



HAL
open science

Modélisation des ionosphères planétaires et de leur rayonnement: La Terre et Mars

Olivier Witasse

► **To cite this version:**

Olivier Witasse. Modélisation des ionosphères planétaires et de leur rayonnement: La Terre et Mars. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT : 2000GRE10094 . tel-00010537

HAL Id: tel-00010537

<https://theses.hal.science/tel-00010537v1>

Submitted on 11 Oct 2005

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

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

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE 1
SCIENCES & GEOGRAPHIE

THÈSE
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline: Astronomie Astrophysique
présentée et soutenue publiquement

par

WITASSE Olivier

Le 10 Juillet 2000

**MODÉLISATION DES IONOSPHERES PLANÉTAIRES ET DE LEUR
RAYONNEMENT : LA TERRE ET MARS**

COMPOSITION DU JURY :

M. Guy PELLETIER	Professeur, Université Joseph Fourier	Président
M. Andrew NAGY	Professeur, University of Michigan	Rapporteur
M. Eric CHASSEFIÈRE	Chargé de Recherche, LMD	Rapporteur
M. Wlodek KOFMAN	Directeur de Recherche, LPG	Examineur
M. Pierre-Louis BLELLY	Chargé de Recherche, CESR	Examineur
M. Jean LILENSTEN	Chargé de Recherche, LPG	Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Planétologie de Grenoble,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble du tout nouveau Laboratoire de Planétologie de Grenoble, au sein duquel j'ai eu la chance de passer deux années de thèse très agréables.

J'exprime mes plus sincères remerciements à Monsieur Jean Liliensten, directeur de thèse, qui, par ses grandes qualités humaines et scientifiques, m'a permis de mener cette thèse dans d'excellentes conditions : j'ai ainsi eu la chance de travailler sur un sujet aux multiples facettes, à la croisée de communautés scientifiques différentes (géophysique, planétologie, physico-chimie). J'ai pu entreprendre ces recherches de manière autonome tout en étant bien encadré.

Merci également à Madame Chantal Lathuillère, pour ses nombreux et précieux conseils et pour m'avoir donné l'opportunité de travailler un été à Boston.

Je remercie Monsieur Wlodek Kofman, directeur du Laboratoire de Planétologie pour m'avoir permis d'effectuer mes travaux dans son établissement et pour son intérêt pour mes recherches.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur Guy Pelletier, ex-directeur du DEA d'Astrophysique, de me faire le grand honneur de présider le jury et aussi de m'avoir permis d'effectuer ma thèse après le DEA.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur Eric Chassefière, chercheur au Laboratoire de Météorologie Dynamique, pour m'avoir fait l'honneur de juger mon travail, et aussi pour son dynamisme dans l'animation des équipes de recherches impliquées dans le projet de micromission Dynamo.

Many thanks to Professor Andrew Nagy (University of Michigan) for agreeing to referee the manuscript in French. Many thanks for his advises and for his warm welcome in the Michigan.

Je remercie chaleureusement Monsieur Pierre-Louis Blelly, chercheur au Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements, avec qui j'ai eu des périodes de travail intenses et fructueuses, ainsi que des moments de détente dans sa grande famille. Je remercie aussi l'équipe EISCAT Toulousaine, qui m'a toujours bien accueilli.

Merci à Monsieur le professeur Guy Perrier, Directeur de l'Observatoire des Sciences de l'Univers pour m'avoir permis de soutenir dans la salle de conférence, pour sa présence lors de la soutenance, et aussi pour les discussions intéressantes au sujet de l'Ecole

Doctorale.

Mes remerciements s'adressent aussi aux chercheurs qui ont bien voulu m'aider dans mon travail, et sans qui ces recherches n'auraient pas pu être menées à leur terme : Madame Odile Dutuit, Messieurs Christian Alcaraz et Roland Thissen de l'Université d'Orsay, Monsieur Steve Bougher et Madame Steffi Engel de l'Université de l'Arizona. Merci également aux chercheurs qui m'ont conseillé au cours de la thèse : Mesdames Janet Luhmann, Judy Fennely, Jane Fox, Laurence Rezeau et Marie-Christine Artru, Messieurs Georges Mantas, Steve Guberman, Patrick Guio, John Clarke, Jean-Pierre Saint-Maurice, Jacques Bauche, Manabu Kunitake, Dave Mitchell, Harald Frey, Richard Link, Francois Forme, Claude Zeippen, André Canosa et Brian Mitchell.

Mes remerciements seraient loin d'être complets si je ne mentionnais pas le tandem de chercheurs Messieurs Jean-Pierre Bibring et Guillaume Pineau des Forêts, qui m'ont donné le goût de l'Astrophysique en première année de DEUG à l'université d'Orsay.

Je tiens également à remercier les chercheurs avec qui j'ai eu la chance de m'initier à la recherche avant la thèse : Madame Hélène Sol, de l'Observatoire de Meudon, Monsieur Georges Paturel, de l'Observatoire de Lyon, et Monsieur Michael J. Buonsanto, de l'Observatoire Haystack (MIT, USA), disparu trop tôt.

Merci à tous ceux qui font régner une ambiance excellente au laboratoire et font en sorte que l'on s'y sente bien, tout particulièrement Béatrice Pibaret, Isabelle Raynaud, Pierre Volcke (dit Pierre et le loup), les thésards et ex-thésard Alexandre Piot, Matthieu K., Nicolas Bonnefoy et Emmanuel Desvoivres, Bruno Lamballais, Pascal Hubert, sans oublier Régis Gras qui a quitté le laboratoire depuis. Je remercie aussi chaleureusement Béatrice, Isabelle et Pierre pour leur disponibilité et leur efficacité.

Je n'oublie pas le Laboratoire des Images et des Signaux, qui m'a accueilli en première année de thèse. J'en profite pour remercier pour tous les bons moments passés Martine Brenier, Marie-France Blanchetière, Pierre Fabry, Xavier Dagany, Steeve Zozor, Frédéric Baldit, Pierre Grangeon, Olivier Rigaut, Jean-Louis Mori, Charly et le champion du monde.

Merci également à Hélène Hostachy, gestionnaire de l'Observatoire, pour sa générosité et sa gentillesse.

J'aimerais remercier l'équipe pédagogique du département Mesures Physiques de l'IUT, qui m'a accueilli tout au long de ces trois années, me donnant ainsi l'opportunité de m'initier à l'enseignement à l'Université : Mesdames Francine Troussaut, Dominique Eloy et Aline Nicolas, Messieurs Jean-Louis Leviel, directeur du département, Jean-Paul Guichard, Gilles Palluel, Thierry Cabot, Mathieu Barthélémy et Manol.

Je remercie aussi mes autres amis thésards et moniteurs : Nicolas Renaud, Pierre Lanoix, Philippe Roche, Laurent Marsal, Gilles Gaudin, Gaelle Dechamp, Mathilde Cartier, Radu Burlacu, Bertrand Jeannet, Stéphane Dumoulin, Laurent Montes, Maud Vinet, Damien Segransan, Anke Schlesier, Simone, Evy Kersalé, David Lacoste, Gré-

gory Maubon.

Merci au Ministère de l'Éducation Nationale pour le soutien financier et les divers congés accordés (report de stages, détachement), me permettant de faire de la recherche et d'enseigner dans le supérieur dans une ambiance sereine.

Enfin j'exprime toute ma reconnaissance à ma famille, ainsi qu'à Nathalie pour leurs encouragements et leur soutien sans failles.

Table des matières

Introduction	1
I L'ionosphère terrestre	5
1 TRANSCAR, ou comment modéliser l'ionosphère terrestre	7
1.1 Introduction	7
1.2 Formulation mathématique du modèle	8
1.2.1 Le transport cinétique	8
1.2.2 Le transport fluide	10
1.3 Détails techniques	12
1.4 Les entrées et sorties du modèle	14
1.4.1 Les entrées	14
1.4.2 Les sorties	18
1.5 Les principaux résultats	18
2 Application: modélisation du rayonnement diurne de l'oxygène atomique	23
2.1 Introduction	23
2.2 Historique	25
2.3 Mesures coordonnées	27
2.4 Modèle photochimique	28
2.4.1 La raie rouge	31
2.4.2 La raie verte	36
2.5 Les résultats	40
2.5.1 Etalonnage de l'atmosphère neutre	40
2.5.2 La raie rouge	42
2.5.3 La raie verte	45
2.6 Étude de sensibilité	48
2.6.1 Sensibilité à la composition neutre	49
2.6.2 Sensibilité au coefficient de la recombinaison dissociative	51
2.6.3 Sensibilité aux coefficients d'EINSTEIN	52

2.7	Conclusions et perspectives de cette étude	53
II	L'ionosphère martienne	55
1	L'ionosphère martienne: États des connaissances et modélisations existantes	57
1.1	Introduction	57
1.2	L'exploration spatiale de la planète rouge	58
1.2.1	Les missions spatiales: 1965-1989	58
1.2.2	Mars Global Surveyor	60
1.3	L'aéronomie de Mars	60
1.3.1	L'atmosphère neutre	60
1.3.2	L'ionosphère	61
1.3.3	L'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère	63
1.4	Les modèles ionosphériques existants	64
1.4.1	Les modèles cinétiques	64
1.4.2	Les modèles photochimiques	65
1.4.3	Les modèles 5 moments	66
1.4.4	Les modèles magnétohydrodynamiques	66
1.5	Les questions en suspens	67
1.6	Les futures missions	67
1.7	Notre proposition dans le cadre de la mission DYNAMO	69
2	Modélisation de l'ionosphère de Mars	73
2.1	Introduction	73
2.2	Description du modèle	74
2.2.1	L'atmosphère neutre	74
2.2.2	Le code cinétique	76
2.2.3	Le code MHD fluide	83
2.2.4	Détails techniques	85
2.2.5	Limitations du modèle	85
2.3	Principaux résultats	85
2.3.1	Sorties de la partie cinétique	85
2.3.2	Sorties de la partie fluide	92
2.4	Caractérisation des populations thermiques et suprathermiques	96
3	Le rayonnement de la haute atmosphère martienne	99
3.1	Introduction	99
3.2	Les observations	100

3.3	La carte du rayonnement UV de l'atmosphère martienne	101
3.4	La modélisation	104
3.4.1	Emission de l'ion CO_2^+	106
3.4.2	Emission de l'oxygène atomique	109
3.5	Perspectives	114
	Conclusion	117
	Références Bibliographiques	121
	Annexes	133
A	Termes de collisions	135
B	Taux d'émission volumique et intensité intégrée	137
C	Proposition pour la mission DYNAMO	141
D	Articles publiés pendant la thèse	165
D.1	Articles sur le sujet de thèse	165
D.2	Autres articles	165

Introduction

Le travail effectué au cours de cette thèse concerne l'étude des ionosphères planétaires et de leur rayonnement. L'ionosphère est la composante ionisée de l'atmosphère d'une planète. Créée par l'absorption de photons solaire de longueur d'onde inférieure à 100 nm ou de particules énergétiques (électrons, protons) en provenance du vent solaire, elle est composée d'une part des ions caractéristiques de l'atmosphère, et d'autre part des électrons. Ces mêmes électrons se décomposent en deux populations: les thermiques d'énergie inférieure à 1 eV, et les électrons suprathermiques, d'énergie typique de la dizaine d'eV, originaires des processus d'ionisation ou du vent solaire. Sur Terre, la limite basse de l'ionosphère se situe autour de 70 km, et une couche principale d'électrons thermiques atteint son maximum en moyenne autour de 250 km d'altitude (de l'ordre de 10^6 particules par cm^{-3}).

Aux altitudes ionosphériques, le phénomène de luminescence apparaît ("airglow" en anglais). Il consiste en l'émission lumineuse due à la désexcitation d'atomes, molécules ou ions. Les sources d'excitation, nombreuses, sont principalement l'impact des électrons suprathermiques sur les composants neutres, la recombinaison dissociative des ions et électrons thermiques et la photodissociation de molécules neutres par les photons ultraviolet. Ces émissions constituent la signature des processus que l'on vient de citer, et appartiennent au domaine du visible ou de l'ultraviolet.

Lorsque la source de l'excitation est constituée par des particules chargées très énergétiques en provenance du vent solaire, et qui précipitent dans la haute atmosphère, on parle d'aurores. Sur Terre, on les appelle aurores boréales ou australes, car les particules précipitent dans les régions des pôles magnétiques. Des aurores ont également été observées sur les planètes géantes Jupiter et Saturne.

Le laboratoire de Planétologie de Grenoble, en collaboration avec d'autres laboratoires, s'est forgé une solide expérience dans l'étude de la haute atmosphère terrestre et de l'ionosphère. Il s'appuie sur des expériences au sol (radars, interféromètres) et embarquées (interféromètre), des travaux théoriques et des modèles. Notamment un modèle numérique existe, appelé TRANSCAR, décrivant la structure verticale de l'ionosphère de la Terre, principalement à haute latitude. Cela veut dire que ce programme prédit par exemple, pour un jour particulier, les profils en altitude des concentrations et des températures du plasma. Il s'agit d'un modèle fluide, dépendant du temps, dé-

crivant la composante thermique du plasma, couplé à un code de transport cinétique des électrons énergétiques. Ce programme a prouvé sa grande capacité, et il a semblé naturel de l'exploiter pour étudier les ionosphères d'autres corps du système solaire.

Une jeune science en effet, étudie les atmosphères planétaires, dans la cadre de la "Planétologie comparée". Le but est d'obtenir un panorama complet des différentes atmosphères du système solaire, ce qui peut nous aider à mieux comprendre notre propre environnement. Les situations sont diverses, selon par exemple la distance de la planète au Soleil, ou la présence d'un champ magnétique.

L'objectif de cette thèse est donc de modéliser une ionosphère de type terrestre, ainsi que sa luminescence. Ces deux motivations sont reliées, car modéliser un tel rayonnement, autrement dit l'analyser, le comprendre et le décrire, nécessite l'utilisation d'un modèle du type TRANSCAR, capable de calculer les différentes sources de ce rayonnement. Le but final est de valider ce qui pourra devenir un outil d'investigation de l'atmosphère d'une planète. En effet, l'observation (depuis la Terre ou une sonde spatiale) et la modélisation simultanée du rayonnement peuvent servir de diagnostic de l'atmosphère de la planète, en terme de composition et de température par exemple.

Le choix de l'atmosphère à étudier s'est porté sur celle de Mars, quatrième planète en partant du soleil. Cette planète a toujours suscité un vif intérêt, et actuellement un important programme international pour son exploration se met en place. L'enjeu scientifique principal est son évolution, sur les plans géologique (comment a évolué la planète? où est passé l'eau?), atmosphérique (pourquoi l'atmosphère est-elle si peu dense actuellement?) et biologique (la vie a-t-elle existé?). Ces questions sont bien évidemment reliées. L'étude de l'atmosphère est en bonne place, notamment avec les sondes japonaise et européenne Nozomi et Mars Express, qui arriveront fin 2003. Le projet Netlander (lancement en 2005) prévoit un réseau de 4 stations en surface dédiées à l'étude de la structure interne, du climat et de l'atmosphère. Le projet Dynamo, prévu pour 2007, consiste en une micro mission consacrée à l'étude du champ magnétique et de l'atmosphère.

Ce manuscrit se compose de deux grandes parties, l'une sur l'ionosphère terrestre (deux chapitres), et l'autre sur l'ionosphère de Mars (trois chapitres). Le premier chapitre décrit le code ionosphérique TRANSCAR, plus précisément les équations résolues, ses entrées et sorties, et ses principaux résultats concernant la Terre.

Le chapitre 2 décrit l'adaptation du code terrestre à la modélisation de la luminescence de la haute atmosphère. Pour se familiariser avec ce phénomène, il a été décidé de modéliser l'émission de deux raies de l'oxygène atomique ($\lambda = 558$ et 630 nm). Un modèle photochimique a été développé pour prédire le rayonnement en terme de photons par unités de volume et de temps, en fonction de l'altitude (typiquement entre 100 et 500 km). Le calcul est effectué pour des dates d'expériences coordonnées entre le radar EISCAT et le satellite UARS. La comparaison des sorties du modèle ionosphérique

et des mesures du radar permet de s'affranchir d'incertitudes sur la composition de l'atmosphère neutre. Le satellite UARS embarque à son bord l'interféromètre WINDII qui donne accès au nombre de photons.

Le premier chapitre de la deuxième partie retrace le contexte et l'intérêt de l'étude de l'atmosphère martienne, résume les missions passées et futures, les travaux antérieurs, et les questions toujours en suspens. Une proposition d'étude formulée pendant cette thèse, dans le cadre du projet de micro mission Dynamo, est présentée.

Le deuxième chapitre traite du portage du code de transport à l'ionosphère de Mars. Les principaux résultats obtenus seront les productions des ions, les concentrations et températures du plasma martien. On y verra des comparaisons avec des mesures de Viking 1.

Enfin le dernier chapitre est consacré à l'étude du rayonnement de la haute atmosphère martienne dans le domaine ultraviolet. Après avoir résumé les observations et les précédents travaux, une liste des émissions dans l'ultraviolet (détectées ou non) est dressée. Le choix de la modélisation s'est porté sur trois émissions, à 135, 288 et 297 *nm* de longueur d'onde. Les résultats de ces modélisations seront comparés à des observations des sondes Mariner 6-7.

Première partie

L'ionosphère terrestre

Chapitre 1

TRANSCAR, ou comment modéliser l'ionosphère terrestre

Sommaire

1.1	Introduction	7
1.2	Formulation mathématique du modèle	8
1.2.1	Le transport cinétique	8
1.2.2	Le transport fluide	10
1.3	Détails techniques	12
1.4	Les entrées et sorties du modèle	14
1.4.1	Les entrées	14
1.4.2	Les sorties	18
1.5	Les principaux résultats	18

1.1 Introduction

L'ionosphère est la partie ionisée de l'atmosphère au dessus de typiquement 70 km d'altitude. Elle est créée côté jour sous l'action des photons dans la gamme d'énergie de l'extrême ultraviolet (longueur d'onde inférieure à 105 nm), qui arrachent des électrons aux composants neutres de l'atmosphère. Il se crée alors une population d'électrons suprathermiques, qui à son tour est une source d'ionisation de l'atmosphère par collisions inélastiques. Dans certains cas et en particulier aux latitudes aurorales, des précipitations d'électrons et de protons issus du vent solaire peuvent également constituer une source d'ionisation. La distribution en énergie de ces particules n'est pas maxwellienne.

Ces particules énergétiques constituent une des deux populations du plasma. La seconde population est constituée par les particules thermiques (électrons et ions), issue des réactions chimiques et des collisions, caractérisée par une distribution en énergie maxwellienne.

La structure de l'ionosphère résulte alors de la compétition entre ce processus de production, diverses réactions chimiques et des phénomènes de transport. Sa modélisation nécessite par conséquent de décrire ces différents problèmes. Dans ce chapitre, on présente le modèle TRANSCAR¹, fruit d'une collaboration entre les laboratoires L.P.G. et C.E.S.R.², et décrivant l'ionosphère terrestre principalement à haute latitude. Il est composé de deux modèles couplés. Le premier résout l'équation cinétique de transport qui donne l'évolution du flux stationnaire des électrons suprathermiques 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. Le second résout les équations de transport macroscopique pour la population thermique: les six ions O^+ , H^+ , N^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ et les électrons. Une description complète du modèle est donnée dans Blelly *et al.* (1996b) et est résumée dans les parties suivantes.

1.2 Formulation mathématique du modèle

1.2.1 Le transport cinétique

Le code de transport cinétique est décrit dans Lilensten *et al.* (1989) et Lummerzheim & Lilensten (1994). Il résout l'équation de transport dissipative de Boltzmann qui gouverne l'évolution de la fonction de distribution f des électrons énergétiques (ou suprathermiques):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla f + \nabla \left(\frac{F}{m} f \right) = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{collisions} \quad (1.1)$$

, modifiée selon les hypothèses suivantes et des changements de variables pertinents :

- État stationnaire
- Électrons suprathermiques transportés le long des lignes de champ magnétique
- Atmosphère stratifiée perpendiculairement au champ magnétique
- Absence de champ électrique macroscopique

L'équation de transport des électrons suprathermiques s'écrit alors de la manière suivante, exprimant que la variation du flux stationnaire des électrons secondaires (partie gauche de l'équation) est égale à la différence entre les pertes (précédées du signe '-') et les gains (précédés du signe '+').

1. pour "transport au carré"

2. Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

$$\mu \frac{\partial \phi(\tau, \mu, E)}{\partial \tau} = -\phi(\tau, \mu, E) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \phi(\tau, \mu, E)) + sf(\tau, \mu, E) + \sum_l \left(\frac{n_l(z) \sigma_l^T(E)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \int_{-1}^1 d\mu' \int_E^{E_{max}} dE' R^l(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \phi(\tau, E', \mu') \right) \quad (1.2)$$

avec les notations:

ϕ : Flux stationnaire d'électrons suprathermiques ($cm^{-2}.s^{-1}.eV^{-1}.sr^{-1}$)

z : Altitude

τ : Profondeur de collision, fonction de E et de z ; $d\tau = \sum_l n_l(z) \sigma_l^T(E) dz$

μ, μ' : Cosinus de l'angle d'attaque de l'électron incident et diffusé par rapport au champ magnétique

E, E' : Énergies des électrons incidents et diffusés

n_e : Concentration électronique

n_k, n_l : Concentrations des composants neutres, k ou l symbolisant N_2, O_2, O, H ou He

σ_k^T, σ_l^T : Section efficace totale de collision (élastique plus inélastique) entre un électron d'énergie E et un neutre k ou l

R^l : fonction de redistribution décrivant la dégradation d'un état (E', μ') à un état (E, μ) pour le neutre l . Il s'agit d'une section efficace différentielle $(E, \mu \rightarrow E', \mu')$ normalisée. Elle dépend de la section efficace du processus considéré (ionisation,...) et d'une fonction de phase qui décrit la redistribution angulaire de l'électron après la collision, ou de l'électron secondaire, arraché lors d'une ionisation.

- Le premier terme de la partie droite de l'équation représente les pertes par collisions élastiques et inélastiques.
- Le deuxième terme représente les pertes dues aux processus de friction sur les électrons thermiques. $L(E)$ est une fonction continue décrivant cette perte d'énergie. Elle dépend de l'énergie, de la température et de la concentration électronique, selon:

$$L(E) = \frac{5.39 \cdot 10^{-3}}{E^{0.94} n_e^{0.03}} \left(\frac{E - E_{th}}{E - 0.53 E_{th}} \right)^{2.36} \quad (1.3)$$

avec E_{th} l'énergie thermique.

- Le troisième terme représente les gains dus à la photoionisation solaire:

$$sf(\tau, \mu, E) = \frac{q_{k,i}(z, W)}{4\pi \sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \quad (1.4)$$

avec

$$q_{k,i}(z, W) = n_k(z) \sigma_{k,i}^{ion}(E) I_\infty(\lambda) \exp\left(-\sum_m \sigma_m(E) ch(\chi, z) \int_z^{+\infty} n_m(s) ds\right) \quad (1.5)$$

avec les notations:

$q_{k,i}$: Production primaire d'électrons suprathermiques ($cm^{-3}.s^{-1}.eV^{-1}$)

E : Énergie des photons incidents

$W = E - U_{k,i}$, où $U_{k,i}$ est le seuil d'ionisation de l'espèce k , pour l'état d'excitation i

$\sigma_{k,i}^{ion}(E)$: Section efficace de photoionisation de l'espèce k , pour l'état d'excitation i , par un photon d'énergie E

$I_\infty(\lambda)$: Flux solaire au sommet de l'ionosphère (photons $cm^{-2}.s^{-1}.nm^{-1}$)

$\sigma_m(E)$: Section efficace d'absorption du photon d'énergie E par un neutre m

$ch(\chi, z)$: fonction de Chapman, qui permet de tenir compte de la courbure de la Terre. χ est l'angle solaire zénithal, c'est à dire l'angle entre le soleil et la verticale locale. Il vaut 90 degrés à l'horizon, et 0 degrés au zénith.

- Le dernier terme représente la production électronique due à la dégradation du flux de plus haute énergie, par des collisions entre les électrons suprathermiques et les neutres.

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 selon:

$$P_k^{ion}(z) = n_k(z) \int \sigma_{coll,k}^{ion}(E) \phi(E, z) dE \quad (1.6)$$

$$P_k^{exc}(z) = n_k(z) \int \sigma_{coll,k}^{exc}(E) \phi(E, z) dE \quad (1.7)$$

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

1.2.2 Le transport fluide

La description macroscopique de l'ionosphère consiste à résoudre les équations des moments de la fonction de distribution des espèces ioniques et des électrons thermiques.

L'équation du moment d'ordre n s'obtient en multipliant l'équation 1.1 par c^n , vitesse de l'espèce par rapport à sa vitesse thermique, et en intégrant sur l'espace des vitesses. Ces équations ne sont cependant pas fermées, car résoudre l'équation du

moment d'ordre n nécessite de connaître le moment d'ordre $n + 1$, que l'on connaît en résolvant l'équation d'ordre supérieur. Il est alors indispensable de tronquer cette hiérarchie d'équations à un certain niveau.

La solution retenue pour les ions légers dans la partie "fluide" de TRANSCAR est l'approximation 8-moments (Schunk, 1977), car elle permet de prendre en compte les effets thermoélectriques et de diffusion thermique, qui peuvent dans certains cas avoir des conséquences importantes sur la valeur des températures du plasma (Blelly & Schunk, 1993). La fermeture du système est réalisée en considérant la fonction de distribution de la forme:

$$f = f_o \left(1 - \left(1 - \frac{m_i c_i^2}{5k_b T_i} \right) \frac{m_i}{k_b T_i p_i} q_i c_i \right) \quad (1.8)$$

où f_o est la distribution maxwellienne valable dans l'approximation 5-moments:

$$f_o = n_i \left(\frac{m_i}{2\pi k_b T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{m_i c_i^2}{2k_b T_i} \right) \quad (1.9)$$

A ce niveau d'approximation chaque espèce (masse m_i) est décrite par sa concentration n_i , sa température T_i (ou sa pression, sachant que $p_i = n_i k_b T_i$), sa vitesse \vec{u}_i (3 composantes) et son flux de chaleur \vec{q}_i (3 composantes). Le système d'équations s'écrit alors, l'indice i désignant l'espèce i :

Équation scalaire du moment d'ordre 0

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_i \vec{u}_i) = \frac{\delta n_i}{\delta t} = P_i - n_i L_i \quad (1.10)$$

Le terme de droite représente les productions et les pertes dues aux diverses réactions chimiques et échanges de charges (22 au total) et aux ionisations calculées dans la partie cinétique. Ce terme n'émerge pas directement de l'équation de transport 1.1.

Équation vectorielle du moment d'ordre 1

$$\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + (\vec{u}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i + \frac{1}{n_i m_i} \vec{\nabla} P_i - \vec{g} - \frac{e_i}{m_i} (\vec{E} + \vec{u}_i \wedge \vec{B}) = \frac{\delta \vec{M}_i}{\delta t} \quad (1.11)$$

Équation scalaire du moment d'ordre 2

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_i \right) + \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{3}{2} p_i \right) + \frac{5}{2} p_i \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_i + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_i = \frac{\delta \vec{E}_i}{\delta t} \quad (1.12)$$

Équation vectorielle du moment d'ordre 3

$$\frac{\partial \vec{q}_i}{\partial t} + \vec{u}_i \cdot \vec{\nabla} \vec{q}_i + \frac{7}{5} \vec{q}_i \vec{\nabla} \vec{u}_i + \frac{7}{5} (\vec{q}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_i + \frac{2 k_b p_i}{5 m_i} \vec{\nabla} T_i - \frac{e_i}{m_i} \vec{q}_i \wedge \vec{B} = \frac{\delta \vec{q}_i}{\delta t} \quad (1.13)$$

Les termes $\frac{\delta \vec{M}_i}{\delta t}$, $\frac{\delta \vec{E}_i}{\delta t}$ et $\frac{\delta \vec{q}_i}{\delta t}$ sont donnés par Schunk (1977) et explicités dans l'annexe 1.

Concernant les ions lourds moléculaires, leur concentration est issue d'une équation de continuité propre à chaque ion. Leurs vitesses et températures sont supposées égales et leur flux de chaleur est négligé. Les concentrations des électrons thermiques se calculent à l'aide de l'hypothèse d'électroneutralité. Températures et flux de chaleur sont chacun résolus par une équation de transport.

1.3 Détails techniques

Partie cinétique

La résolution de l'équation de transport cinétique des électrons suprathermiques le long d'une ligne de champ magnétique se divise en deux phases distinctes : la détermination du terme de dégradation en énergie et la résolution du transport et de la redistribution angulaire.

– Dégradation en énergie :

Le terme de dégradation en énergie est évalué sur une grille d'énergie discrète, en gardant la contrainte de la conservation de l'énergie, selon le schéma numérique proposé par Swartz (1985). Afin de conserver l'énergie, l'auteur propose de générer pour chaque processus d'excitation une section efficace effective. Cette grandeur σ_{eff} est égale à la section efficace considérée σ multipliée par le quotient de l'énergie de seuil T divisée par la différence entre l'énergie considérée E_i et l'énergie E_k de la cellule la plus proche de $E_i - T$:

$$\sigma_{eff} = \sigma \frac{T}{E_i - E_k} \quad (1.14)$$

Dans le cas présent où nous traitons des seuls photoélectrons (et non des particules précipitées), il suffit de considérer les énergies en dessous de 300 eV. Swartz (1985) préconise une grille de 34 énergies au moins. Notre grille se divise en 40 cellules de taille croissante en énergie entre 0,1 et 280 eV, leur taille variant de 0,2 à 35 eV.

– Transport et redistribution angulaire :

Lorsque le terme source de l'équation 1.2 est connu, l'équation de transport à une formulation équivalente à celle d'une équation de transfert radiatif. Pour sa résolution, la procédure numérique retenue est un ordonnancement discret (procédure DISORT). Cet algorithme a été implémenté et testé avec succès (Stammes *et al.*, 1988). Huit angles sont utilisés pour décrire la diffusion angulaire, ce qui correspond au minimum pour sa description précise (Lummerzheim & Lilensten, 1994). Ces angles sont choisis selon la méthode de Gauss, qui permet une intégration directe et exacte :

$$\int f(\mu)d\mu = \sum_i \omega_i f(\mu_i) \quad (1.15)$$

avec ω_i les poids gaussiens.

La grille d'altitude contient typiquement 50 cellules comprises entre 90 et 600 km et de de hauteur croissante, de manière à ne jamais être plus large que la hauteur d'échelle locale $\frac{kT}{mg}$. A basse altitude la hauteur de grille est de l'ordre du km et égale à 40 km à 600 km.

Partie fluide

Les équations fluides écrites précédemment sont projetées le long d'une ligne de champ magnétique. Le problème est donc à une dimension. Ce système de quatre équations est résolu à l'aide de la méthode numérique "Flux Corrected Transport Technique" (Boris, 1976). Cet algorithme a prouvé sa précision à résoudre des équations fluides dépendantes du temps de la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = \nabla D_1 + C_2 \nabla D_2 + D_3 + \rho D_4 + \nabla(C_5 \nabla D_5) \quad (1.16)$$

Couplage et conditions aux limites

Les deux parties du modèle sont couplées de manière dynamique, comme cela est représenté sur la figure 1.1. Le code fluide fournit au code cinétique la température et la concentration électronique, nécessaires au calcul de la fonction $L(E)$. Le code cinétique fournit au code fluide les taux de productions des ions et de chauffage des électrons thermiques.

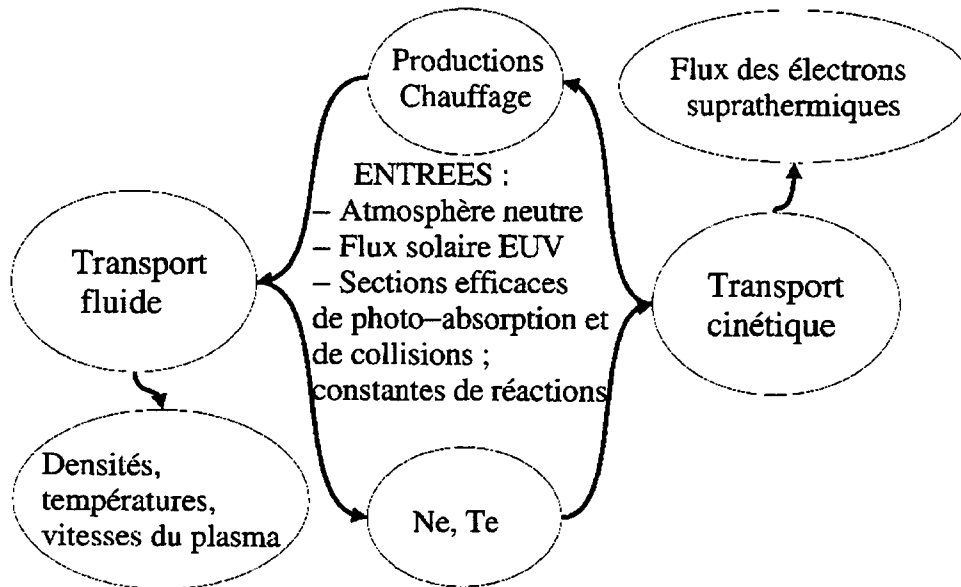


FIG. 1.1: Synopsis du modèle TRANSCAR.

Les échanges énergétiques entre la magnétosphère et l'ionosphère justifient une entrée d'énergie entre la magnétosphère et le gaz d'électrons au sommet de l'ionosphère, imposée dans la partie fluide à l'altitude supérieure par un flux de chaleur électronique dirigé vers le bas. Pour la limite basse de l'ionosphère, aucune condition aux limites n'est imposée dans la partie fluide, les nombreuses collisions avec les composants neutres favorisant les équilibres photochimique et thermique locaux.

Dans la partie cinétique, à l'altitude supérieure, on peut imposer pour chaque angle considéré un flux nul ou bien d'électrons précipités. A l'altitude inférieure, on impose un albédo égal à 1.

1.4 Les entrées et sorties du modèle

1.4.1 Les entrées

Les constantes physiques

Le calcul du transport cinétique nécessite la connaissance des sections efficaces de collisions, qui sont mesurées en laboratoires et tabulées dans la littérature (Lilensten *et al.* (1989) et Lummerzheim & Lilensten (1994) et références incluses). Les constantes de réactions chimiques nécessaires au transport fluide sont publiées dans Rees (1989), et les fréquences de collisions entre neutres et particules chargées le sont dans Schunk & Nagy (1980)

L'atmosphère neutre

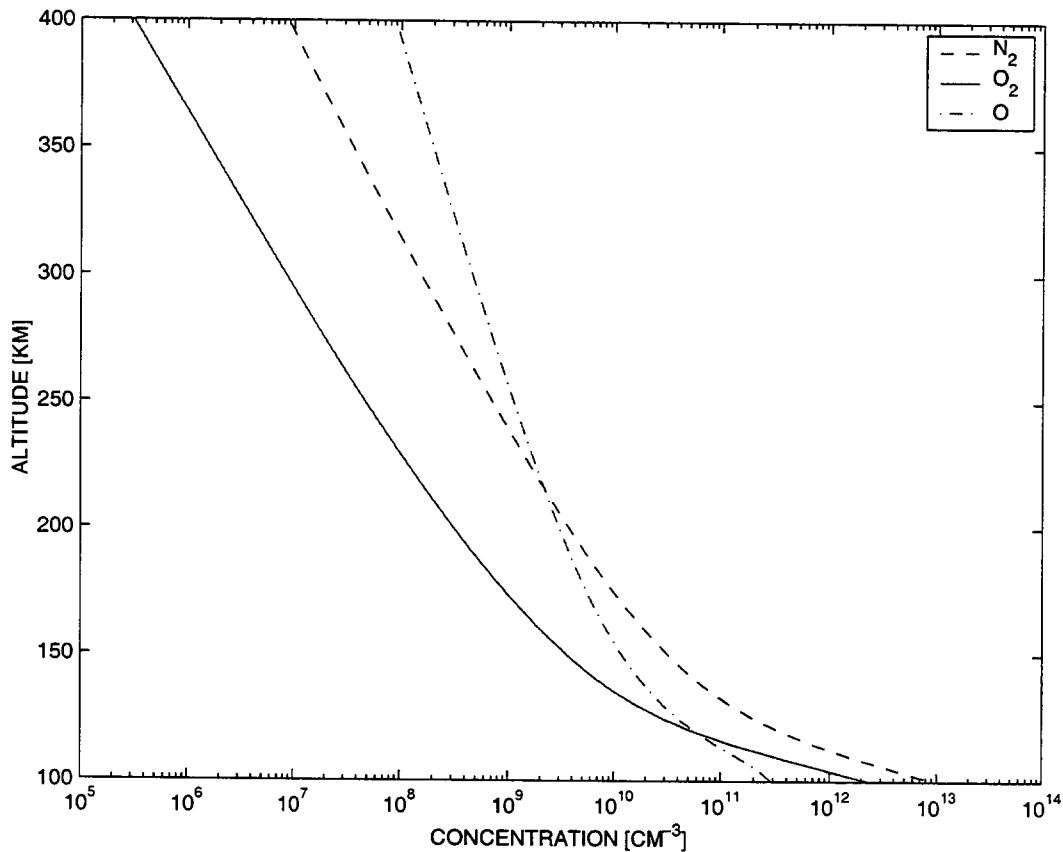


FIG. 1.2: Profils verticaux des concentrations des trois principaux composants de l'atmosphère neutre (en cm^{-3}) à haute latitude, donnés par le modèle MSIS-90 en période estivale calme.

Il est nécessaire de connaître le profil vertical des constituants neutres de l'atmosphère pour le calcul notamment:

- des taux d'excitations et d'ionisations dans la partie cinétique.
- des taux de sources et de pertes des ions dus aux réactions chimiques impliquant les neutres dans la partie fluide.
- des termes de collisions entre les espèces chargées et neutres dans la partie fluide.

La composition neutre est donnée par le modèle MSIS¹-90 (Hedin, 1991), construit à partir de mesures de radars, d'interféromètres et de spectromètres de masses embarqués à bord de fusées. Les paramètres d'entrée du modèle sont la date, l'heure, les coordonnées géographiques, l'altitude et les indices géophysiques $f_{10.7}$, $f_{10.7}^-$ moyenné et A_p . La figure 1.2 montre un exemple de profil au-dessus du radar EISCAT en période estivale calme.

1. Mass Spectrometer and Incoherent Scatter

Le flux solaire

Le flux solaire dans la gamme extrême ultraviolet est une entrée principale du code cinétique. Les mesures étant rares, il est nécessaire de recourir à des modélisations. Actuellement trois modèles sont à la disposition des scientifiques. Ils fournissent les flux intégrés (unité $\text{photons.cm}^{-2}.s^{-1}$) dans 39 intervalles de longueur d'onde, entre 2 et 105 nm. Le flux s'exprime en général en fonction du paramètre géophysique $f_{10.7}$.

- Dans le premier modèle (Torr & Torr, 1985), le flux s'obtient en interpolant avec l'indice $f_{10.7}$ entre deux spectres de référence mesurés par le satellite AE-E¹, le premier, appelé *SC#21 REFW*, caractéristique d'un soleil calme ($f_{10.7} = 68$), le second, *F79050*, d'un soleil actif ($f_{10.7} = 243$).
- EUVAC² est un modèle proposé par Richards *et al.* (1994), basé sur le spectre *F74113* ($f_{10.7} = 74$) et sur la variation relative du flux solaire mesuré par le satellite AE-E. Le flux se calcule simplement à l'aide d'une table fournie par les auteurs et des indices $f_{10.7}$ et $\overline{f_{10.7}}$.
- Le troisième modèle (Tobiska (1993), Tobiska (1994)), appelé EUV94X, est basé sur plusieurs mesures réalisées a bord de satellites et de fusées. Les variations de l'activité solaire sont prises en compte via les indices $f_{10.7}$ et $\overline{f_{10.7}}$, et les raies d'émissions Lyman- α et He I (1083 nm) lorsque celles-ci sont mesurées.

La figure 1.3 montre une comparaison entre les flux solaires calculés selon les trois modèles, et ce pour une période de fort flux solaire. Pour les longueurs d'onde inférieures à 15 nm, les trois modèles sont comparables. Des différences notables apparaissent entre 15 nm et 40 nm. Entre 40 nm et 80 nm, Torr et Torr et EUVAC donnent des flux semblables, tandis que EUV94X est plus fort. Entre 80 nm et 105 nm, Torr et Torr et EUV94X sont équivalents alors que EUVAC donne des flux plus faibles.

Le code peut utiliser au choix l'un des trois modèles. Actuellement, il utilise plutôt le modèle EUVAC, pour les raisons suivantes

- Richards *et al.* (1994) ont soulevé plusieurs problèmes avec le modèle de Torr & Torr (1985), notamment sur leur spectre de référence, obtenu par extrapolation à partir de mesures entre 1977 et 1980.
- EUVAC est présenté comme capable de reproduire de manière satisfaisante les flux mesurés des électrons suprathermiques, ainsi que les concentrations électroniques.
- Son utilisation est très simple, alors que celle de EUV94X est moins conviviale. De plus, des études ont montré que ces deux paramétrisations donnent sensiblement

1. AE-E: Atmospheric Explorer E

2. EUVAC: EUV flux model for Aeronomic Calculations

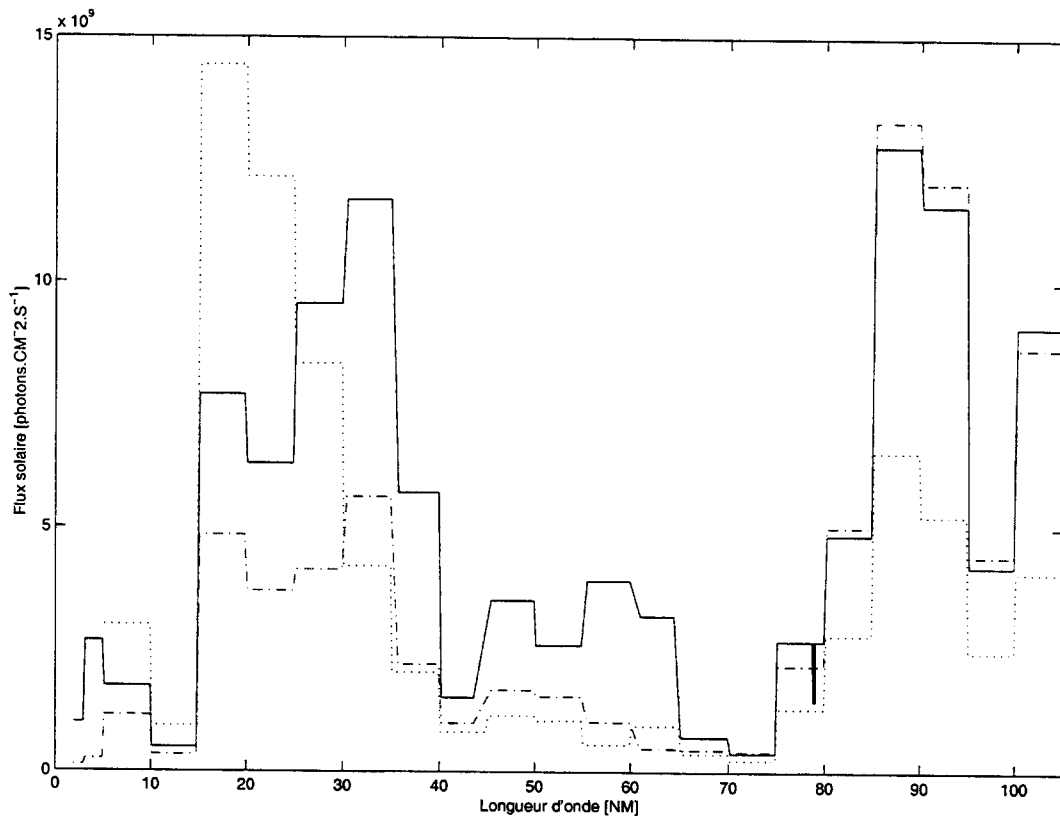


FIG. 1.3: Les trois modèles de flux solaires dans l'extrême ultraviolet, relatifs à une période de fort flux solaire: Torr et Torr (tirets), EUVAC (points) et EUV94X (ligne solide). On montre ici le flux de photons par $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, intégré sur des intervalles de 5 nm en énergie.

les mêmes taux d'excitation par impact électronique (Buonsanto *et al.* (1995), Bucsela & E. (1997)). Cela a été notamment vérifié pour l'impact des électrons sur les atomes d'oxygène, réaction importante dans l'application développée au chapitre suivant.

Le couplage avec la magnétosphère

Comme écrit précédemment, les échanges d'énergie entre l'ionosphère et la magnétosphère sont imposés par la valeur du flux de chaleur électronique au sommet de l'ionosphère, noté Q_e^{top} , dont l'ordre de grandeur est de quelques $\mu\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ (Blelly & Alcaydé, 1994). Les précipitations d'électrons, caractéristiques des régions aurorales, peuvent également être prises en compte, lors de périodes perturbées, avec la dépendance désirée en angle, énergie et intensité.

1.4.2 Les sorties

Les principales sorties de TRANSCAR sont les profils en fonction de l'altitude:

- des concentrations électronique et ioniques.
- des températures électronique et ioniques.
- des vitesses ioniques.
- des flux d'électrons suprathermiques.
- Les productions des états excités neutres et des états ionisés sous l'action du rayonnement solaire et du flux d'électrons suprathermiques.
- du chauffage des électrons thermiques.
- du flux solaire (ultraviolet et l'extrême ultraviolet) atténué.

Ces grandeurs s'obtiennent en fonction du temps (typiquement le code cinétique est appelé toutes les 5 minutes, et le code fluide toutes les secondes) et sur une grille d'altitude typique entre 100 et 500 km.

1.5 Les principaux résultats

Équilibre dynamique de l'ionosphère terrestre

Diloy *et al.* (1996) ont publié des résultats sur la structure de l'ionosphère à la latitude du radar à diffusion incohérente EISCAT, entre 100 et 1000 km d'altitude, pour des conditions géophysiques correspondant à une ionosphère calme (A_p faible; $f_{10.7} = 250$). La figure 1.4 montre la structure typique de l'ionosphère à haute latitude, de jour.

Les principales caractéristiques en sont les suivantes:

- la concentration électronique présente deux pics autour de 110 km (région E) et de 300 km (région F).
- la population ionique est représenté à basse altitude (110 km) par les ions O_2^+ , à haute altitude (250 km) par les ions O^+ . Entre les 2, les ions NO^+ assurent la transition.
- Les ions N_2^+ , N^+ et H^+ sont minoritaires.

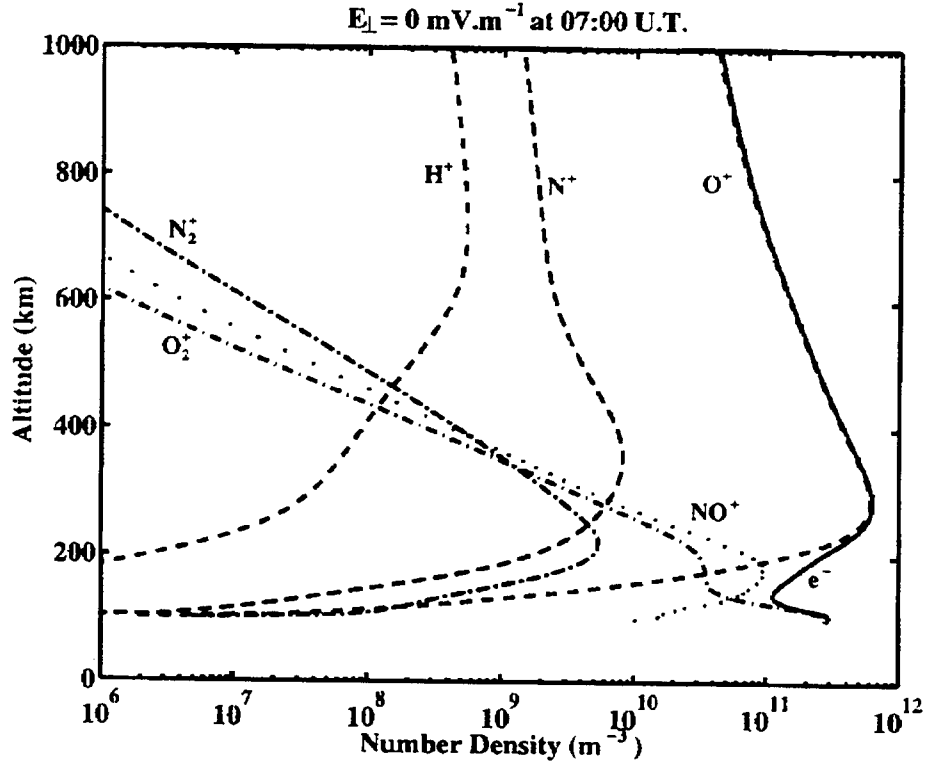


FIG. 1.4: Profils verticaux de concentrations ioniques et électronique en période calme (Diloy et al., 1996).

Étalonnage du modèle ou diagnostic des neutres

Blelly *et al.* (1996a) ont étalonné le modèle à l'aide des observations du radar EISCAT. Les auteurs se sont notamment permis d'ajuster l'atmosphère neutre pour retrouver un bon accord entre les quatre paramètres mesurés par le radar (température et concentration électronique, température et vitesse ionique) et calculés par le modèle. Ils ont introduit les coefficients d'ajustements suivants:

$$C_H = \frac{[H]}{[H]_{msis}} \quad (1.17)$$

$$C_O = \frac{[O]}{[O]_{msis}} \quad (1.18)$$

$$C_M = \frac{[O_2]}{[O_2]_{msis}} = \frac{[N_2]}{[N_2]_{msis}} \quad (1.19)$$

En période calme, de faibles ajustements ont été suffisants (moins de 30% par rapport aux valeurs données par le modèle MSIS. La figure 1.5 montre la sensibilité de deux principales grandeurs (température et concentration électronique) à la composition neutre ainsi qu'au flux de chaleur électronique au sommet de l'ionosphère.

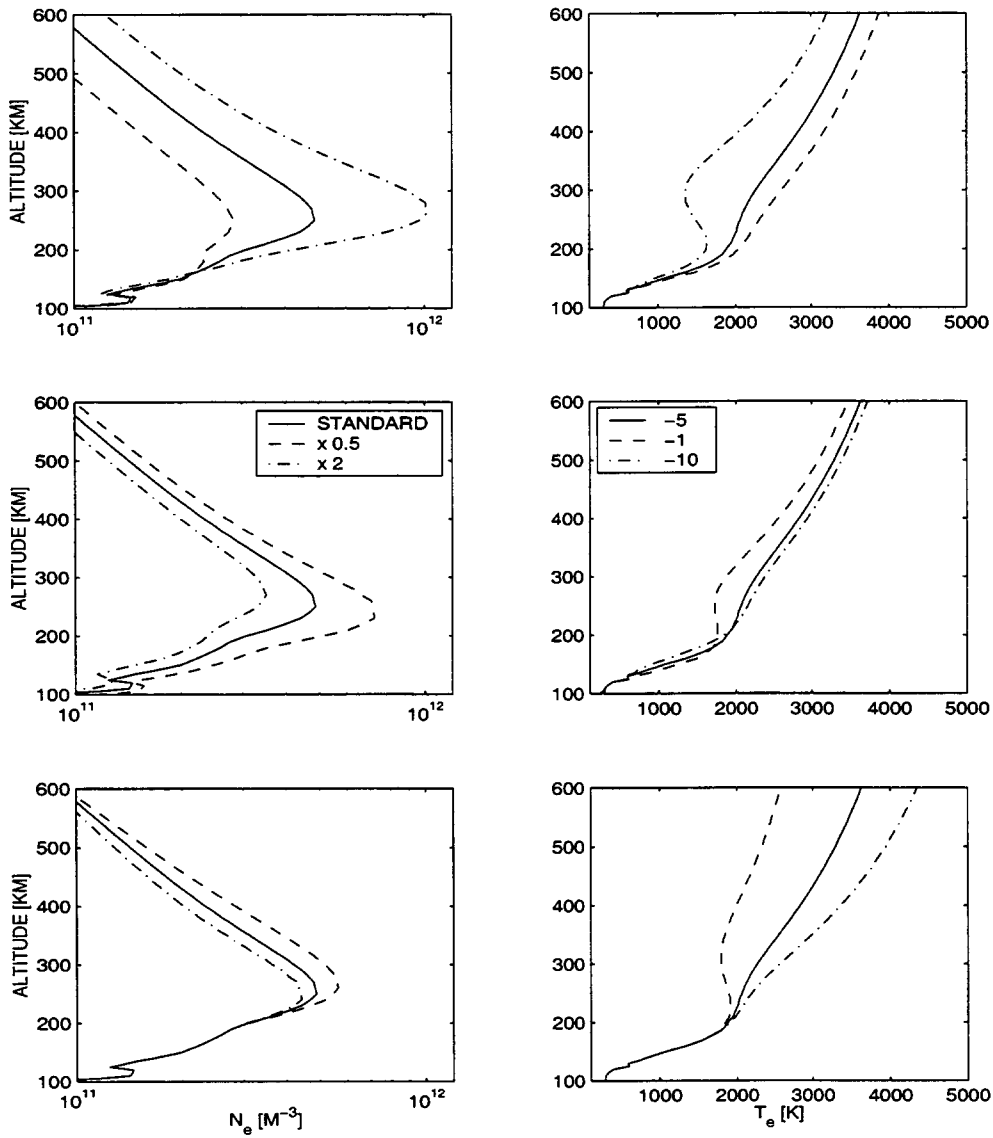


FIG. 1.5: Sensibilité du modèle à deux principales entrées: la composition de l'atmosphère neutre et le flux de chaleur électronique au sommet de l'ionosphère. Les conditions géophysiques correspondent à une ionosphère estivale en période calme au dessus d'EISCAT. La colonne de gauche représente la sensibilité de la concentration électronique à la concentration de l'oxygène atomique (en haut), des composants moléculaires (au milieu) et au flux de chaleur électronique (en bas), tandis que la colonne de droite représente la sensibilité de la température électronique à ces mêmes paramètres. Les lignes solides relatives aux concentrations correspondent aux conditions standard données par MSIS-90, les lignes (- .) aux concentrations multipliées par 2 et les lignes (- -) aux concentrations divisées par 2. Les lignes solides relatives au flux de chaleur correspondent à la valeur $-5 \mu W.m^{-2}$, les lignes (- .) à $-10 \mu W.m^{-2}$ et les lignes (- -) à $-1 \mu W.m^{-2}$.

Sensibilité à la concentration de [O]. La variation de la concentration en oxygène atomique n'a d'influence qu'au-dessus de 160 km. L'augmentation de [O] a pour conséquence une production plus importante des électrons, et donc leur concentration croît. La température électronique baisse en raison des collisions plus nombreuses entre ions et électrons. Autour du pic de région F, le bilan énergétique des ions est dominé par la présence des neutres et ils ont donc une température voisine de celle des neutres. Lorsque les collisions ions-électrons croissent, les électrons sont alors plus refroidis.

Sensibilité à la concentration des composés moléculaires. La variation de la concentration des molécules O_2 et N_2 influence toutes les altitudes. L'augmentation de cette concentration a pour effet l'augmentation des pertes de l'ion O^+ par la réaction $N_2 + O^+ \rightarrow N + NO^+$, ce qui entraîne une baisse de la concentration des électrons. De plus, l'augmentation des concentrations des composés moléculaires augmente l'épaisseur optique, ce qui entraîne un décalage du pic de production vers les altitudes supérieures. Au dessus de 200 km, la température électronique augmente du fait de la baisse de N_e . Les effets sont négligeables en dessous de 200 km.

Sensibilité au flux de chaleur électronique. La variation du paramètre Q_e^{top} n'a d'influence qu'au dessus de 200 km. Son augmentation a pour conséquence une augmentation de la température électronique, ainsi qu'une diminution des concentrations des électrons.

Développements du modèle

Ce modèle a été adapté pour décrire l'ionosphère aux latitudes du nouveau radar ESR¹ situé sur l'île de Svalbard (78N), dans le cadre d'une étude multi-instrument de l'ionosphère polaire (radars SuperDarn et ESR, satellites INTERBALL, IMP8, GEOTAIL et DMSP). Il est capable d'inclure les effets dus au transport par convection du plasma dans la calotte polaire. Une extension est en développement qui inclura un couplage avec un modèle électrodynamique de la magnétosphère interne.

D'autres développements à plus long terme prévoient le calcul de la raie de plasma ionosphérique (Guio, 1998) et le couplage avec un code cinétique de précipitations de protons (Galand, 1996).

1. ESR: European Svalbard Radar

Ce chapitre a résumé le modèle TRANSCAR décrivant l'ionosphère terrestre, principalement à haute latitude. Quantités d'informations peuvent en être extraites sur l'environnement ionisé de notre planète, notamment les températures et concentrations du plasma, et les productions ioniques. Les différentes comparaisons avec les mesures du sondeur européen EISCAT ont été satisfaisantes. L'extension de ce code à la modélisation de la luminescence de la haute atmosphère dans le domaine visible est traité dans le prochain chapitre. Aux deux derniers chapitres seront abordés les développements du programme à l'étude de l'ionosphère martienne et de son rayonnement dans le domaine ultraviolet.

Chapitre 2

Application: modélisation du rayonnement diurne de l'oxygène atomique

Sommaire

2.1	Introduction	23
2.2	Historique	25
2.3	Mesures coordonnées	27
2.4	Modèle photochimique	28
2.4.1	La raie rouge	31
2.4.2	La raie verte	36
2.5	Les résultats	40
2.5.1	Etalonnage de l'atmosphère neutre	40
2.5.2	La raie rouge	42
2.5.3	La raie verte	45
2.6	Étude de sensibilité	48
2.6.1	Sensibilité à la composition neutre	49
2.6.2	Sensibilité au coefficient de la recombinaison dissociative	51
2.6.3	Sensibilité aux coefficients d'EINSTEIN	52
2.7	Conclusions et perspectives de cette étude	53

2.1 Introduction

Les émissions lumineuses atmosphériques proviennent de la désexcitation d'une espèce neutre ou ionique. Les états excités peuvent être peuplés par photoionisation, impact de particules énergétiques (électrons, protons), par réactions chimiques, diffusion résonante, ou bien encore par cascade de niveaux excités supérieurs. Dans ce

chapitre on s'intéressera aux mécanismes d'émissions des raies dites interdites de l'oxygène atomique, qui constituent deux des raies les plus intenses dans le spectre visible. Il s'agit de la raie verte à 557,7 nm (transition entre les niveaux 1S et 1D) et de la raie rouge à 630,0 nm (transition entre les niveaux 1D et 3P).

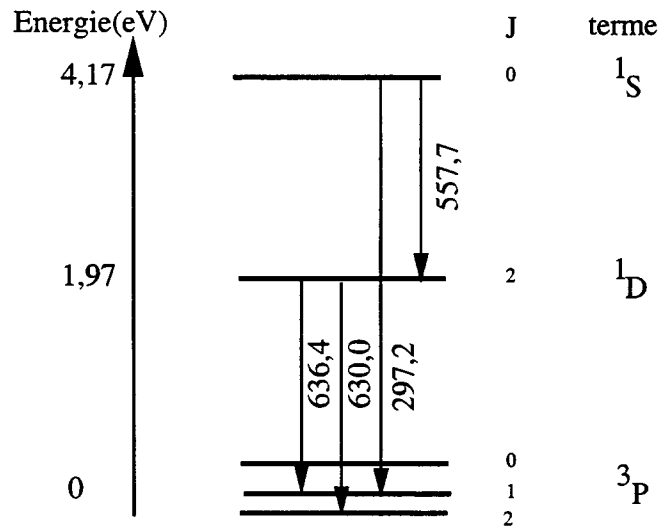


FIG. 2.1: Niveaux d'énergie de l'oxygène atomique. La raie verte à 557,7 nm résulte de la transition entre les niveaux 1S et 1D , la raie rouge à 630,0 nm concerne les niveaux 1D et 3P . Respectivement 1,97 et 4,17 eV sont nécessaires pour exciter les niveaux 1D et 1S .

La figure 2.1 schématise les deux premiers niveaux d'énergie de l'oxygène atomique.

L'objectif de ce chapitre est d'expliquer comment modéliser, à partir du modèle TRANSCAR, le rayonnement diurne de ces deux raies. Modéliser une raie consiste à calculer le taux d'émission volumique η , c'est à dire le nombre de photons émis par unités de volume et de temps, altitude par altitude. Cette quantité est déduite de l'intensité I intégrée le long de la ligne de visée (exprimée en *Rayleigh*), mesurée par un instrument. L'annexe 2 résume ces notions et notations utiles dans l'étude d'un rayonnement.

Le choix de la modélisation de ces émissions s'est appuyé sur les arguments suivants:

- Les raies interdites sont très intéressantes à étudier car les états métastables mis en jeu constituent des réservoirs temporaires de l'énergie en provenance du soleil. Leur durée de vie relativement longue permet la compétition entre diverses réactions chimiques et les transitions radiatives. Les mécanismes qui conduisent à l'émission de ces deux raies sont donc particulièrement variés et complexes.
- Elles ont été abondamment observées (par exemple Hays *et al.* (1978), Shepherd *et al.* (1978), Link (1983), Hays *et al.* (1988), Melendez-Alvira *et al.* (1995)). Citons notamment pour les hautes latitudes les interféromètres MICADO au sol et WINDII embarqué à bord du satellite UARS. Ces instruments, dans lesquels le

laboratoire est impliqué, ont permis de réaliser des expériences coordonnées avec le radar EISCAT. Enfin, en collaboration avec le Service d'Aéronomie, le laboratoire prépare activement un nouvel interféromètre (EPIS¹), destiné notamment à des observations conjointes avec le radar polaire ESR.

- Cette étude va servir de test de notre capacité à modéliser un rayonnement de la haute atmosphère terrestre à l'aide du programme TRANSCAR, avant d'aborder l'ionosphère de Mars dans le cadre de cette thèse. Ce savoir-faire pourra être utilisé à plus long terme pour l'étude de l'ionosphère de Titan.

Ce chapitre résume les études antérieures concernant ces deux raies d'émission. Le modèle photochimique est explicité et les résultats sont finalement comparés à des mesures in-situ de l'interféromètre WINDII.

2.2 Historique



FIG. 2.2: photographie de la raie rouge depuis l'espace (source: S. Koutchmy, IAP-CNRS). L'ordre de grandeur de l'intensité de cette raie est de 50 R la nuit et de 2-3 KR le jour. Pour comparaison l'intensité de la voie lactée vaut 1 kR.

L'émission de l'atmosphère dans le vert est connue depuis le XIX^e siècle avec l'observation des aurores polaires. Vers la fin de ce siècle des observations spectroscopiques ont montré que cette émission concernait non seulement ces phénomènes spectaculaires mais également le ciel dans son ensemble. Il faudra attendre le premier quart du XX^e siècle pour savoir qu'elle est due à l'oxygène atomique : La longueur d'onde de la raie verte atmosphérique a été mesurée précisément en 1923 à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Pérot par Babcock et 4 ans plus tard, McLennan a déterminé en laboratoire qu'il s'agissait de l'émission due à une transition dite interdite. En 1930 la raie rouge est observée en laboratoire par Paschen et identifiée dans l'atmosphère en 1935 par Cabannes. Les premières déterminations de l'altitude d'émission datent des années 1950. La technique de triangulation depuis le sol a finalement été abandonnée au profit des mesures de fusées puis par satellites, qui permettaient dans le même temps de réaliser des mesures de l'émission diurne.

Au milieu des années 1960 il était admis que la raie verte était caractérisée par deux couches à 100 et 300 km d'altitude et la raie rouge par une seule couche vers 300 km d'altitude. Dans le même temps de grandes avancées seront réalisées dans l'étude des

1. Études polaires par Interférométrie à Svalbard

processus qui mènent à l'émission de ces raies, même si actuellement quelques désaccords persistent. Ces mécanismes seront décrits précisément dans la section "Modèle photochimique".

Modéliser les raies est difficile car cela nécessite la connaissance de la composition et de la température du plasma ionosphérique, de l'atmosphère neutre, du flux de photons dans l'ultraviolet et l'extrême ultraviolet, du flux d'électrons suprathermiques et des réactions chimiques impliquant les composants de la haute atmosphère. Nombre d'articles existent sur l'émission nocturne, peu sur l'émission diurne. De même, la caractérisation des raies à haute latitude n'est pas courante. Citons Lilensten *et al.* (1992) qui ont étudié la raie rouge la nuit à la latitude d'EISCAT avec MICADO et Rees & Roble (1986) qui ont calculé les aurores rouges en tenant compte d'électrons précipités d'origine magnétosphérique.

La référence concernant la raie rouge est sans conteste le travail de Solomon *et al.* (1988) et de Solomon & Abreu (1989). Ces auteurs, en deux articles, ont passé en revue les mécanismes à l'origine de l'émission de cette raie, de jour comme de nuit. De jour, ils ont modélisé le taux d'émission volumique pour le comparer aux observations du satellite AE, lorsque la mesure du flux d'électrons énergétiques et des concentrations d'oxygène atomique et d'azote moléculaire étaient réalisées dans le même temps. Les auteurs ont utilisé un code chimique assez simple, en assumant l'équilibre photochimique local (pour chaque espèce du plasma, les pertes sont égales aux sources). Les comparaisons ont été effectuées sur trois profils à l'équateur, deux à moyenne latitude et un seul à haute latitude, en période de faible flux solaire. L'accord entre modèle et mesures est généralement bon, sauf pour un profil correspondant au flux solaire le plus important.

Melendez-Alvira *et al.* (1995) ont publié une modélisation de la raie rouge au crépuscule à l'aide d'un modèle analogue à TRANSCAR (description 8-moments) adapté aux moyennes latitudes. Ces auteurs ont comparés leurs résultats avec les observations d'un interféromètre au sol, après avoir intégré le taux d'émission volumique le long de la ligne de visée et fait une hypothèse sur l'extinction atmosphérique. Une étude de sensibilité à la composition neutre a ensuite été réalisée et les auteurs en ont conclu le besoin de mesures simultanées de la concentration électronique et de l'intensité du rayonnement.

Une étude récente de Singh *et al.* (1996a) montre une première analyse des données diurne relatives à la raie rouge de l'interféromètre embarqué WINDII. La comparaison entre profils mesurés et calculés est faite à l'équateur et à moyenne latitude et ne donne de résultats corrects qu'uniquement en dessous de 240 km d'altitude. Au-dessus, les auteurs semblent sous-estimer la réaction importante qu'est la recombinaison dissociative des ions O_2^+ .

Concernant la raie verte, une abondante littérature existe également. Des informa-

tions sur les mécanismes mis en jeu dans cette émission diurne peuvent notamment être trouvés dans Frederick *et al.* (1976), Rees (1989) ou dans Singh *et al.* (1996b). Cette récente étude analyse les données WINDII également à basse et moyenne latitude. Elle montre généralement un bon accord entre la mesure et le modèle, sauf aux alentours de 100 km, où les importants désaccords sont attribués au modèle de l'atmosphère neutre. Dans ces cas, MSIS-90 pourrait sous-estimer la concentration de l'oxygène atomique d'un facteur 2.

Les travaux passés montrent par conséquent deux importantes difficultés dans la modélisation des raies rouge et verte:

1. Composition et températures du plasma prises en compte ne sont généralement pas connues avec précision. En effet les modèles ionosphériques utilisés ne peuvent pas prédire ces grandeurs avec suffisamment de finesse pour un jour particulier. Or, comme on le verra dans le chapitre, une réaction importante conduisant à l'émission de l'oxygène est la recombinaison dissociative des ions O_2^+ . Sa modélisation nécessite la connaissance des concentrations de ces ions et des électrons, mais aussi de la température électronique via la constante de réaction.
2. Une grande sensibilité de l'intensité des raies à l'atmosphère neutre a été mise en évidence. Le modèle MSIS-90 ne fournit pas les compositions très précisément pour un jour donné. C'est un modèle statistique.

Pour tenter de pallier ces deux difficultés, la modélisation dans le cadre de cette thèse des raies d'émission a été réalisée à l'occasion de mesures coordonnées entre le radar EISCAT et l'interféromètre WINDII. Dans un premier temps, et pour une date donnée, l'atmosphère neutre est ajustée par étalonnage du modèle TRANSCAR (voir le chapitre précédent sur le diagnostic des neutres). On obtient de cette manière une description du système thermosphère-ionosphère adapté pour la journée considérée, avec une bonne estimation des productions ioniques et électroniques, ainsi que des états neutres excités. Dans un second temps, et pour la même expérience coordonnée, les taux d'émission volumique des raies à 630,0 nm et 557,7 nm sont calculés altitude par altitude et comparés aux observations de l'interféromètre. Ce faisant on a la mesure directe du rayonnement qui est indépendante de la simulation, et la confrontation permet ainsi une validation a posteriori de l'ajustement de l'atmosphère neutre.

2.3 Mesures coordonnées

Une campagne d'expériences coordonnées entre le radar EISCAT et l'interféromètre WINDII (Wind Imaging Interferometer) à bord du satellite UARS (Upper Atmosphere Research Satellite) a été menée entre 1992 et 1994 (Lathuillere *et al.* (1997)). Six coordinations ont été sélectionnées correspondant à des périodes calmes. Le tableau 2.1

CHAPITRE 2. APPLICATION: MODÉLISATION DU RAYONNEMENT DIURNE DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

résume les informations relatives à ces expériences. Les périodes calmes sont caractérisées par un faible champ électrique.

Date	Heure locale	SZA (<i>deg</i>)	E ($mV.m^{-1}$)	$f_{10.7}$	$\overline{f_{10.7}}$	A_p
6 Mars 1993	8,55	84	1,9	162	131	8
	10,21	78	2,0			
	11,86	76	2,7			
21 Juillet 1993	13,28	48	6,3	106	111	14
1 Mars 1994	10,41	80	2,2	91	104	12
	12,05	78	3,1			

TAB. 2.1: Mesures coordonnées EISCAT-WINDII. Pour chaque date est indiqué l'heure locale, l'angle solaire zénithal, le champ électrique et les indices géophysiques $f_{10.7}$, $\overline{f_{10.7}}$ et A_p .

L'interféromètre WINDII mesure entre 80 et 300 km d'altitude le vent, la température des neutres et les intensités lumineuses relatifs aux émissions des atomes d'oxygène, des molécules OH et O_2 . L'instrument est décrit dans Shepherd *et al.* (1993). Il s'agit d'un interféromètre de Michelson, issu d'une collaboration entre la France (CNES, SA) et le Canada (Canadian Space Agency).

La figure 2.3 montre les profils des raies aux six dates retenues. Ces profils présentent les caractéristiques générales de ces deux raies:

- un pic d'émission pour la raie rouge dans la région F, ici autour de 215 km. Son intensité varie de 280 $photons.cm^{-3}.s^{-1}$ le 21 juillet 1993 à moins de 200 $photons.cm^{-3}.s^{-1}$ le 1^{er} mars 1994. Cette évolution sera surtout attribuée à la décroissance de l'impact des électrons énergétiques.
- deux pics d'émission pour la raie verte, l'un en région E en dessous de 100 km, appelé le pic mésosphérique, l'autre en région F, ici autour de 200 km, appelé le pic thermosphérique. Les trois passages du satellite le 6 mars 1993 vont nous permettre d'étudier l'évolution temporelle de la raie. Entre 8,55 TL et 11,86 TL l'intensité du pic thermosphérique double de 70 à 140 $photons.cm^{-3}.s^{-1}$ tandis que l'altitude de ce pic décroît de 200 à 180 km. Dans cette étude on ne s'attachera pas à décrire le pic mésosphérique, du fait que le code TRANSCAR ne descend pas à si basse altitude, mais quelques commentaires seront néanmoins faits à ce propos en fin de chapitre.

2.4 Modèle photochimique

Cette section traite des mécanismes connus à l'origine de l'émission des raies dites interdites de l'oxygène atomique. Modéliser le rayonnement revient à calculer le taux

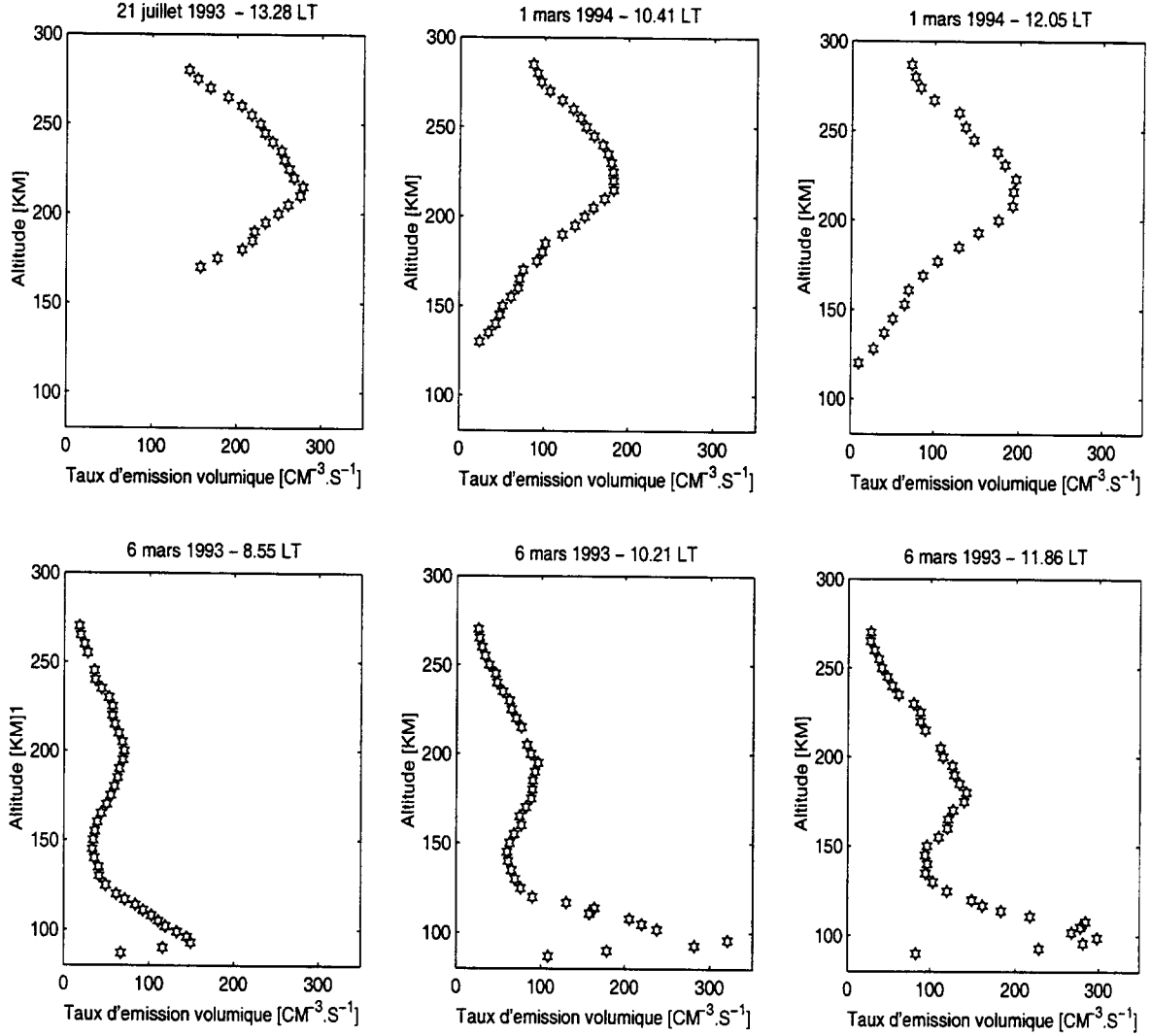


FIG. 2.3: Taux d'émission volumique mesurés par WINDII. Haut: raie rouge. Bas: raie verte. En abscisse: le taux d'évolution volumique ($\text{photons cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$); en ordonnée: l'altitude (km). Les barres d'erreurs sur les taux d'émission volumique ne sont pas indiquées: elles sont comprises entre 1 à 10 $\text{photons} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

d'émission volumique η (unité $\text{photons} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$) en fonction de l'altitude z , qui s'exprime par la relation:

$$\eta_{630,0}(z) = A_{630,0}[O(^1D)](z) \quad (2.1)$$

$$\eta_{557,7}(z) = A_{557,7}[O(^1S)](z) \quad (2.2)$$

où les indices 630, 0 et 557, 7 indiquent respectivement les raies rouge et verte, A est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée (unité s^{-1}) et $[M](z)$ la concentration de l'espèce M (unité cm^{-3}), M représentant l'oxygène dans l'état 1D ou 1S .

CHAPITRE 2. APPLICATION: MODÉLISATION DU RAYONNEMENT DIURNE DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

En faisant l'hypothèse de l'équilibre photochimique local, productions et pertes de l'oxygène excité sont égales. On a alors:

$$\eta_{630,0} = A_{630,0} \frac{\sum_i P_i^{630,0}}{\sum_j L_j^{630,0} + A(^1D)} \quad (2.3)$$

$$\eta_{557,7} = A_{557,7} \frac{\sum_{i'} P_{i'}^{557,7}}{\sum_j L_{j'}^{557,7} + A(^1S)} \quad (2.4)$$

Avec les notations:

- P représente les productions (unité: $cm^{-3}.s^{-1}$).
- L représente le coefficient de perte (unité: s^{-1}) non radiatives.
- Les pertes radiatives sont prises en compte via les coefficients d'Einstein.

Les mécanismes de production des états excités des atomes (mais aussi des molécules et des ions) sont très divers:

1. Diffusion résonante, négligeable lorsque la transition est dite interdite.
2. Impact électronique: on peut avoir excitation simple ou excitation dissociative
3. Photodissociation
4. Recombinaison dissociative
5. Réaction chimique
6. Cascade d'un niveau d'énergie supérieur

Les pertes sont dues essentiellement à deux processus:

1. La desexcitation par émission d'un photon
2. La desexcitation par collisions (non radiative)

Ces mécanismes sont à présent détaillés, en ce qui concerne les émissions des raies rouge et vertes.

2.4.1 La raie rouge

Impact électronique

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 en fonction de l'altitude z se calcule par la relation suivante:

$$P_1^{630,0}(z) = [O](z) \int_0^{260 \text{ eV}} \sigma_{1D}(E) \phi(E, z) dE \quad (2.6)$$

où:

- $[O](z)$ est la concentration en oxygène atomique.
- $\sigma_{1D}(E)$ la section efficace d'excitation. La mesure la plus récente est l'oeuvre de Doering (1992). La section efficace présente un pic à 6 eV égal à $5,4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$.
- $\phi(E, z)$ est le flux de électrons suprathermiques d'énergie E à l'altitude z , calculé par le code cinétique.

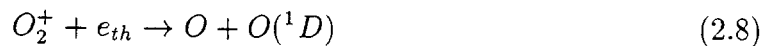
L'état fondamental peut également être excité par des collisions avec les électrons thermiques d'énergie supérieure à 1,97 eV. Ce mécanisme est efficace si la température électronique atteint des valeurs très élevées. Wickwar & Kofman (1984) ont souligné ce processus pour expliquer des observations à très haute latitude. Le taux de production s'exprime par la relation:

$$P_2^{630,0}(z) = k_2 [O](z) N_e(z) \quad (2.7)$$

où N_e représente la concentration des électrons thermiques. La constante de réaction k_2 à été récemment calculée par Mantas (1994) et est une fonction de la température électronique (cf la table 2.2).

La recombinaison dissociative des ions O_2^+

Ce processus est très efficace dans la production des atomes $O(^1D)$:



La production s'exprime par:

$$P_3^{630,0}(z) = \beta_3 k_3 [O_2^+](z) N_e(z) \quad (2.9)$$

β_3 et k_3 représentent l'efficacité et le taux de réaction de ce mécanisme. Abondamment discutées dans la littérature, différentes valeurs pour ces deux paramètres peuvent y être trouvées, et des désaccords subsistent. Le taux de réaction à été mesuré en laboratoire (par exemple Walls & Dunn (1974), Queffelec *et al.* (1989)) et l'efficacité est généralement déterminée à l'aide de mesure dans l'atmosphère (Yee *et al.* (1989), Bates (1990)) et sa valeur oscille entre 0,9 et 1,3.

Le taux de réaction concernant la production *directe* de l'état $O(^1D)$ à également été calculé théoriquement par Guberman (1988) pour un large éventail de température électronique. Ce taux dépend de l'état vibrationnel de l'ion moléculaire, repéré par le nombre quantique ν , et sa valeur décroît avec ν .

Au vu des incertitudes sur la détermination du produit βk , il a été choisi d'utiliser les résultats théoriques de *S. L. Guberman* ce qui, à notre connaissance, n'a pas encore été fait dans une étude de ce genre. Dans ce cas l'efficacité est prise égale à 1. La distribution en altitude des ions en fonction de leur état vibrationnel est donnée par Fox (1986b). On peut l'approcher par la distribution suivante: 90% des ions sont dans l'état d'énergie vibrationnelle la plus basse ($\nu = 0$), le restant est dans l'état repéré par $\nu = 1$. Avec ces hypothèses, le taux de réaction s'écrit:

$$k_3 = 0,9 k_3^{\nu=0} + 0,1 k_3^{\nu=1} \quad (2.10)$$

avec

$$k_3^{\nu=0} = 2,21 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0,46} \quad (2.11)$$

$$k_3^{\nu=1} = 1,82 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0,49} \quad (2.12)$$

Photodissociation de la molécule d'oxygène

Dans la gamme de longueur d'onde 135-175 nm appelée le continuum Schumann-Runge, les photons dissocient la molécule de dioxygène en deux atomes d'oxygène, dont l'un est excité dans l'état 1D :



Le taux de production est donné par:

$$P_4^{630,0}(z) = [O_2](z) \int_{135-175 \text{ nm}} \sigma_{sr}(\lambda) I(\lambda, z) d\lambda = [O_2](z) J_{O_2}(z) \quad (2.14)$$

avec:

- $[O_2](z)$ est la concentration d'oxygène moléculaire.
- $\sigma_{sr}(\lambda)$ est la section efficace de photodissociation (Torr *et al.*, 1980). Elle vaut $1,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ à $142,5 \text{ nm}$.
- $I(\lambda, z)$ est le flux de photons dans cette gamme de longueur d'onde, dont l'atténuation avec l'altitude est calculée dans la partie cinétique.

Au sommet de l'ionosphère le flux solaire est interpolé avec l'indice $f_{10,7}$ entre des mesures réalisées à faible et fort flux solaires (Torr *et al.* (1980), Mount *et al.* (1980)).

- $J_{O_2}(z)$ est le taux de photodissociation de O_2 (unité s^{-1}), dont la figure 2.4 montre l'évolution avec l'altitude, pour des conditions de flux solaire extrêmes.

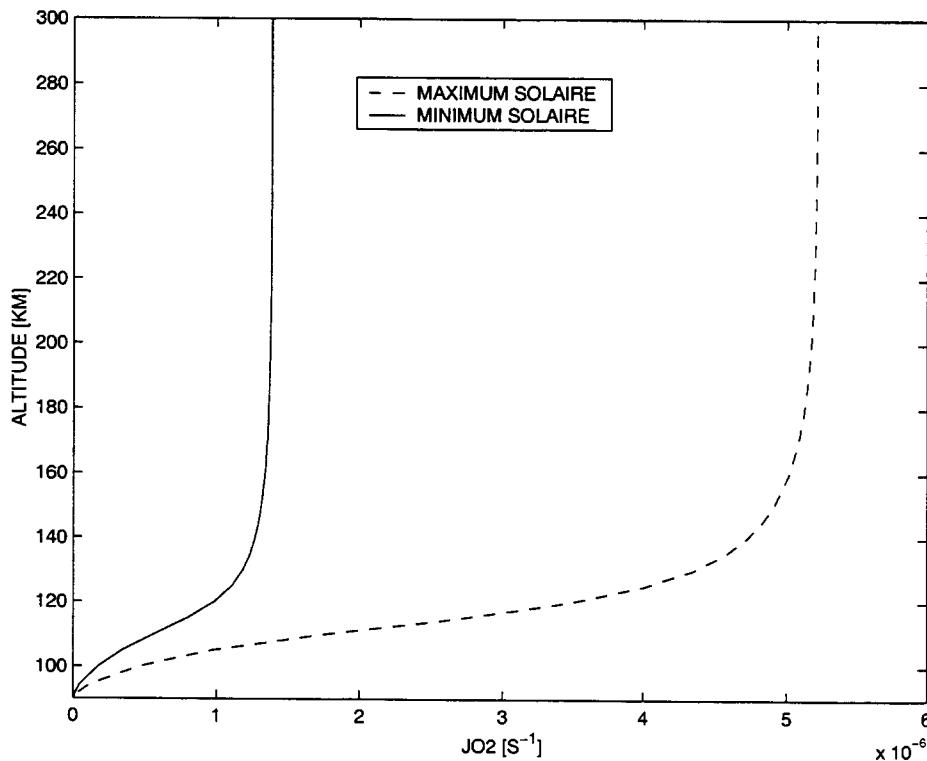
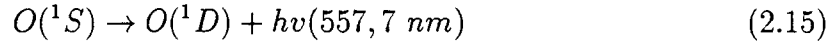


FIG. 2.4: Taux de photodissociation de l'oxygène moléculaire en fonction de l'altitude, pour des conditions de fort et faible flux solaire. Ce taux est constant du sommet de l'ionosphère jusqu'à environ 200 km puis décroît fortement vers 150 km d'altitude, région où le flux est fortement atténué par l'oxygène moléculaire.

Cascade du niveau supérieur

Une autre source des atomes $O(^1D)$ est la cascade du niveau supérieur, donnant lieu en même temps à l'émission de la raie verte:



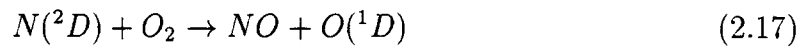
La production s'écrit:

$$P_5^{630,0}(z) = A_{557,7}[O(^1S)](z) = \eta_{557,7} \quad (2.16)$$

La manière d'évaluer $\eta_{557,7}$. sera explicitée dans la section suivante.

Réactions chimiques

Enfin deux réactions chimiques conduisant aux atomes $O(^1D)$ ont été évoquées dans la littérature:



avec

$$P_6^{630,0}(z) = k_6[N(^2D)](z)[O_2](z) \quad (2.18)$$

et



avec

$$P_7^{630,0}(z) = \beta_7 k_7 [N^+](z)[O_2](z) \quad (2.20)$$

La réaction 2.17 est l'une des plus controversée. Invoquée à la fin des année 1970, des mesures en laboratoire l'ont depuis corroborée. Le calcul de la concentration d'atomes d'azote dans l'état 2D se fait avec l'hypothèse de l'équilibre chimique local. Les diverses réactions chimiques sont résumées dans Rees (1989) et font intervenir les ions N_2^+ , NO^+ , N^+ et O^+ ainsi que les électrons thermiques. Le taux adopté pour k_6 est le plus récent publié dans la littérature (Torr *et al.*, 1990) et vaut $5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. La réaction 2.19 est minoritaire.

Désactivation collisionnelle de l'état O^1D

Les atomes excités ont une durée de vie égale à 110 s. Ils peuvent ainsi se désexciter par des collisions:



où X symbolise les constituants N_2 , O_2 , O et les électrons thermiques. Les taux de pertes (unité s^{-1}) se calculent par les relations:

$$L_1^{630,0}(z) = k_{N_2}[N_2](z) \quad (2.22)$$

$$L_2^{630,0}(z) = k_{O_2}[O_2](z) \quad (2.23)$$

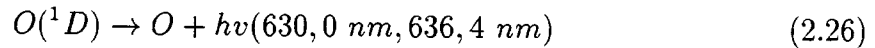
$$L_3^{630,0}(z) = k_O[O](z) \quad (2.24)$$

$$L_4^{630,0}(z) = k_{e_{th}}N_e(z) \quad (2.25)$$

où k_X est le coefficient de la réaction (unité $cm^3.s^{-1}$) dépendant de la température neutres pour les trois premières désexcitations collisionnelles. (voir la table 2.2).

Transitions radiatives

L'état $O(^1D)$ peut évidemment se désexciter en émettant des photons à 630,0 nm et 636,4 nm. Il existe une troisième émission à 639 nm, que l'on peut négliger.



Les coefficient d'Einstein de ces transitions se calculent de manière numérique à l'aide des équation de la mécanique quantique. La valeur publiée de $A_{630,0}$ varie entre $5,6 \cdot 10^{-3}$ (Baluja & Zeippen, 1988) et $7,1 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ (Fischer & Saha, 1983). En fin de chapitre une étude de sensibilité examinera l'influence de ce facteur sur l'intensité de la raie.

Le graphique 2.5 montre les pertes de l'état 1D en fonction de l'altitude. On remarque notamment que les pertes sont dominées par la désexcitation radiative au dessus de 300 km et par les collisions avec N_2 aux altitudes inférieures. Les pertes dues aux électrons sont négligeables.

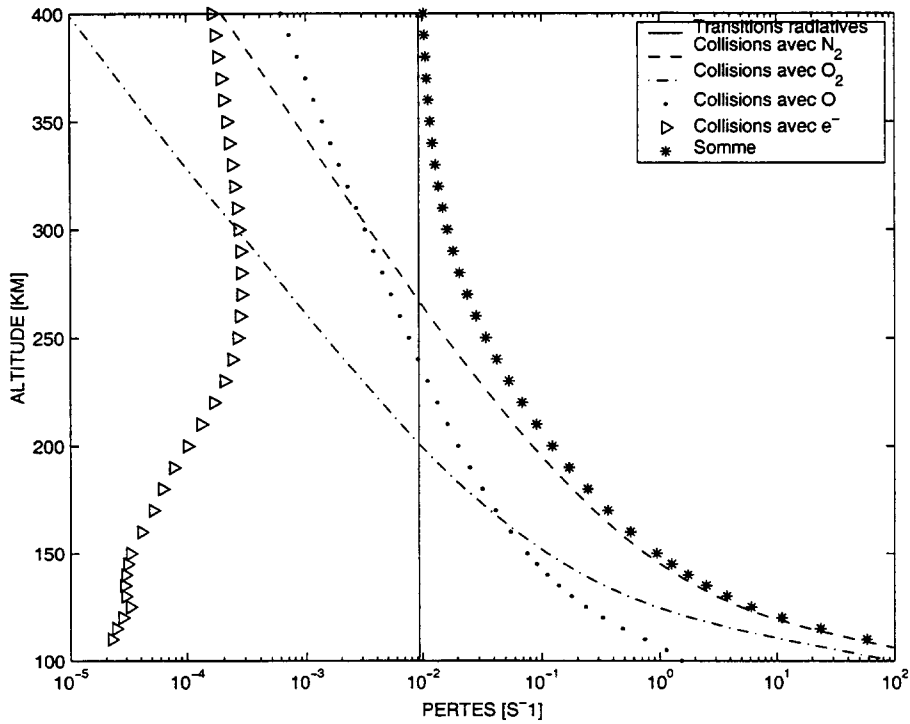


FIG. 2.5: Profils verticaux des pertes de l'état 1D de l'oxygène atomique (unité : s^{-1}). Les transitions radiatives, définies par les coefficients d'Einstein, sont constantes avec l'altitude.

2.4.2 La raie verte

L'état 1S de l'oxygène atomique peut être excité par divers mécanismes, souvent de même nature que pour l'excitation de l'état 1D :

Impact électronique

On considère ici uniquement l'impact des électrons suprathermiques, les électrons thermiques n'étant pas assez énergétiques pour exciter cet état.



$$P_{1'}^{557,7}(z) = [O](z) \int_0^{260 \text{ eV}} \sigma_{1S}(E) \phi(E, z) dE \quad (2.28)$$

Les sections efficaces retenues sont les plus récentes publiées à ce jour (Doering & Gulcicek, 1989): elle vaut $3,3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ à $10,5 \text{ eV}$.

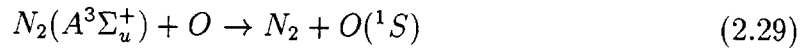
CHAPITRE 2. APPLICATION: MODÉLISATION DU RAYONNEMENT DIURNE DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

Réaction	Taux recommandé	Référence
$O + e_{ph} \rightarrow O(^1D) + e_{ph}$	voir le texte	
$O + e_{th} \rightarrow O(^1D) + e_{th}$	$k_2 = 0,596 T_e^{1/2} \frac{9329+T_e}{(51183+T_e)^3}$ * $\exp(\frac{-22756}{T_e})$	Mantas [1994]
$O_2^+ + e_{th} \rightarrow O + O(^1D)$	$k_3^{\nu=0} = 2,21 \cdot 10^{-7} (\frac{300}{T_e})^{0,46}$ $k_3^{\nu=1} = 1,82 \cdot 10^{-7} (\frac{300}{T_e})^{0,49}$	Guberman [1988]
$O_2 + hv \rightarrow O + O(^1D)$	voir le texte	
$O(^1S) \rightarrow O(^1D) + hv(557,7 \text{ nm})$	voir le texte	
$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O(^1D)$	$k_6 = 5 \cdot 10^{-12}$	Torr et al [1990]
$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$	$k_7 = 2 \cdot 10^{-10}$	Huntress et al. [1976]
$O(^1D)$ from $O_2^+ + e_{th}$	voir le texte	
$O(^1D)$ from $N^+ + O_2$	$\beta_7 = 0,7$	Langford et al. [1986]
$O(^1D) + N_2 \rightarrow O + N_2$	$k_{N_2} = 2 \cdot 10^{-11} \exp(\frac{107,8}{T_n})$	Streit et al. [1976]
$O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$k_{O_2} = 2,9 \cdot 10^{-11} \exp(\frac{67,5}{T_n})$	Streit et al. [1976]
$O(^1D) + O \rightarrow O + O$	$k_O = (3,730 + 1,1965 \cdot 10^{-1} T_n^{0,5} - 6,5898 \cdot 10^{-4} T_n) \cdot 10^{-12}$	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]

Tab. 2.2: Productions et pertes de l'état 1D de l'oxygène atomique. Les taux de production s'expriment en $cm^3.s^{-1}$, les taux de pertes en s^{-1} et les rapports de branchement ou efficacités sans unité.

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 $O(^1S)$:



avec:

$$P_{2'}^{557,7} = \beta_2 k_{2'} [N_2(A^3\Sigma_u^+)](z) [O](z) \quad (2.30)$$

L'état A est produit par impact des électrons suprathermiques et par cascade des niveaux supérieurs C , B , et W (Meier, 1991). Les pertes sont dues aux collisions, ainsi qu'aux désexcitations radiatives vers le niveau fondamental, donnant lieux aux bandes Végard-Kaplan dans l'ultraviolet. Le calcul de la concentration s'exprime alors:

CHAPITRE 2. APPLICATION: MODÉLISATION DU RAYONNEMENT DIURNE DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

Réaction	Taux recommandé	Référence
$O + e_{ph} \rightarrow O(^1S) + e_{ph}$	voir le texte	
$O_2^+ + e_{th} \rightarrow O + O(^1S)$	$k_{3'}^{\nu=0} = 8,1 \cdot 10^{-10} \left(\frac{1150}{T_e}\right)^{-1,47}$ $k_{3'}^{\nu=1} = 7,5 \cdot 10^{-8} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0,34}$	Guberman [1987]
$N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$	$k_{2'} = 2,8 \cdot 10^{-11}$	Piper et al.[1981]
$O_2 + hv \rightarrow O + O(^1S)$	voir le texte	
$O_2^* + O \rightarrow O_2 + O(^1S)$	voir le texte	Mc Dade et al. [1986]
$N + O_2^+ \rightarrow NO^+ + O(^1S)$	$k_{6'} = 2,5 \cdot 10^{-11}$	Frederick et al. [1976]
$O(^1S)$ from $N_2^* + O$	$\beta_{2'} = 0,36$	Singh et al. [1996a]
$O(^1S)$ from $O_2^+ + e_{th}$	voir le texte	
$O(^1S) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$k'_{O_2} = 4 \cdot 10^{-12} \exp\left(\frac{-865}{T_n}\right)$	Slanger et al. [1972]
$O(^1S) + O \rightarrow O + O$	$k'_O = 2 \cdot 10^{-14}$	Slanger and Black [1981]
$O(^1S) \rightarrow O + hv(557,7 \text{ nm})$	$A_{557,7} = 1,215$	Baluja
$O(^1S) \rightarrow O + hv(297,2 \text{ nm})$	$A_{297,2} = 0,076$	and Zeippen [1988]

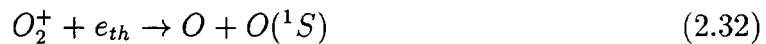
TAB. 2.3: Productions et pertes de l'état 1S de l'oxygène atomique. Les taux de production s'expriment en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, les taux de pertes en s^{-1} et les rapports de branchement ou efficacités sans unité.

$$[N_2(A^3\Sigma_u^+)](z) = \frac{P(A) + P(B) + P(W) + \frac{P(C)}{2}}{A_{VK} + k_{2'}[O](z)} \quad (2.31)$$

où $P(X)$ représente la production d'un état X par impact électronique, et A_{VK} le coefficient d'Einstein total des bandes Végard-Kaplan. Le rapport de branchement $\beta_{2'}$ est actuellement un sujet de désaccord dans la communauté internationale.

Recombinaison dissociative des ions O_2^+

Cette recombinaison conduit également à des atomes $O(^1S)$:



La quantification de ce mécanisme est toujours débattue dans la littérature. Le taux de réaction à été calculé théoriquement par Guberman (1987) et, à l'inverse de la réaction conduisant aux atomes $O(^1D)$, ce taux croît avec le niveau vibrationnel. Comme pour la raie rouge, nous retiendrons ce coefficient dans les calculs.

$$k_{3'} = 0,9 k_{3'}^{\nu=0} + 0,1 k_{3'}^{\nu=1} \quad (2.33)$$

avec

$$k_{3'}^{\nu=0} = 8,1 \cdot 10^{-10} \left(\frac{1150}{T_e} \right)^{-1,47} \quad (2.34)$$

$$k_{3'}^{\nu=1} = 7,5 \cdot 10^{-8} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0,34} \quad (2.35)$$

Photodissociation de l'oxygène moléculaire

Le flux solaire de longueur d'onde comprise entre 90 et 120 nm peut dissocier les molécules de dioxygène pour donner un atome d'oxygène excité dans l'état 1S (Lawrence & Ewan, 1973):



La production se calcule de manière analogue à la production des atomes 1D :

$$P_{4'}^{557,7}(z) = [O_2](z) \int_{90-120 \text{ nm}} \sigma_{sr}(\lambda) I(\lambda, z) d\lambda \quad (2.37)$$

Les sections efficaces correspondantes sont publiées dans Lawrence & Ewan (1973).

Réactions chimiques

Enfin deux réactions chimiques ont lieu dans la basse ionosphère, en dessous de 120 km. Le mécanisme de Barth (Barth, 1964) correspond à:



où M représente N_2 ou O_2 , suivi de:



Le taux de production est explicité dans MCDade *et al.* (1986).



$$P_{6'}^{557,7} = \beta_{6'} k_{6'} [N](z) [O_2^+](z) \quad (2.41)$$

Transitions non radiatives

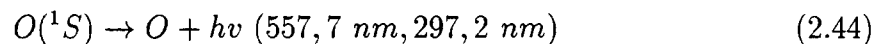
Tout comme l'état 1D , les désactivations collisionnelles doivent être prise en compte. La durée de vie étant de environ 1 s, ses effets sont néanmoins peu importants en comparaison des transitions radiatives. La littérature rapporte deux réactions, impliquant l'oxygène moléculaire et atomique. Les taux de pertes s'écrivent:

$$L_{1'}^{557,7}(z) = k'_{O_2}[O_2](z) \quad (2.42)$$

$$L_{2'}^{557,7}(z) = k'_O[O](z) \quad (2.43)$$

Transitions radiatives

L'état 1S se désexcite vers les niveaux 1D et 3P en émettant des photons de longueur d'onde 557,7 et 297,2 nm:



Les coefficients d'Einstein pour ces transitions sont bien connus (Baluja & Zeippen, 1988).

2.5 Les résultats

2.5.1 Etalonnage de l'atmosphère neutre

Pour chaque expérience coordonnée, les mesures du radar EISCAT sont utilisées pour étalonner le modèle TRANSCAR (Blelly *et al.*, 1996a). Dans la présente étude, une attention particulière à été portée à l'ajustement de la concentration et de la température électronique. Lorsqu'il était difficile d'ajuster correctement ces deux paramètres en même temps, il a été décidé de privilégier la concentration pour deux raisons:

- La composition neutre est mieux ajustée avec la concentration électronique qu'avec la température électronique.
- Le coefficient de la recombinaison dissociative, une des principales sources des deux raies d'émission, est directement proportionnel à la concentration électronique. La dépendance en température électronique est moins sensible.

La figure 2.6 montre un exemple de comparaison entre les mesures du radar et les sorties du modèle le 21 juillet 1993. Un relativement bon accord à été trouvé entre les profils mesurés et modélisés pour $C_H = 1$, $C_O = 0,90$ et $C_M = 1,20$, même si un léger désaccord apparaît pour la température électronique: en dessous de 200 km, la température modélisée est trop élevée (250 K à 150 km). Cela peut être du à une

CHAPITRE 2. APPLICATION: MODÉLISATION DU RAYONNEMENT DIURNE DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

sous-estimation de la concentration neutre, ce qui sous-estime le refroidissement des électrons thermiques. À plus haute altitude la température modélisée est trop faible, ce qui peut être dû à une valeur approchée trop faible du flux de chaleur électronique, paramètre difficile à évaluer précisément. De plus, le même facteur de correction est appliqué à toutes les altitudes. Cela donne une idée approchée de l'atmosphère neutre, mais cette méthode devrait être développée par l'utilisation d'un facteur dépendant de l'altitude. Ce qui sera envisagée lorsque le flux solaire dans l'extrême ultraviolet sera mieux connu. Les effets de ces quelques désaccords sur l'intensité des raies seront évalués dans la prochaine section.

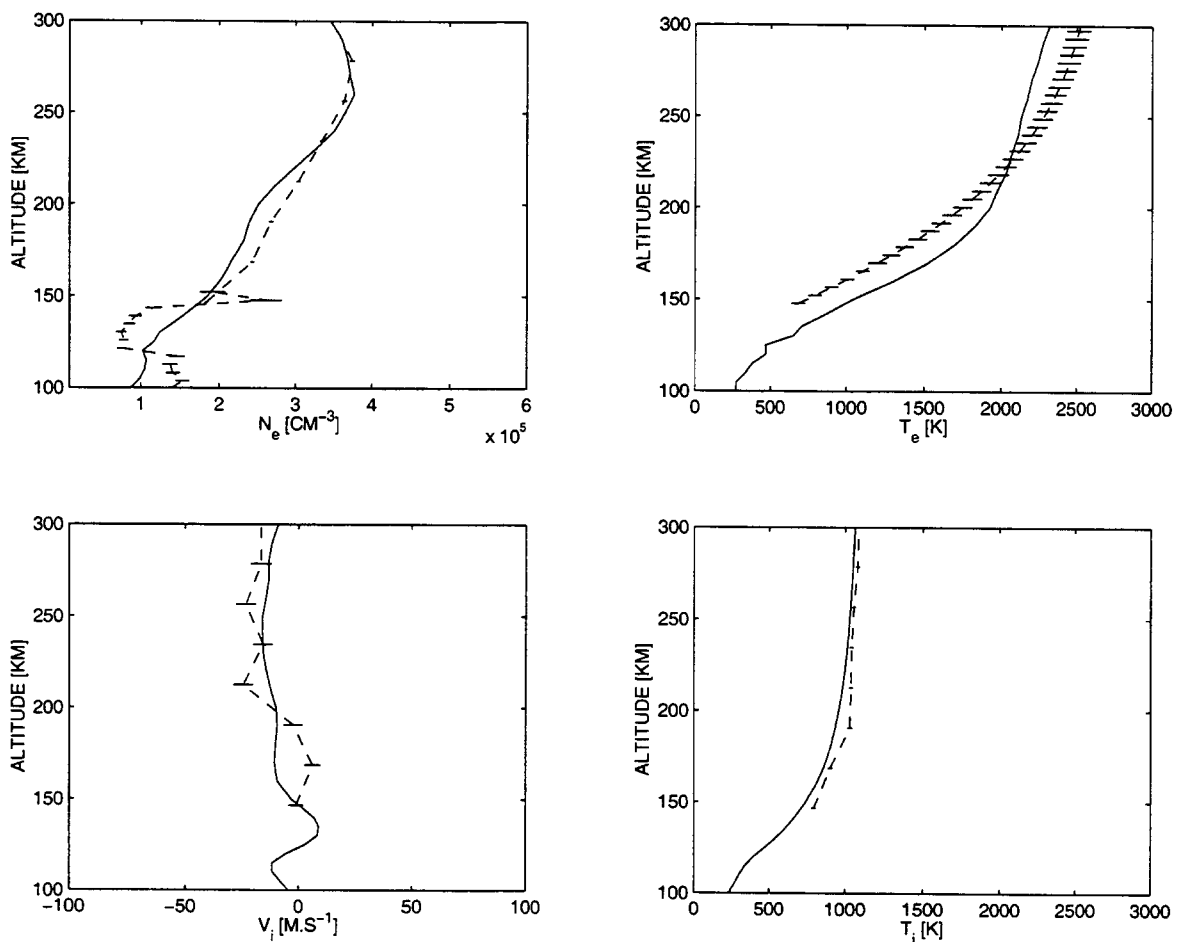


FIG. 2.6: Comparaisons entre les paramètres modélisés par TRANSCAR (lignes solides) et les mesures du radar EISCAT (lignes pointillées), le 21 juillet 1993, à 12 UT : les quatre paramètres sont la concentration électronique, le température électronique, la vitesse des ions et la température des ions.

La table 2.4 résume les ajustements réalisés pour les 6 expériences coordonnées.

CHAPITRE 2. APPLICATION: MODÉLISATION DU RAYONNEMENT DIURNE DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

date	heure locale	C_H	C_O	C_M	$Q_e^{top} (\mu W.m^{-2})$
6 Mars 1993	8,55	1	0,80	1,20	-4,0
6 Mars 1993	10,21	1	0,80	1,25	-4,0
6 Mars 1993	11,86	1	0,90	1,10	-4,0
21 Juillet 1993	13,28	1	0,90	1,20	-5,0
1 Mars 1994	10,41	1	0,85	1,05	-1,5
1 Mars 1994	12,05	1	0,85	1,05	-1,5

TAB. 2.4: Paramètres d'ajustements du modèle TRANSCAR.

Date	TL	Windii	TEV	$e + O$	R.D.	$h\nu + O_2$	O1S	$N(2D)$
21 - 7 - 93	13,28	278 ±1(215)	256(220)	87(210)	95(240)	47(135)	17(230)	35(190)
1 - 3 - 94	10,41	182 ±1(220)	192(230)	60(220)	96(230)	36(160)	7(230)	10(200)
1 - 3 - 94	12,05	196 ±1(223)	197(230)	64(220)	99(230)	35(150)	7(230)	11(200)

TAB. 2.5: Maxima des différentes contributions (en terme de photons $cm^{-3}.s^{-1}$) à la raie rouge. Les altitudes correspondantes (km) sont indiquées entre parenthèses. T.E.V. signifie le taux d'émission volumique, et R.D. la recombinaison dissociative des ions O_2^+ .

2.5.2 La raie rouge

Après avoir ajusté le modèle TRANSCAR et être ainsi assuré d'avoir une description satisfaisante à la fois de l'ionosphère et de la thermosphère, les taux d'émission volumique sont calculés. La figure 2.7 montre le résultat le 21 juillet 1993, ainsi que le profil mesuré par WINDII. Un excellent accord à été trouvé avec le jeu des réactions décrites dans le modèle photochimique et les coefficients de réaction associés, même si autour du pic une différence de 22 photons $cm^{-3}.s^{-1}$ apparaît.

La table 2.5 résume les maxima du taux d'émission volumique et des principales contributions ainsi que les altitudes correspondantes. On note immédiatement que les deux sources principales sont la recombinaison dissociative et l'impact des électrons suprathermiques, comme reporté dans des études antérieures (par exemple Solomon & Abreu (1989)). Le maximum de la recombinaison dissociative se situe à 240 km avec 95 photons $cm^{-3}.s^{-1}$, proche du pic de concentration électronique. Autour de 200 km d'altitude la différence entre concentrations électronique mesurée et modélisée atteint $0,34 \cdot 10^5 cm^{-3}$, ce qui entraîne une différence de 8 photons $cm^{-3}.s^{-1}$ dans le taux d'émission volumique. Cela explique une partie du désaccord autour du pic. L'effet de la différence dans la température électronique n'est finalement pas important, les différences à 150 et 300 km n'entraînant que des différences de l'ordre de 2 photons $cm^{-3}.s^{-1}$. La production par impact électronique atteint 87 photons $cm^{-3}.s^{-1}$ à 210 km d'altitude. L'altitude correspond exactement à celle de l'étude de Solomon & Abreu (1989), même si l'amplitude est différente en raison des différentes conditions géophy-

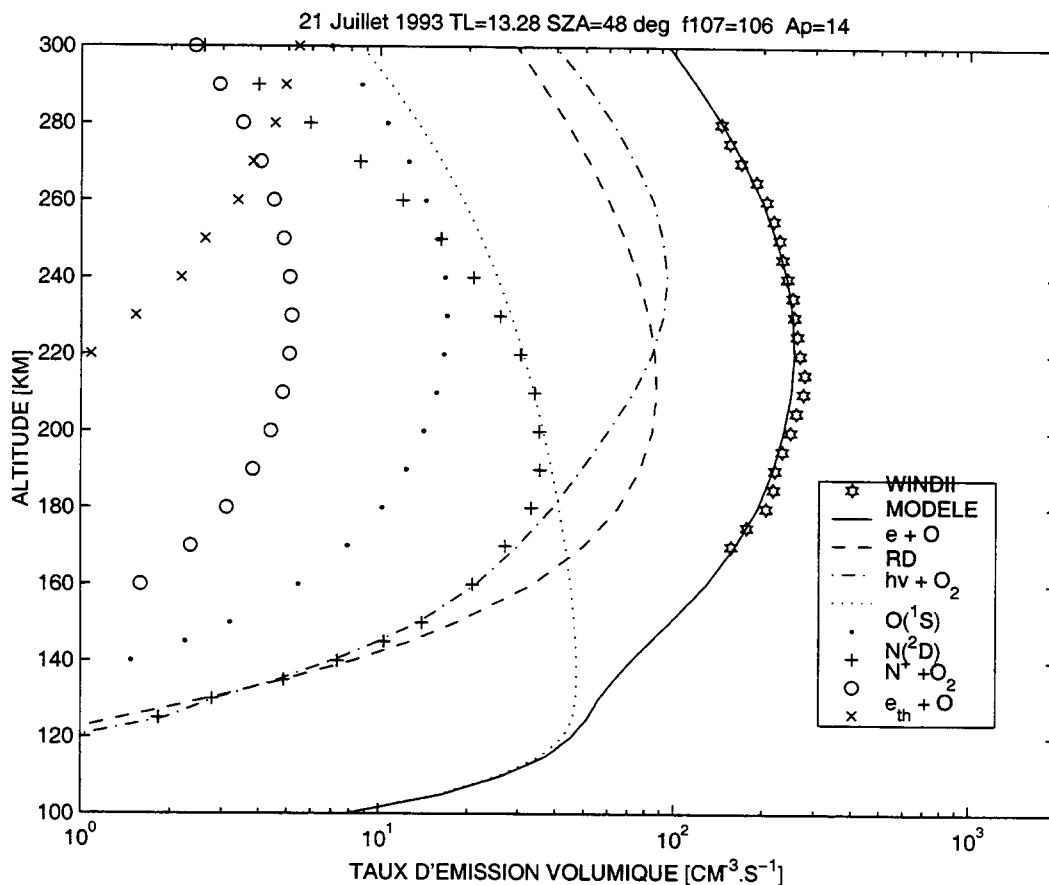


FIG. 2.7: Profil du taux d'émission volumique de la raie rouge le 21 juillet 1993, à 12 UT. La ligne solide représente le taux d'émission volumique modélisé total, c'est à dire la somme des différentes contributions. Chaque contribution est représentée (voir la légende). Le profil mesuré par WINDII apparaît en étoiles.

siques. La contribution due à la photodissociation du dioxygène atteint un maximum de $47 \text{ photons cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 135 km . Il s'agit de la source principale en-dessous de 160 km . La réaction impliquant les atomes d'azote excités est aussi à considérer, avec $35 \text{ photons cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 190 km . La contribution de la raie verte est faible (au maximum $17 \text{ photons cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$). Les deux dernières contributions sont très faibles.

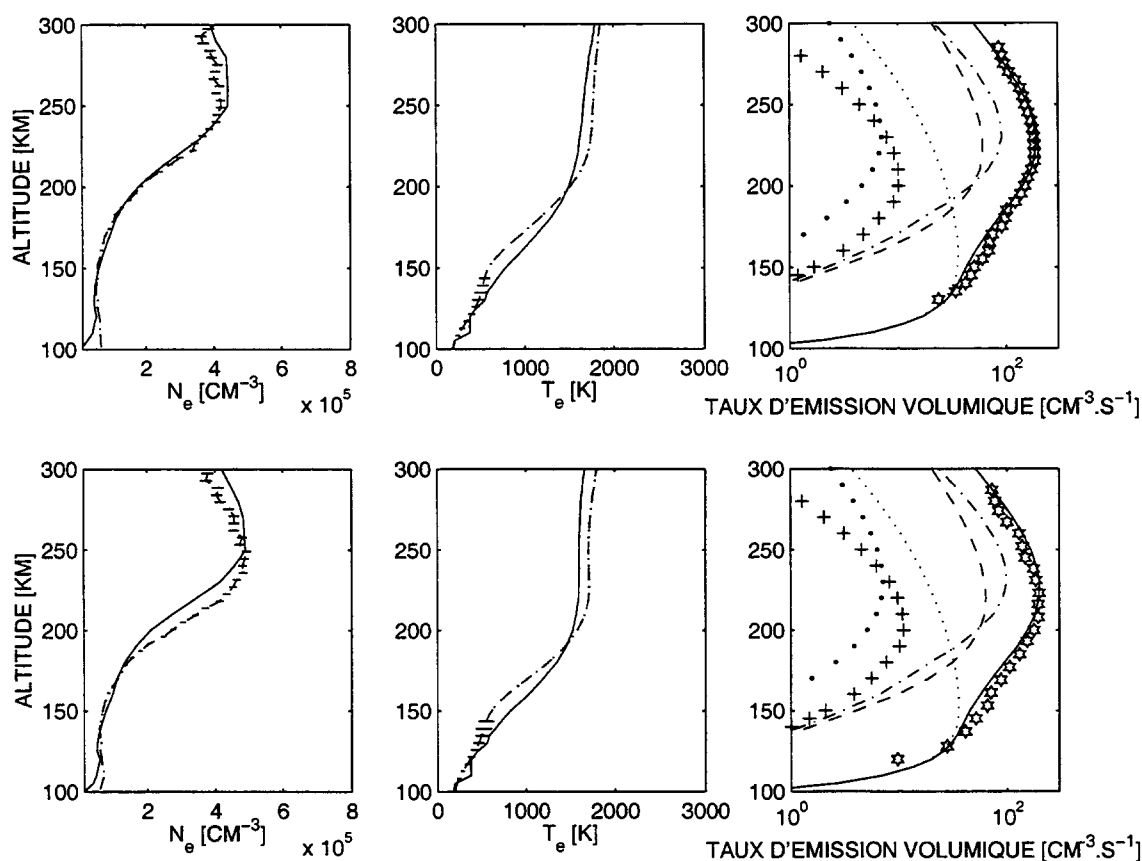


FIG. 2.8: Comparaison des profils pour le 1 mars 1994. Les profils de la concentration électronique, de la température électronique et du taux d'émission volumique sont représentés respectivement sur les première, deuxième et troisième colonne. La première ligne correspond à 10,41 heures locales, et la seconde à 12 heures locales. Concernant les deux premières colonnes, les profils mesurés par le radar sont en pointillé, et les profils modélisés en ligne solide. Concernant la troisième colonne, le profil mesuré par WINDII apparaît en étoiles, le profil modélisé en ligne solide. Les contributions principales apparaissent, labélisées comme sur la figure 2.7.

La figure 2.8 montre les résultats de la modélisation le 1^{er} mars 1994, pour les deux passages successifs du satellite au-dessus d'EISCAT. Sur le graphique, les concentrations et températures électroniques sont incluses. Un bon accord a été trouvé sur les deux paramètres du plasma, ainsi que sur les taux d'émission volumique. L'altitude du maximum, ainsi que sa magnitude sont bien décrites (voir la table 2.5). Il est clair que la différence entre les taux d'émission volumique en juillet et en mars est principalement due à la décroissance de l'impact électronique: de 87 à environ 60 photons $cm^{-3}.s^{-1}$, en raison d'un angle solaire zénithal plus grand. La contribution de la cascade du niveau supérieur décroît également car dans cette gamme d'altitude la raie verte provient principalement de l'impact électronique, comme on le verra dans la section suivante. La production due à la recombinaison dissociative est équivalente en juillet et en mars car les profils de concentration et de température électroniques sont

semblables. La caractéristique du taux d'émission volumique à basse altitude, dominée par la contribution de la photodissociation du dioxygène, est relativement bien décrite par le modèle. Une différence de 15 photons $cm^{-3}.s^{-1}$ à l'altitude du maximum peut être attribuée à une mauvaise évaluation du flux ultraviolet, mal connu dans la gamme du continuum Schumann-Runge.

2.5.3 La raie verte

Les résultats pour la raie verte sont donnés sur les figures suivantes: la figure 2.9 montre la comparaison entre mesures du radar et sorties de TRANSCAR, pour les deux paramètres importants que sont la concentration et la température électroniques. La figure 2.10 montre les résultats pour l'émission de la raie verte.

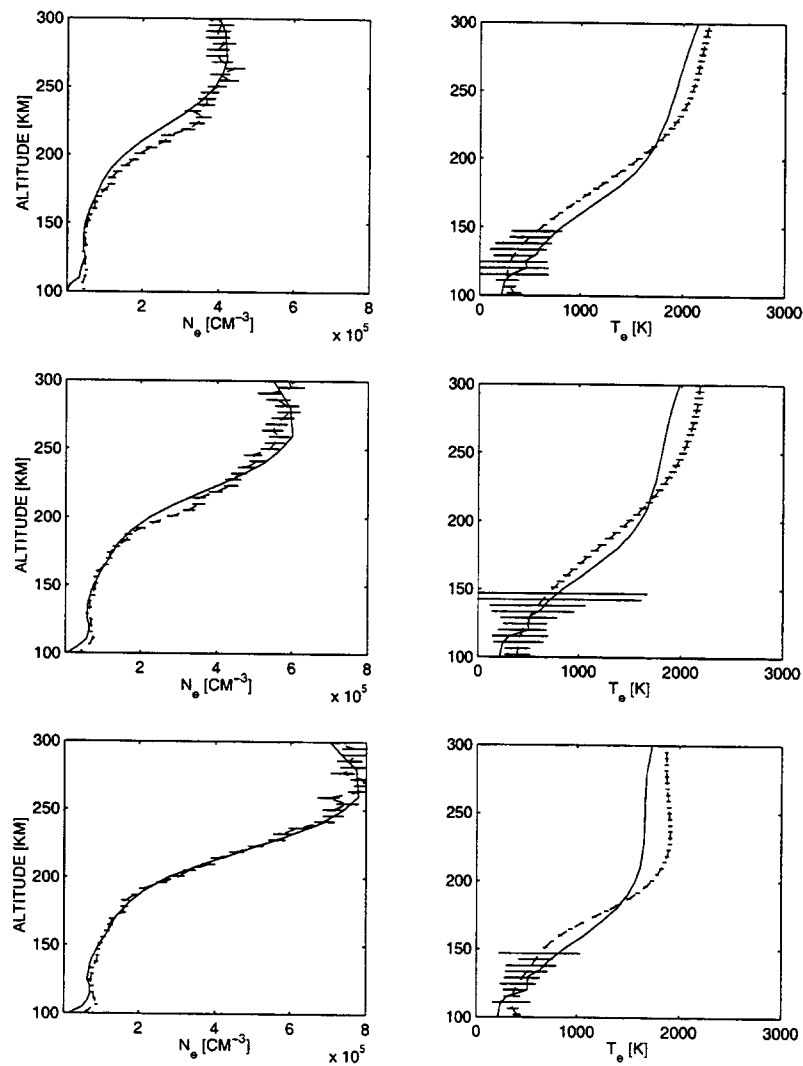


FIG. 2.9: Comparaison entre profils mesurés (pointillé) et modélisés (ligne solide) des concentrations et températures électroniques pour le 6 mars 1993, à 8,55 (première ligne), 10,21 (deuxième ligne) et 11,86 heures locales (troisième ligne).

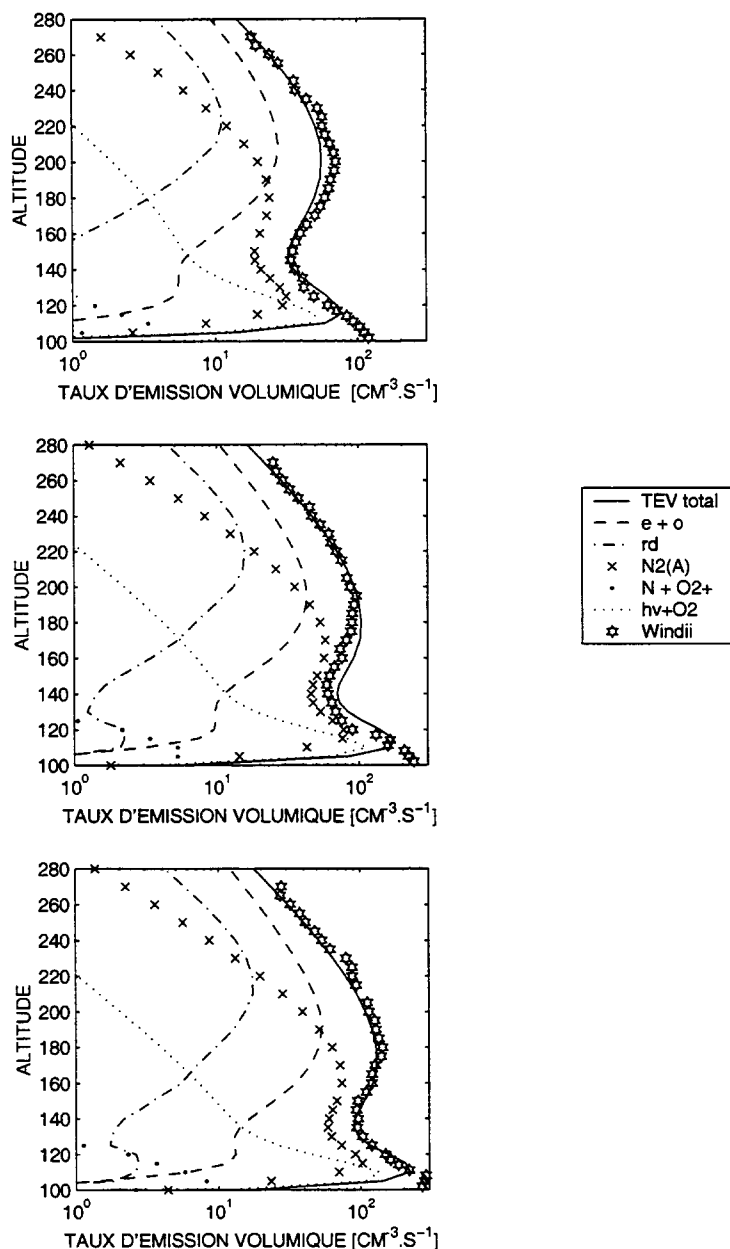


FIG. 2.10: Profils du taux d'émission volumique mesuré et modélisé, pour le 6 mars 1993, à 8,55 (première ligne), 10,21 (deuxième ligne) et 11,86 heures locales (troisième ligne). Chaque contribution est indiquée en légende. 'TEV total' signifie 'Taux d'émission volumique total', 'rd' 'recombinaison dissociative'. Le profil de Windii apparaît en étoiles.

Concentrations et températures électroniques, et le taux d'émission volumique sont tracés pour les trois passages successifs du satellite, le 6 mars 1993. Le pic de concentration électronique varie de $4 \cdot 10^5$ à $8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$. La température électronique exhibe presque le même profil à 8,55 et à 10,41 heures locales, tandis que sa valeur décroît à 11,86 heures locales. L'évolution temporelle du profil est assez bien décrite par le modèle. La table 2.6 résume les résultats quantitatifs des principales contributions à

CHAPITRE 2. APPLICATION: MODÉLISATION DU RAYONNEMENT DIURNE DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

l'émission. Le taux d'émission volumique modélisé est généralement en bon accord avec les mesures, excepté à 8,55 heures locales autour du pic thermosphérique où le profil est sous-estimé et à 10,21 heures locales entre 120 et 180 *km* où le profil est surestimé. Le premier désaccord peut s'expliquer de la manière suivante: le modèle TRANSCAR sous-estime la concentration électronique à ces altitudes et cela peut être dû à une sous-estimation locale de la concentration d'oxygène atomique (Blelly *et al.*, 1996a). Ainsi la contribution de l'impact électronique sur les atomes d'oxygène est sous-estimée. Comme il a été dit précédemment, une correction dépendant de l'altitude devrait être développée. À 8,55 heures locales, la différence due au désaccord dans le profil de N_e à 220 *km* est évalué à 4 photons $cm^{-3}.s^{-1}$. Une explication pour le deuxième désaccord sera donnée plus bas.

Les maxima des taux d'émission volumique sont reproduits à moins de 8 et 11 photons $cm^{-3}.s^{-1}$ pour les deux dernières coordinations. Les altitudes correspondantes sont également raisonnablement bien décrites.

Contrairement à la raie rouge où toutes les sources, sauf une, sont concentrées dans une même couche d'altitude, la raie verte s'explique par des processus associés à quatre régions:

- Autour du pic thermosphérique: prédominance de l'impact électronique, de la recombinaison dissociative et de la désactivation de l'azote moléculaire.
- Autour de 150 *km*: prédominance de l'impact électronique et de la désactivation de $N_2(A)$.
- Autour de 110 *km*: Prédominance de la photodissociation de O_2 .
- En dessous de 100 *km*: Prédominance du mécanisme de Barth, non décrit dans cette étude.

Heures locales	Windii	TEV	$e + O$	R.D.	$N_2(A)$	$h\nu + O_2$
8,55	70 ±2(200)	57(200)	28(210)	11(220)	25(180)	54(115)
					32 (125)	
10,21	96 ±2(195)	104(180)	43(200)	16(220)	89(170)	113(110)
					77(120)	
11,86	142 ±2(180)	129(170)	54(190)	18(210)	75(160)	135(110)
					102(115)	

TAB. 2.6: Maxima des différentes contributions (photons $cm^{-3}.s^{-1}$) à la raie verte, pour le 6 mars 1993. Les altitudes correspondantes (*km*) sont indiquées entre parenthèses. Concernant la désactivation de l'azote moléculaire, le second pic est indiqué. 'TEV' signifie 'Taux d'émission volumique', 'R.D.' 'recombinaison dissociative'.

Le pic thermosphérique est principalement dû à l'impact électronique. Lorsque l'angle solaire zénithal diminue, l'altitude du maximum de production est plus basse, et l'amplitude de ce maximum augmente, car l'absorption atmosphérique est plus faible. Cela explique l'évolution de la couche thermosphérique de la raie verte.

La recombinaison dissociative est une source beaucoup plus faible que dans le cas de la raie rouge, ce qui a été expliqué dans le modèle photochimique. Cette contribution montre un premier pic de 11 à 18 photons $cm^{-3}.s^{-1}$ à 220 km et le second pic, du au maximum de la concentration en ions O_2^+ est évalué à moins de 1 photons $cm^{-3}.s^{-1}$.

La désactivation collisionnelle présente deux pics, centrés autour de 120 et 170 km. Il s'agit de la seule source dominante entre 125 et 170 km à 10,21 heures locales. Le désaccord soulevé en début de section semble dû à une surestimation de cette source. La table 2.4 indique que pour cette coordination, la concentration des composants neutres moléculaires donnée par le modèle MSIS90 a été multipliée par 1,25 pour ajuster les mesures radar, facteur plus grand que la correction adoptée à 11,86 LT. Il est donc possible que l'on surestime $[N_2]$ à ces altitudes. Comment est-ce possible, toujours en étant ajustée aux données du radar? Cet artefact peut être dû à la seconde principale inconnue de notre modèle: le spectre solaire dans l'extrême ultraviolet donnée par le modèle EUVAC. Ce flux est hautement variable et des raies telles que celle de l'Hélium ionisé deux fois à 304 nm, qui joue un rôle prépondérant aux altitudes qui nous intéressent, peuvent varier d'un ordre de grandeur en quelques heures. Cela peut particulièrement se produire en période de soleil actif, ce qui est le cas à cette date ($f_{10.7} = 162$).

Il n'est pas facile de comparer nos résultats avec ceux de Singh *et al.* (1996b) en raison des différentes conditions géophysiques (différentes latitudes, longitudes et angles solaires zénithaux). Quelques commentaires peuvent cependant être formulés: Toutes les productions sont plus importantes qu'à haute latitude et les pics apparaissent à plus faible altitude, ce qui est relié à la différence d'ensoleillement. À basse latitude le pic mésosphérique est produit par la recombinaison dissociative et le mécanisme de Barth, alors que dans notre étude à haute latitude ce pic est principalement dû à ce dernier processus.

2.6 Étude de sensibilité

La section précédente a montré un bon accord entre les taux d'émission volumique mesurés par l'interféromètre WINDII et modélisés avec les coefficients de réaction adoptés, le flux solaire donné par EUVAC et l'atmosphère neutre ajustée. Cependant des incertitudes subsistent sur quelques-uns de ces paramètres: en particulier différents rapports de branchement et coefficients de réaction relatifs à une même réaction sont publiés. Cette section montre la sensibilité du calcul des raies à certains de ces facteurs,

soulignant de cette façon l'intérêt de mesures coordonnées EISCAT-WINDII pour réduire certaines de ces incertitudes.

2.6.1 Sensibilité à la composition neutre

La sensibilité de la luminescence de la haute atmosphère à déjà été abordée à plusieurs reprises dans la littérature. Fennelly *et al.* (1994) ont proposé une méthode pour déduire les concentrations neutres et le flux EUV à partir d'observations de la raie rouge du sol au crépuscule. Melendez-Alvira *et al.* (1995) ont étudié la sensibilité de la raie également au crépuscule et ont conclu au besoin de mesures coordonnées. Concernant la raie verte, Singh *et al.* (1996b) ont expliqué leur désaccord entre modèle et mesures en terme de sous-estimation de la concentration d'oxygène atomique et ont dérivé des concentrations autour du pic mésosphérique deux à trois fois plus importantes que celles données par le modèle MSIS.

La figure 2.11 montre la sensibilité. Les quatre panneaux représentent l'effet d'une augmentation ou d'une diminution d'un rapport 2 des concentrations atomiques et moléculaires sur le taux d'émission volumique.

On note immédiatement que le changement de la concentration de l'oxygène atomique affecte plutôt l'émission de la raie verte au dessus de 170 *km* et celle de la raie rouge au dessus de 200 *km*. Le changement des concentrations moléculaires affecte les émissions aux altitudes inférieures à 220 et 240 *km*. Cela est consistant avec le fait que l'oxygène atomique devient dominant aux alentours de 230 *km* (figure 1.2). Lorsque les concentrations sont changées d'un facteur deux, les taux d'émission volumique varient d'environ 20 %.

Lorsque la concentration de l'oxygène atomique augmente (diminue) d'un facteur 2, les taux d'émission volumique augmentent (diminuent) au-dessus de 200 *km* pour la raie rouge et de 180 *km* pour la raie verte. En-dessous, cette tendance est inversée. De plus, le pic d'intensité augmente (diminue) de 10 ou 20 *km*. Ces différences peuvent s'expliquer de la manière suivante:

- L'augmentation de $[O]$ a pour conséquence d'augmenter la concentration au pic et son altitude est translatée vers le haut (Blelly *et al.*, 1996a). La production de la raie due à la recombinaison dissociative, proportionnelle à la concentration électronique, suit la même évolution.
- L'augmentation de $[O]$ a pour conséquence d'augmenter directement la production de $[O(1D)]$ par impact électronique, et le pic de production correspondant est également translaté vers les altitudes supérieures, en raison de l'atténuation à plus haute altitude du flux solaire. Le même commentaire s'applique pour la production due à la désactivation de $N_2(A)$, ce qui explique la plus grosse différence de 20 *km* pour la raie verte.

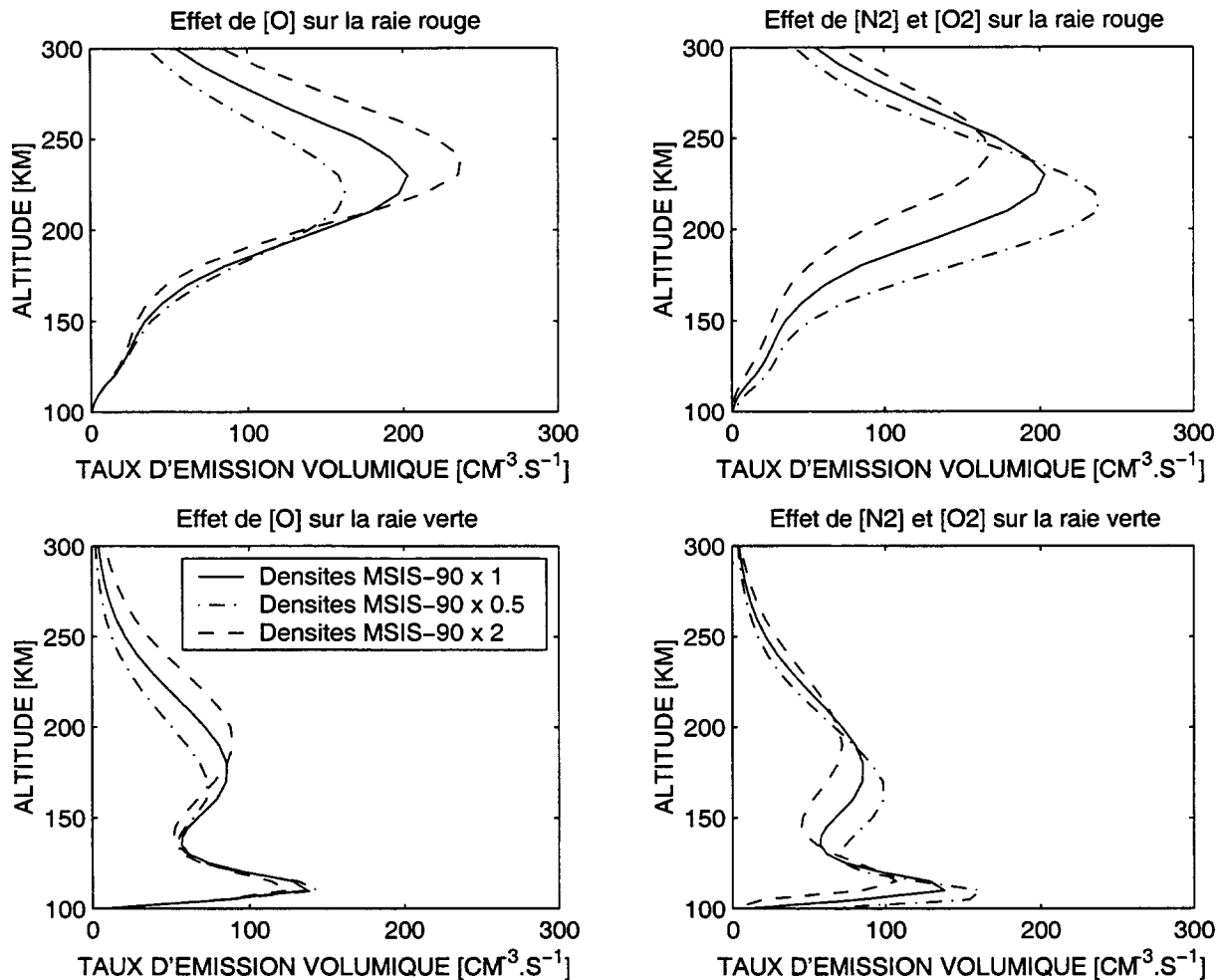


FIG. 2.11: Sensibilité à l'atmosphère neutre sur la raie rouge (en haut) et la raie verte (en bas).

- Aux basses altitudes, la tendance s'inverse en raison des collisions en plus grand nombre avec l'oxygène.

Lorsque la concentration des composants moléculaires augmente (diminue) d'un facteur 2, les taux d'émission volumique diminuent (augmentent) au-dessous de 230 km pour la raie rouge et de 210 km pour la raie verte. Au-dessus, cette tendance est inversée. Le pic d'intensité augmente (diminue) de 10 ou 20 km. Ceci s'explique de la manière suivante:

- L'augmentation des concentrations à basse altitude augmente l'effet des collisions. Ainsi le taux d'émission volumique diminue.
- La translation du maximum s'explique comme indiqué plus haut.
- A haute altitude, l'augmentation de [O₂] a pour conséquence l'augmentation des ions O₂⁺, ce qui augmente la contribution de la recombinaison dissociative.

Dans cette étude, de légers ajustements de l'atmosphère neutre ont été suffisants pour obtenir un bon accord, car les périodes considérées sont calmes. Cependant, ces ajustements peuvent être importants en périodes perturbées (Blelly *et al.*, 1996a). Modéliser les raies d'émission dans de telles conditions semble être difficilement envisageable sans mesures coordonnées.

2.6.2 Sensibilité au coefficient de la recombinaison dissociative

On compare ici les taux d'émission volumique calculés avec le taux théorique de réaction de la recombinaison dissociative, adopté dans notre étude, et le taux déterminé de manière expérimentale en laboratoire :

$$k_{exp} = 1,6 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0,55} \quad \text{pour } T_e > 1200K \quad (2.45)$$

$$k_{exp} = 2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0,7} \quad \text{pour } T_e < 1200K \quad (2.46)$$

L'efficacité β , également sujet de nombre de discussions dans la communauté, est prise égale à 1,2 pour la raie rouge (Abreu *et al.*, 1986), et à 0,16 dans le cas de la raie verte (Singh *et al.*, 1996b). la figure 2.12 montre les résultats de cette comparaison. Il est intéressant de remarquer que le produit du taux expérimental et de l'efficacité correspondante est inférieur au taux expérimental dans le cas de la raie rouge et supérieur dans le cas de la raie verte. Les efficacités requises pour obtenir accord entre théorie et expérience valent respectivement 1,6 et 0,07 à $T_e = 1500K$.

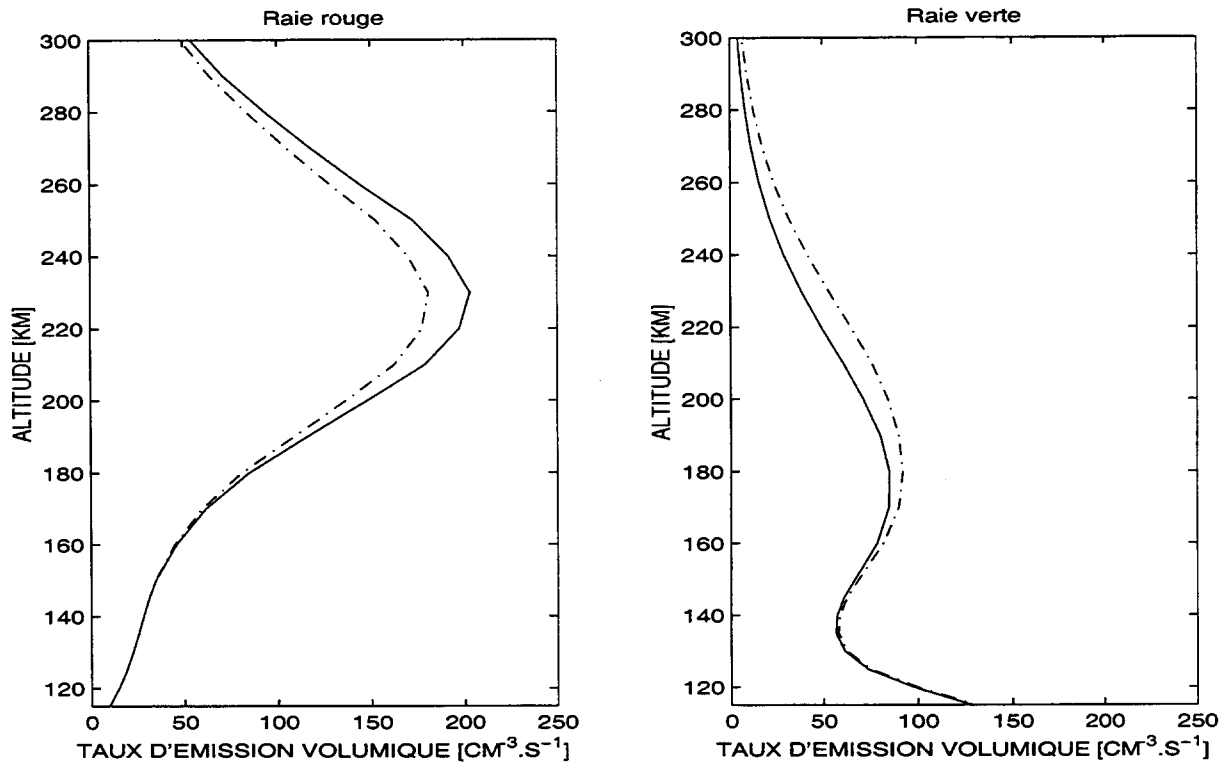


FIG. 2.12: Sensibilité de la raie rouge (à gauche) et de la raie verte (à droite) au coefficient de la recombinaison dissociative. La ligne solide correspond au calcul effectué avec le coefficient théorique, tandis que la ligne en pointillée à celui effectué avec le coefficient expérimental. Le maximum du taux d'émission volumique calculée avec le coefficient théorique atteint 203 photons $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ et 180 photons $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ dans l'autre cas. Le maximum de la raie verte atteint respectivement 76 et 85 photons $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$.

2.6.3 Sensibilité aux coefficients d'EINSTEIN

Dans la littérature différentes valeurs de $A_{630,0}$ sont publiées. $A_{557,7}$ est relativement bien connu. On étudie dans cette section donc uniquement la sensibilité du taux d'émission volumique de la raie rouge, pour trois valeurs des coefficients notées dans la table 2.7. La figure 2.13 montre les résultats.

$A_{630,0}$ (s^{-1})	$A(^1D)$ (s^{-1})	Référence
$7,1 \cdot 10^{-3}$	$9,3 \cdot 10^{-3}$	Fischer & Saha (1983)
$5,6 \cdot 10^{-3}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$	Baluja & Zeippen (1988)
$6,5 \cdot 10^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{-3}$	Galavis <i>et al.</i> (1997)

TAB. 2.7: Coefficients d'Einstein relatifs à la transition $^1D - ^3P$ de l'oxygène atomique.

Les coefficients d'Einstein permettant le meilleur accord avec les observations sont ceux calculés par Fischer & Saha (1983). Nous recommandons par conséquent ces valeurs, bien que des nouveaux calculs aient été récemment publiés (Galavis *et al.*,

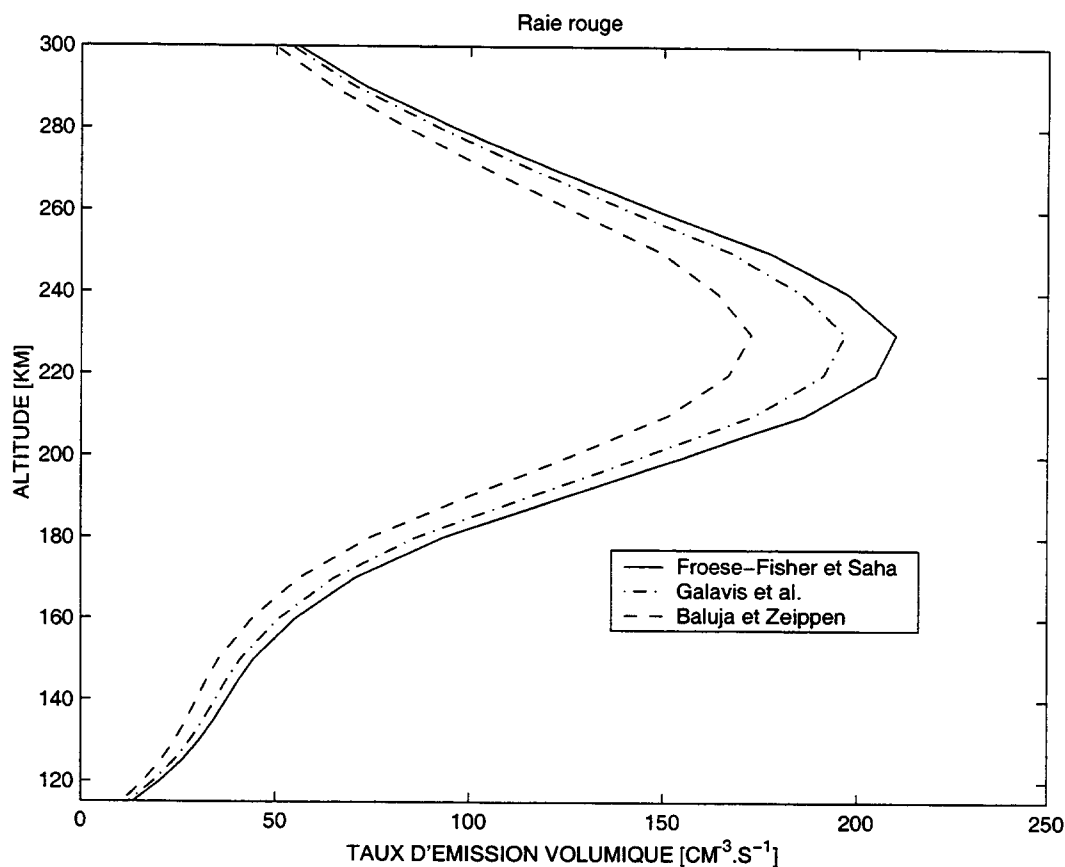


FIG. 2.13: Sensibilité de la raie rouge au coefficient d'Einstein.

1997). Cependant, les coefficients donnés par Fischer & Saha (1983) sont toujours dans les barres d'erreurs de Galavis *et al.* (1997), à savoir de l'ordre de 10%.

2.7 Conclusions et perspectives de cette étude

Dans cette étude un modèle photochimique a été développé pour modéliser les raies d'émission "interdites" de l'oxygène atomique aux latitudes du sondeur EISCAT. Plusieurs sources et pertes ont été évaluées. En ce qui concerne les contributions les plus importantes, il a été tenu compte des travaux les plus récents: les sections efficaces d'impact électronique sur l'oxygène atomique ont été actualisées et le taux de réaction de la recombinaison dissociative correspond aux travaux théoriques de S. L. Guberman. L'originalité de ce travail a consisté tout d'abord à ajuster l'une des principales entrées du modèle: l'atmosphère neutre. Cette méthode est basée sur la comparaison des grandeurs physiques calculées à l'aide du modèle TRANSCAR avec les mesures du radar EISCAT. Les taux d'émission volumique des deux raies ont ensuite été calculés et comparés avec succès aux mesures de l'interféromètre WINDII. La sensibilité des raies à certains paramètres d'entrée comme la composition neutre ou des taux de réactions

montre l'importance des mesures coordonnées.

Cette modélisation a montré les caractéristiques intéressantes des raies: la raie rouge est caractérisée par un pic thermosphérique centré autour de 220 km, surtout dû à l'impact électronique et à la recombinaison dissociative des ions O_2^+ avec les électrons. Les caractéristiques de la raie verte sont plus complexes: un pic thermosphérique centré autour de 190 km dû à l'impact électronique, à la recombinaison dissociative et à la désactivation de l'azote moléculaire. Autour de 150 km, la raie provient essentiellement des deux derniers processus. Au dessous les sources sont la photodissociation du dioxygène et le mécanisme de Barth, non décrit dans cette étude.

Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans le *Journal of Geophysical Research*, dont les rapporteurs furent G. G. Shepherd et M. H. Rees.

Les possibilités de poursuite de recherche dans ce domaine sont multiples:

- Calculs des raies pendant des périodes magnétiquement perturbées, pendant lesquelles le rôle des électrons thermiques chauds pourrait être intéressant à étudier.
- Calcul des raies à la latitude du radar polaire ESR, à l'occasion de mesures coordonnées entre le sondeur, le futur interféromètre au sol EPIS et l'interféromètre TIDI qui sera embarqué à bord du satellite TIMED.
- Développement d'une méthode complémentaire d'étalonnage du modèle ionosphérique, surtout pour les études dans la région du cornet polaire où ESR opère et où on peut avoir des profils intégrés des raies de l'oxygène permettant de bien caractériser l'extension du cornet.

Dans ce chapitre a été décrit le première partie proprement dite de ce travail de thèse. Après s'être familiarisé avec le code ionosphérique TRANSCAR, une modélisation des raies interdites de l'oxygène atomique à 630,0 et 557,7 nm à été développée. La comparaison des résultats avec des mesures in-situ a été satisfaisante. Fort de cette expérience "terrestre", il a été décidé d'étudier l'ionosphère martienne et son rayonnement, dans la cadre des prochaines missions spatiales d'exploration de la planète rouge. Cela fait l'objet des trois prochains chapitres.

Deuxième partie

L'ionosphère martienne

Chapitre 1

L'ionosphère martienne: États des connaissances et modélisations existantes

Sommaire

1.1	Introduction	57
1.2	L'exploration spatiale de la planète rouge	58
1.2.1	Les missions spatiales: 1965-1989	58
1.2.2	Mars Global Surveyor	60
1.3	L'aéronomie de Mars	60
1.3.1	L'atmosphère neutre	60
1.3.2	L'ionosphère	61
1.3.3	L'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère	63
1.4	Les modèles ionosphériques existants	64
1.4.1	Les modèles cinétiques	64
1.4.2	Les modèles photochimiques	65
1.4.3	Les modèles 5 moments	66
1.4.4	Les modèles magnétohydrodynamiques	66
1.5	Les questions en suspens	67
1.6	Les futures missions	67
1.7	Notre proposition dans le cadre de la mission DYNAMO	69

1.1 Introduction

La planète Mars est la dernière planète tellurique. Observée depuis l'Antiquité, elle fascine car elle a un moment connu l'espoir d'avoir abrité la vie.

Grandeur	Mars	Terre
Masse	0.11 M_T	$M_T = 6 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Inclinaison	24 °	23 ° 26'
Distance au soleil	1.38-1.66 UA	0.98-1.02 UA
Période de révolution	687j 23h	365j 6h
Période de rotation	24h 37' 23"	23h 56' 4"
Diamètre	6794 km	12740 km

TAB. 1.1: Caractéristiques générales de Mars.

Les caractéristiques générales et orbitales sont résumées dans la table 1.1. Mars évolue en moyenne à 1.52 unités astronomiques (UA) du soleil, mais en raison de la forte excentricité de son orbite, la distance à l'astre du jour varie entre 1.38 et 1.66 UA. Les variations saisonnières sont donc importantes d'un hémisphère à l'autre.

Les missions vers Mars ont connu de cuisants échecs. Ainsi, entre 1960 et 1999, pas moins de 20 missions sur 33 ont échoué. Dans cette section sont résumées les missions ayant apporté des connaissances sur l'environnement spatial de la planète rouge. Dans un premier temps, on décrit brièvement les opérations achevées, correspondant aux années 1964-1989, et dans un second temps la mission en cours *Mars Global Surveyor* est évoquée.

1.2 L'exploration spatiale de la planète rouge

1.2.1 Les missions spatiales: 1965-1989

Le tableau 1.2 résume les sondes qui ont avec succès atteint la planète rouge. Une exception est faite pour la sonde *Phobos 2* qui, avant d'être perdue, a pu envoyer des données.

Mission	Années	Type
Mariner 4	1964-65	S
Mariner 6 et 7	1969	S
Mars 2 et 3	1971	O
Mariner 9	1971-72	O
Mars 5	1973-74	O
Viking 1 et 2	1976	O, A
Phobos 2	1989	E

TAB. 1.2: Missions vers Mars d'intérêt aéronomique. S = Survol; O = orbite; A = Atterrisseur; E = échec, mais envoi de quelques données.

Le premier survol de la planète a été réalisé par la sonde Mariner 4 en 1965, qui s'est

approchée à moins de 10000 *km* de la surface. Les objectifs de la mission consistaient à fournir des images de la surface, mais aussi à conduire des expériences sur le champ magnétique, le vent solaire, les rayons cosmiques, et d'occultation des ondes radio. Les principaux résultats apportés concernant l'aéronomie furent l'absence d'un champ magnétique intrinsèque important et la découverte d'une ionosphère côté jour, entre 90 et 250 *km* d'altitude, caractérisée par un pic principal de concentration électronique égal à $9 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ situé à 123 *km* d'altitude.

Les deuxième et troisième survols de Mars furent effectués à 5 jours d'intervalle en 1969 par deux sondes identiques Mariner 6 et 7, à 3400 *km* de la surface, avec pour objectifs des expériences d'occultation radio et des observations de l'atmosphère à l'aide d'un spectromètre UV. Le sondage par occultation a confirmé la présence d'une ionosphère diurne. Des émissions dues aux composés *CO*, *O*, *C*, *H* et CO_2^+ ont été détectées.

Mariner 9 fut en 1971 la première sonde mise en orbite autour de Mars. Durant presque une année terrestre, la sonde a notamment photographié la surface de la planète et les deux satellites Phobos et Deimos. Côté aéronomie, la mission a permis de confirmer la présence et surtout l'importance des tempêtes de sable, d'obtenir des profils de concentration électronique pour différentes saisons et angles solaires zénithaux, et des spectres d'émissions dans l'ultraviolet.

L'URSS s'est également lancée dans l'exploration de Mars, avec l'envoi réussi des sondes *Mars 2*, *3* et *5* entre 1971 et 1974. L'objectif de ces missions était l'étude de l'atmosphère, du vent solaire et du champ magnétique. Le principal résultat concernant la haute atmosphère est la présence d'un champ magnétique intrinsèque à la planète dont l'axe serait incliné de moins de 15-20 degrés par rapport à l'axe de rotation, et dont l'intensité serait de 7 à 10 fois l'intensité du champ magnétique interplanétaire (Dolginov *et al.*, 1976). Ce résultat est actuellement remis en question, notamment par les données du magnétomètre embarqué à bord de la sonde *MGS*.

Les sondes Viking, composées d'un orbiteur et d'un module atterrisseur, ont atteint Mars en 1976. Les deux modules ont réalisé les premières mesures in-situ de l'ionosphère (Hanson *et al.*, 1977) et de l'atmosphère neutre (Nier & McElroy, 1977). Les données recueillies ont été déterminantes pour la compréhension de l'environnement martien.

Enfin, en 1989 les Russes ont envoyé les sondes *Phobos 1* et *2*. Les deux missions furent perdues, mais la seconde put cependant envoyer des données peu de temps avant sa disparition, concernant la composition du plasma et l'environnement magnétique de la planète.

1.2.2 Mars Global Surveyor

Mars Global Surveyor¹ est une mission de la NASA en orbite autour de Mars depuis septembre 1997. Les objectifs scientifiques sont la cartographie de la surface, l'étude de la gravité, du rôle de l'eau et de la poussière sur la surface et dans l'atmosphère, du climat martien, de la composition de la surface et de l'atmosphère, et du champ magnétique.

Concernant l'étude de la haute atmosphère, deux instruments à bord nous intéressent :

- Le magnétomètre MAG/ER, associé à un réflectomètre à électrons. Ses premiers résultats apportent des éléments complètement nouveaux et inattendus sur l'origine et la distribution du champ magnétique sur Mars. Cet instrument fournit également des données sur les flux d'électrons suprathermiques du vent solaire qui précipitent et se dégradent dans l'atmosphère martienne.
- Radio Science. Cet instrument fournit des profils de concentration électronique, pour des angles solaires zénithaux compris entre 65 et 100 degrés. Ces données nous sont malheureusement encore indisponibles.

1.3 L'aéronomie de Mars

L'ensemble des données transmises par ces sondes et atterrisseurs permettent aux scientifiques de se faire une idée générale de l'environnement martien, résumée dans cette section. Pour plus de clarté, la discussion est séparée selon l'atmosphère neutre, l'ionosphère et l'interaction vent solaire/atmosphère.

1.3.1 L'atmosphère neutre

Les connaissances sur la partie neutre de l'atmosphère de Mars proviennent essentiellement des mesures des atterrisseurs Viking, et des mesures dans l'ultraviolet des sondes Mariner.

Les spectromètres de masse des atterrisseurs ont détecté principalement du dioxyde de carbone, majoritaire dans l'atmosphère de la surface jusqu'à environ 200 km. Les composants mineurs découverts sont l'azote moléculaire, le monoxyde d'azote, l'oxygène moléculaire et l'argon (voir figure 1.1). La composition en oxygène atomique n'a pas pu être directement mesurée. Sa concentration est évaluée à partir des mesures des concentrations d'ions et d'un modèle de chimie simplifié (Hanson *et al.*, 1977): à 130 km la concentration de O est égale à 1,5 % de la concentration en CO_2 . L'oxygène est majoritaire entre 200 et 450 km environ. Les abondances en hydrogène et en carbone

1. <http://mars.jpl.nasa.gov/mgs/>

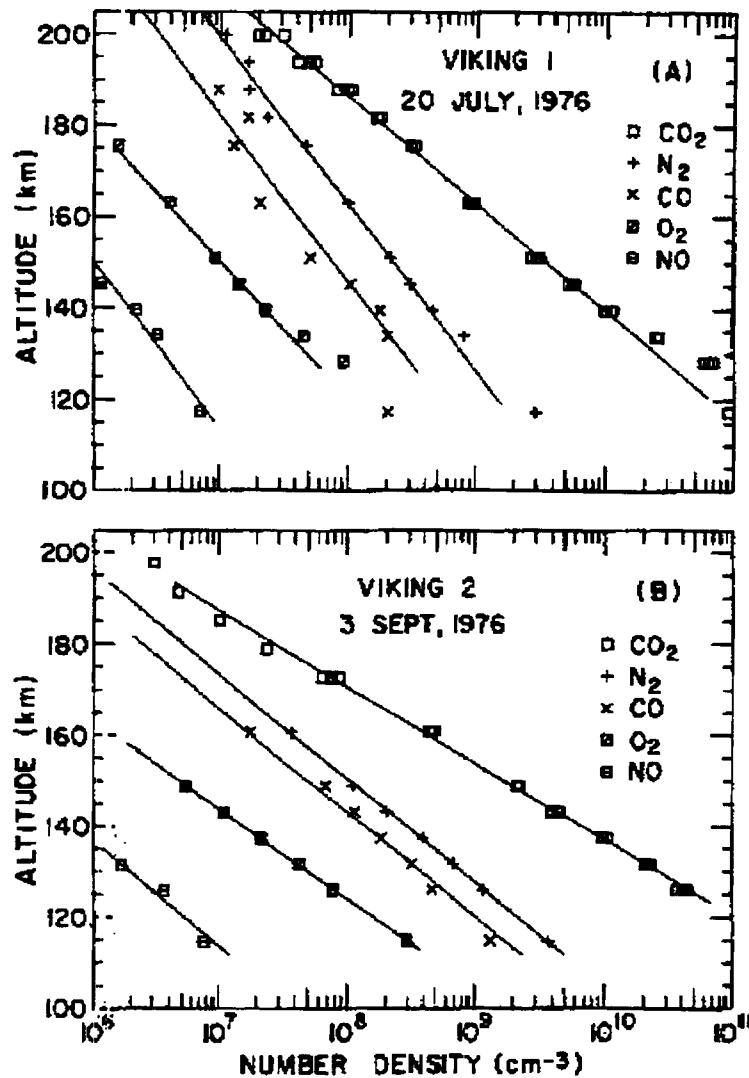


FIG. 1.1: profils des concentrations neutres mesurées par les spectromètres de masse des atterrisseurs Viking 1 et 2 (Nier & McElroy, 1977).

ont été obtenues par analyse de données UV. H serait majoritaire au dessus de 450 km.

La température de la thermosphère, déduite des mesures UV ou a partir des données des spectromètres de masse, atteint entre 200 K (pour les conditions rencontrées par les sondes Viking) et 400 K (conditions Mariner).

1.3.2 L'ionosphère

Finalement pour le moment assez peu d'informations existent sur l'ionosphère de Mars.

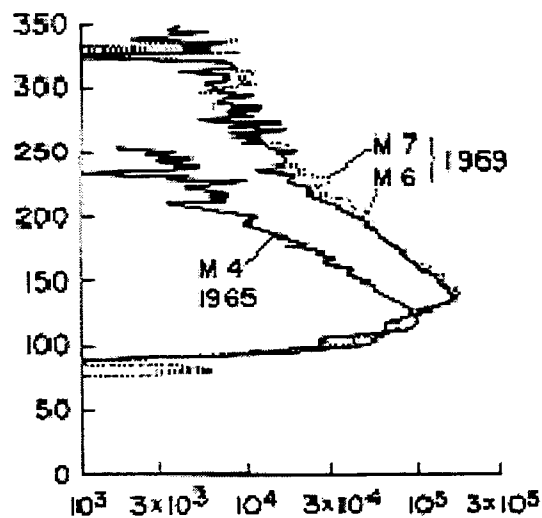


FIG. 1.2: profils de concentrations mesurées par les sondes Mariner 4, 6 et 7 (Whitten & Colin, 1974). Les altitudes sont exprimées en km en ordonnées, tandis que les concentrations en cm^{-3} apparaissent en abscisses.

La figure 1.2 montre les profils mesurés lors d'expériences d'occultation par les sondes Mariner 4, 6 et 7. Les données de Mariner 4 montrent un pic principal de concentration électronique égal à $9 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ situé à 123 km d'altitude. Un pic secondaire ($2,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, à 100 km) est également présent dans les mesures. Dans le cas des données de Mariner 6 et 7, le pic de concentration électronique est évalué à $1,6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et à $1,7 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, à une altitude de 137 km. Là encore un second pic a été détecté, de l'ordre de $7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ à 112 km. Les différences avec les résultats de Mariner 4 peuvent s'expliquer qualitativement par le fait que l'activité solaire était plus importante et la distance au soleil plus faible lors des survols par les deux sondes, rendant plus importantes les productions d'ionisations.

Les principales données sont les deux profils de mesures in-situ des concentrations en électrons, ions CO_2^+ , O^+ et O_2^+ obtenus par les atterrisseurs Viking (figure 1.3). Selon ces mesures, le pic de concentration en ions atteint environ $1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ à 130 km, correspondant à 90 % de O_2^+ et à 10 % de CO_2^+ . A plus haute altitude des ions O^+ ont été détectés avec un pic d'environ 10^3 cm^{-3} à 225 km. Cette ionosphère présente donc la particularité de la présence du neutre majeur CO_2 et de l'ion majeur O_2^+ . Des vitesses ioniques horizontales (équatoriales) ont aussi pu être déduites des données, atteignant entre 100 et 200 $m.s^{-1}$ à 200 km. Les températures ioniques atteignent quant à elles 150 K à 120 km presque 3000 K à 300 km. Les températures électroniques ont été publiées 10 ans plus tard, par Hanson & Mantas (1988). Ces auteurs montrent 3

différents profils de températures, attribuées à 3 catégories d'électrons: Une population thermique caractérisée par une température d'environ 3000 K à 300 km , une population suprathermiques à environ 20000 K et une population vraisemblablement d'origine le vent solaire ($T_e = 10^5\text{ K}$).

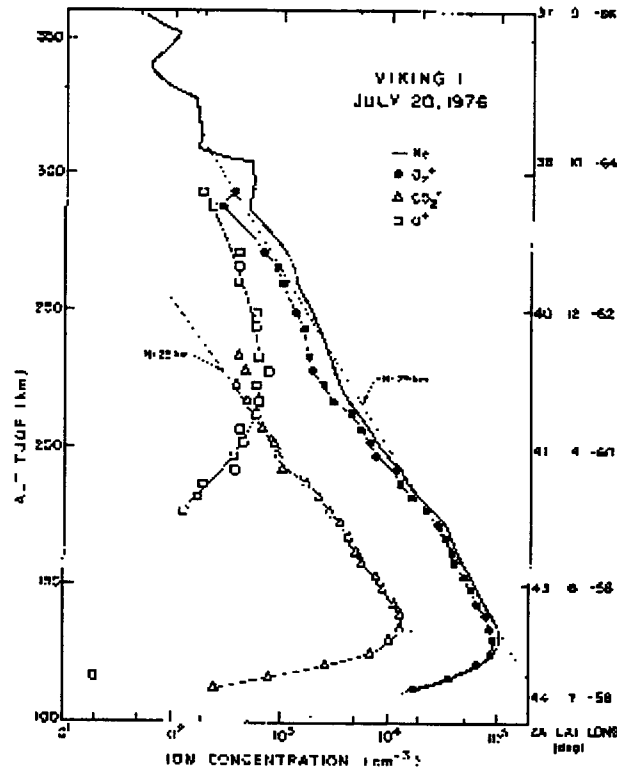


FIG. 1.3: Profils mesurés par le module d'atterrissage Viking 1, le 20 juillet 1976 (Hanson et al., 1977).

1.3.3 L'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère

Cette interaction est différente du cas terrestre, où le vent solaire interagit avec le champ magnétique pour créer la magnétosphère. D'après les récentes mesures de MGS, Mars ne posséderait pas de champ magnétique intrinsèque significatif global mais localement un champ d'origine crustale. On parle aussi d'anomalies magnétique. Dans ce cas, le vent solaire interagirait directement avec la haute atmosphère, à la manière du cas Vénusien. Mais contrairement à ce cas, l'atmosphère de Mars, plus ténue, ne serait pas capable de s'opposer efficacement à la pression du vent solaire, et le champ magnétique interplanétaire aurait la possibilité de pénétrer largement et de magnétiser l'ionosphère.

Un autre effet de l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère est le phénomène dit de "sputtering": sous l'effet des particules du vent solaire, ainsi que des photons

EUV, des ions O^+ sont arrachés de la très haute atmosphère côté jour, et peuvent réimpacter l'atmosphère côté nuit. Ce mécanisme pourrait avoir un rôle dans l'érosion de l'atmosphère et donc dans son évolution.

1.4 Les modèles ionosphériques existants

En 1980, Schunk & Nagy (1980) dressent un panorama très complet des ionosphères de type terrestre, cet article constituant toujours actuellement une référence dans le domaine. Les possibilités de calculs sont expliquées. On peut également y trouver une liste de constantes indispensables pour le calcul des termes de collisions entre neutres, ions et électrons, de réactions chimiques et de sections efficaces de photoabsorption et de photoionisation.

Plus récemment, Cravens (1992) a brossé un tableau des différents types de modèles ionosphériques développés pour Vénus et Mars, en les classant selon les équations résolues: Boltzmann, continuité, mouvement, énergie et l'équation de diffusion-convection pour le champ magnétique. Dans la suite de cette section, on adopte le même type de classification. Dans la plupart des modèles décrits les conditions retenues sont celles rencontrées par Viking 1 en 1976.

1.4.1 Les modèles cinétiques

Ce type de modèle, on le sait, est utilisé pour notamment résoudre le transport des électrons suprathermiques.

Mantas & Hanson (1979) ont calculé le flux de photoélectrons dans l'ionosphère martienne. Le code utilisé est adapté pour Mars à partir d'un code terrestre. Le calcul a été effectué pour les conditions de Viking 1, et pour deux types de configuration du champ magnétique, considéré uniforme (cas A: horizontal; cas B: vertical). Les auteurs présentent alors les résultats concernant: les productions primaire et secondaire des ions CO_2^+ , O^+ , O_2^+ et N_2^+ , le flux photoélectronique, le chauffage des électrons thermiques, ainsi que l'excitation de quelques émissions lumineuses. Une comparaison est également faite avec des calculs effectués pour la Terre. Les principales différences apportées par les deux géométries du champ magnétique apparaissent au-dessus de 150 km d'altitude: Le flux de photoélectrons est plus important dans le cas A que dans le cas B (flux 2 fois plus important entre 200 et 300 km à 10 eV), car dans le premier cas le transport vertical est inhibé. Cela a des répercussions sur le chauffage et les productions secondaires: ainsi à 200 km, la production d'ions O^+ double dans le cas d'un champ magnétique horizontal, et le chauffage est plus important d'un facteur 50 % à 140 km et d'un facteur 4 à 200 km. Dans leur conclusion, les auteurs soulignent que le flux de photoélectrons est dans tous les cas plus important sur Mars que sur Terre, et que le spectre en énergie est plus

structuré et plus doux. Dans cette étude, l'ionisation par impact électronique contribue pour 30 % de l'ionisation totale.

Actuellement, un chercheur américain (du laboratoire texan *Southwest Research Institute*), Richard Link, travaille sur une révision de son code cinétique terrestre (Link, 1992) pour une application à Mars, dans le cadre de la mission Mars-Express (voir plus loin). Ces résultats, pour le moment non encore publiés, ont été présentés au congrès de l'*American Geophysical Union* en décembre 1999. L'auteur utilise pour le moment une atmosphère neutre simplifiée, composée de CO_2 , O et N_2 . La principale innovation de ce travail est le calcul du flux de photoélectrons jusqu'à une énergie de 1000 eV, en tenant compte des électrons Auger. Quelques résultats pourront directement être comparés avec notre étude.

1.4.2 Les modèles photochimiques

Ces modèles résolvent le premier moment de la fonction de distribution, autrement appelé l'équation de continuité. Ce type de modèle est aussi nommé "modèle d'équilibre photochimique", car il néglige tout phénomène de transport; pour chaque espèce du plasma, la concentration est calculée en égalisant pertes et productions. Les vitesses sont soit considérées comme nulles soit prises a priori. Les températures sont généralement fixées à des valeurs empiriques. Bien évidemment, ces modèles peuvent être couplés à un code cinétique fournissant les productions secondaires. Ce type est limité à la description des régions ionosphériques où le transport est négligeable c'est à dire aux altitudes où la chimie est importante (entre 100 et 160 km pour Mars).

La référence pour ce type de modèle est publiée dans Fox & Dalgarno (1979b). Le modèle photochimique est couplé à un code de transport des électrons suprathermiques (voir les références dans cette publication). La température T_e est prise arbitraire, et T_i est celle mesurée par Viking 1. T_n suit un profil arbitraire; la température exosphérique est choisie égale à 225 K. Toute influence d'un champ magnétique et du vent solaire est négligée. Les résultats montrent les concentrations du plasma, une modélisation très intéressante des émissions lumineuses, et un calcul du chauffage de l'atmosphère. Des comparaisons sont montrées entre profils modélisés et mesurés par Viking 1. Un bon accord est trouvé pour les ions CO_2^+ après s'être permis de jouer sur la concentration d'oxygène atomique, permettant de déterminer de manière indirecte l'abondance de cet élément. Pour les ions O_2^+ , l'accord est correct (environ 10 % d'erreur à l'altitude du pic), sauf au-dessus de 180 km, où le modèle surestime la concentration d'un facteur 50 % à 220 km. Pour les ions O^+ , l'accord est bon entre 190 et 200 km. En-dessous, le profil modélisé tend à être surestimé et au-dessus les auteurs ne montrent pas leur résultat car le transport n'est pas pris en compte. Les auteurs montrent également les profils d'ions non observés: N_2^+ , NO^+ et Ar^+ .

Une mise à jour du modèle est publiée dans Fox (1993). L'auteur introduit notam-

ment les températures électroniques déduites des mesures de Viking, des coefficients de chimie révisés, et un processus de perte par échappement pour les ions au sommet de l'ionosphère.

1.4.3 Les modèles 5 moments

Dans ce modèle (Chen *et al.*, 1978) est résolu les équations de continuité et de mouvement pour les 5 ions CO_2^+ , O_2^+ , O^+ , NO^+ et H^+ . L'équation de l'énergie est résolue pour les électrons et ions. Les concentrations calculées se comparent très bien aux données Viking dans la région de chimie. A plus haute altitude, les auteurs soulignent que des processus de transport doivent être évoqués pour expliquer les températures et concentrations observées.

1.4.4 Les modèles magnétohydrodynamiques

Dans cette classe de modèles, on s'attache à résoudre les équations de continuité, de mouvement, ainsi que l'équation de diffusion-convection du champ magnétique, plus éventuellement l'équation de l'énergie, toujours à 1 dimension. La référence est ici le travail réalisé par Shinagawa & Cravens (1989). Ce modèle n'inclut pas l'équation de l'énergie mais adopte des profils empiriques de températures électronique et ionique. Les équations sont résolues pour les 4 espèces H^+ , O^+ , O_2^+ , CO_2^+ et les électrons. Les productions primaires et secondaires sont prises en compte via un code cinétique, analogue à un programme développé pour l'ionosphère de Vénus. Le champ magnétique est choisi horizontal. Il peut être intrinsèque ou induit. Dans ce dernier cas, les auteurs imposent au plasma une vitesse négative au sommet de l'ionosphère (480 km) de l'ordre de $7-10 \text{ m.s}^{-1}$. Cela signifie que le plasma est obligé de se déplacer vers la surface, pour permettre au champ de pénétrer, lequel champ est alors déduit.

Les conclusions de cette étude sont:

- le modèle ne peut pas reproduire les mesures de Viking dans le cas d'une ionosphère non magnétisée.
- Un accord correct est trouvé dans le cas d'un champ magnétique induit (dont l'ordre de grandeur est de 60 nT au sommet) .
- Le champ magnétique intrinsèque est très faible. Ce point a été confirmé par une étude plus récente réalisée par ces mêmes auteurs (Shinagawa & Cravens, 1992). La dynamique de l'ionosphère martienne est dominée par l'interaction avec le vent solaire.

1.5 Les questions en suspens

Les quelques sondes ayant réussi à aborder Mars ont donc ouvert un voile sur la haute atmosphère de cette planète. Elles ont surtout soulevé beaucoup de nouveaux problèmes, que les futures missions décrites dans la partie suivante tenteront d'élucider:

- Comment se caractérise véritablement l'ionosphère?
- Quelle forme prend l'interaction vent solaire/atmosphère? Quel est l'effet du "sputtering" sur l'atmosphère neutre et sur son évolution temporelle. Jusqu'où le champ magnétique du vent solaire pénètre-t-il?
- Comment se caractérise le champ magnétique crustal et quel est son effet sur le couple atmosphère/ionosphère?
- Quelle est l'influence de l'activité solaire?
- Comment se caractérisent les variations diurnes et saisonnières?
- Quelle est précisément l'influence des tempêtes de sable?

1.6 Les futures missions

Dans cette partie, nous décrivons trois missions de très grand intérêt dans le domaine de l'étude de la haute atmosphère de Mars. La première s'appelle Nozomi: elle a décollé en 1998, mais en raison de problèmes, elle n'atteindra Mars qu'en 2003. La deuxième est Mars Express, prévue pour atteindre Mars fin 2003. Enfin la dernière mission n'est qu'un projet; il s'agit de DYNAMO. Nous parlerons aussi du projet Netlander.

Nozomi

Nozomi (ex Planet-B)¹ est la première mission japonaise pour l'étude de Mars. Lancée en juillet 1998, elle était prévue pour atteindre sa destination en octobre 1999. Un problème survenu pendant un survol de la Terre retarde malheureusement son arrivée à 2003. L'enjeu de cette mission est l'étude de l'aéronomie de Mars, et plus particulièrement l'interaction du vent solaire avec la haute atmosphère. La sonde emporte 14 instruments (Yamamoto & Tsuruda, 1998), dont un magnétomètre, deux spectromètres de masse (neutres et ions), une sonde de température électronique, un spectromètre UV, des analyseurs de spectre de particules énergétiques (ions, électrons, neutres).

1. <http://www.planet-b.isas.ac.jp/index-e.html/>

Mars Express

Mars Express¹ est une mission de l'Agence Spatiale Européenne. Elle se compose d'un orbiteur et d'un véhicule d'atterrissage. Les principaux objectifs de cette mission sont l'étude de la géologie, de la minéralogie, de la composition atmosphérique, de l'interaction de l'atmosphère avec le sous-sol et le milieu interplanétaire, de la recherche de l'eau dans le sous-sol et de la recherche de signatures d'une activité biologique.

Le décollage de Mars Express est prévu pour juin 2003 et la sonde devrait se satelliser autour de Mars courant décembre de la même année.

Parmi les sept instruments prévus, trois nous intéressent dans le cadre de cette étude:

- le spectromètre ultraviolet SPICAM, dévolu à l'étude de la composition atmosphérique.
- le radar MARSIS, dédié à l'étude du sous-sol. Cet instrument devrait fournir des informations sur la concentration électronique.
- Aspera, un analyseur d'atomes neutres énergétiques, dont l'un des objectifs sera de caractériser le plasma.

Le projet Dynamo

Ce projet de micro-mission consiste en un orbiteur prévu pour décoller sur le lanceur Ariane V en 2007. Fruit d'une collaboration franco-américaine, la mission aura deux buts principaux:

1. La cartographie détaillée du champ magnétique d'origine crustale.
2. L'étude de l'atmosphère: composition chimique, structure thermique, dynamique, analyse des mécanismes d'échappement et plus généralement les relations entre le champ magnétique et l'atmosphère, qui pourraient expliquer l'évolution de cette atmosphère.

Le projet Netlander

Le projet netlander² consiste en 4 stations géophysiques et météorologiques déployées à la surface en 2005. Les principaux objectifs de cette mission concernent l'étude de la structure interne, de la surface, de la subsurface et de l'atmosphère. Dans ce dernier thème, il est notamment prévu de mesurer le contenu électronique total.

1. <http://sci.esa.int/marsexpress/>

2. <http://ganymede.ipgp.jussieu.fr/projets/netlander/>

1.7 Notre proposition dans le cadre de la mission DYNAMO

Les missions spatiales d'exploration passées ou en cours de la planète Mars nous ont apporté finalement peu d'information sur l'ionosphère. Si plusieurs profils de concentration électronique sont (ou sur le point d'être) disponibles, seuls deux profils de concentrations ioniques (et pour trois ions seulement) sont à la disposition de la communauté scientifique. Bon nombre de questions sont encore sans réponse, et c'est pourquoi ce début de 3^{me} millénaire promet de passionnantes découvertes que devraient apporter la mission MGS en cours, et surtout les trois prochaines missions décrites dans la partie précédente: *Nozomi*, *Mars Express* et *Dynamo*. Nul doute que ces sondes apporteront aussi leur lot de surprises.

Les différentes tentatives pour reproduire les mesures des concentrations, à l'aide de modèles plus ou moins sophistiqués, ne sont pas encore tout à fait concluantes. Au vu de toutes ces études, ce que nous pouvons apporter de nouveau, avec le programme TRANSCAR, est:

1. pour la partie cinétique: un calcul de production primaire et secondaire pour de nombreuses espèces ioniques, à l'aide d'un code ayant démontré ses bonnes performances dans des applications terrestres. L'ionisation conduisant à des ions doublement chargés pourra y être incluse pour la première fois.
2. pour la partie fluide: le calcul de manière indépendante des températures du plasma, et la prise en compte des phénomènes de transport pour l'énergie, par la résolution des 4 premières équations de transport fluide (formulation dite "8-moments").
3. L'étude de la pénétration du champ magnétique, avec une méthode différente de celle développée par Shinagawa & Cravens (1989), peut-être plus proche de la physique. Ces auteurs, rappelons-le, imposent une vitesse négative du plasma au sommet de l'ionosphère, puis calculent la valeur du champ magnétique. Dans le schéma retenu dans TRANSCAR, la valeur du champ est imposé, ce qui correspond à une condition physique, imposée par le vent solaire qui rencontre la planète. Les vitesses du plasma sont ensuite calculées.

Dans le cadre de ce dernier projet (Dynamo) nous avons écrit une proposition pour la modélisation de l'ionosphère martienne et de son rayonnement (le texte intégral apparaît à l'annexe 3). Ce texte a été co-signé par 14 auteurs provenant de 9 laboratoires français et américains. Il rappelle le contexte, définit une ligne d'étude assez large pour les mois et années à venir, concernant la modélisation ionosphérique avec le modèle TRANSCAR, et dessine une collaboration outre-Atlantique pleine de promesses. Il précise également une sélection de raies et de bandes d'émission lumineuses, susceptibles d'être observées par les spectrographes UV et d'être modélisées avec TRANSCAR.

Les principaux objectifs de la proposition sont les suivants:

1. Modélisations des concentrations, vitesses et températures du plasma, en fonction de paramètres spatiaux (location, altitude) et temporels (temps local, date). Le code pourra permettre d'étudier la sensibilité de ces grandeurs en fonction de paramètres importants tels que le flux solaire, la saison et l'angle solaire zénithal. L'effet d'éventuelles tempêtes de sable pourra aussi être décrit, via le modèle d'atmosphère neutre de S.W. Bougher.
2. Analyse de l'interaction de l'atmosphère avec le vent solaire, plus précisément de la pénétration du champ magnétique interplanétaire dans l'ionosphère et des précipitations de particules énergétiques du vent solaire.
3. Etude de l'interaction entre l'ionosphère et l'atmosphère neutre. En particulier, le modèle TRANSCAR peut être utilisé comme diagnostic des neutres lors de la reproduction d'expérience.
4. Modèle et prédiction des émissions lumineuses dans l'ultraviolet.
5. Analyse des processus donnant naissance au rayonnement lors d'analyse des futures données des spectrographes embarqués à bord de Mars-Express, Nozomi et Dynamo. L'observation et la modélisation simultanées des émissions lumineuses de la haute atmosphère martienne devrait fournir quantité d'informations sur le couple ionosphère/thermosphère.
6. Etude des phénomènes de double ionisation des composés CO_2 , CO , NO et N_2 .
7. A plus long terme, lien avec les mécanismes d'échappement.

Ce chapitre a résumé l'état des connaissances actuelles de l'ionosphère martienne apportées par les missions spatiales, les questions toujours en suspens, les modèles existants et les missions à venir. Est décrit également notre proposition de travail dans le contexte actuel, avec deux axes bien définis: la modélisation de la structure verticale de l'ionosphère d'une part, et la modélisation du rayonnement de la haute atmosphère d'autre part. Le chapitre 2 de la deuxième partie traite du premier point: il décrit notamment la mise au point du code cinétique, et le couplage avec le code fluide, mis au point à Toulouse. Les premières applications seront la reproduction des mesures des modules d'atterrissage Viking 1 et des sondes Mariner 6 et 7. Le chapitre 3 de la deuxième partie traite des émissions lumineuses, et des résultats préliminaires de la modélisation de trois raies dans l'ultraviolet et de leur comparaison avec les mesures des sondes Mariner 6 et 7.

Chapitre 2

Modélisation de l'ionosphère de Mars

Sommaire

2.1	Introduction	73
2.2	Description du modèle	74
2.2.1	L'atmosphère neutre	74
2.2.2	Le code cinétique	76
2.2.3	Le code MHD fluide	83
2.2.4	Détails techniques	85
2.2.5	Limitations du modèle	85
2.3	Principaux résultats	85
2.3.1	Sorties de la partie cinétique	85
2.3.2	Sorties de la partie fluide	92
2.4	Caractérisation des populations thermiques et suprathermiques	96

2.1 Introduction

Ce chapitre traite de la description de l'ionosphère martienne à l'aide du code TRANSCAR. Les principaux changements par rapport au code terrestre y sont décrits. Le premier changement concerne l'atmosphère neutre, composée surtout de dioxyde de carbone, et caractérisée par une température beaucoup plus basse que sur Terre. S'en suit la prise en compte de nouvelles réactions chimiques, d'ionisations et de collisions. Il sera tenu compte de la pénétration du champ magnétique (partie fluide). La table 2.1 précise trois paramètres fondamentaux dans la modélisation de l'ionosphère: l'indice $f_{10.7}$ relatif à au flux solaire, D la distance de la planète au soleil et l'angle solaire zénithal. Ces paramètres sont donnés pour les principales missions d'exploration de Mars, notamment Viking 1 et Mariner 6 et 7 pour lesquelles des comparaisons avec les mesures seront effectuées.

Mission	Dates	$f_{10.7}$	D (UA)	SZA (degrés)
Viking 1	20/7/76	69	1.65	44
Viking 2	3/9/76	76	1.61	44
Mariner 4	15/7/65	77	1.55	67
Mariner 6	31/7/69	167	1.43	0-44
Mariner 7	5/8/69	188	1.42	0-57

TAB. 2.1: Paramètres importants dans le modèle.

2.2 Description du modèle

2.2.1 L'atmosphère neutre

Ainsi qu'on l'a vu aux deux premiers chapitres, l'atmosphère neutre de la planète est une entrée importante du modèle. La section 3.2.1 du chapitre 3 indique que les données proviennent essentiellement des mesures in-situ des modules Viking et d'observations dans l'ultraviolet. Nous avons décidé d'utiliser les sorties du modèle de Steve Bougher, chercheur à l'Université de l'Arizona (USA), avec lequel une collaboration s'est engagée durant cette thèse. Ce modèle, appelé *MTGCM*¹ (Bougher *et al.*, 1990), fournit la composition en CO_2 , CO , N_2 , O_2 et O , la température, ainsi que les vents neutres (composantes méridienne, zonale et verticale), en fonction de l'altitude (entre 100 et 250 km typiquement), longitude, latitude, flux solaire, saison, et la présence de tempêtes de sable. Le principal effet de ces tempêtes, qui peuvent affecter la planète à une échelle globale, est d'engendrer des ondes de gravité et de chauffer la thermosphère, ce qui modifie notamment la répartition verticale des composants. Les changements de densité peuvent ainsi atteindre un facteur 9 en quelques jours (Bougher *et al.*, 1997).

Steve Bougher nous a fourni pour notre étude deux jeux de données décrivant les conditions rencontrées par Viking 1 et les sondes Mariner 6 et 7 (figures 2.1 et 2.2). La concentration en hydrogène correspond au profil déduit de données UV dans les conditions de Mariner. Il n'est donc peut être pas représentatif des conditions de Viking, mais actuellement c'est l'unique profil disponible. De larges différences apparaissent entre la figure (a) et (b), matérialisées sur la figure (c). Les concentrations des 5 composés sont plus importantes lors des conditions Mariner que lors des conditions Viking. Le rapport de ces concentrations double entre 100 et 150 km pour l'ensemble de l'atmosphère. À 250 km il atteint un facteur 5 pour l'oxygène atomique, 10 pour N_2 , 16 pour CO , 43 pour O_2 et 57 pour le dioxyde de carbone. Dans les deux cas, le rapport $[O]/[CO_2]$ à 135 km vaut 2 %.

La figure 2.2 montre les profils de températures. Semblables en dessous de 130 km, ils diffèrent significativement au-dessus. Les températures exosphériques valent

1. Mars Thermosphere General Circulation Model

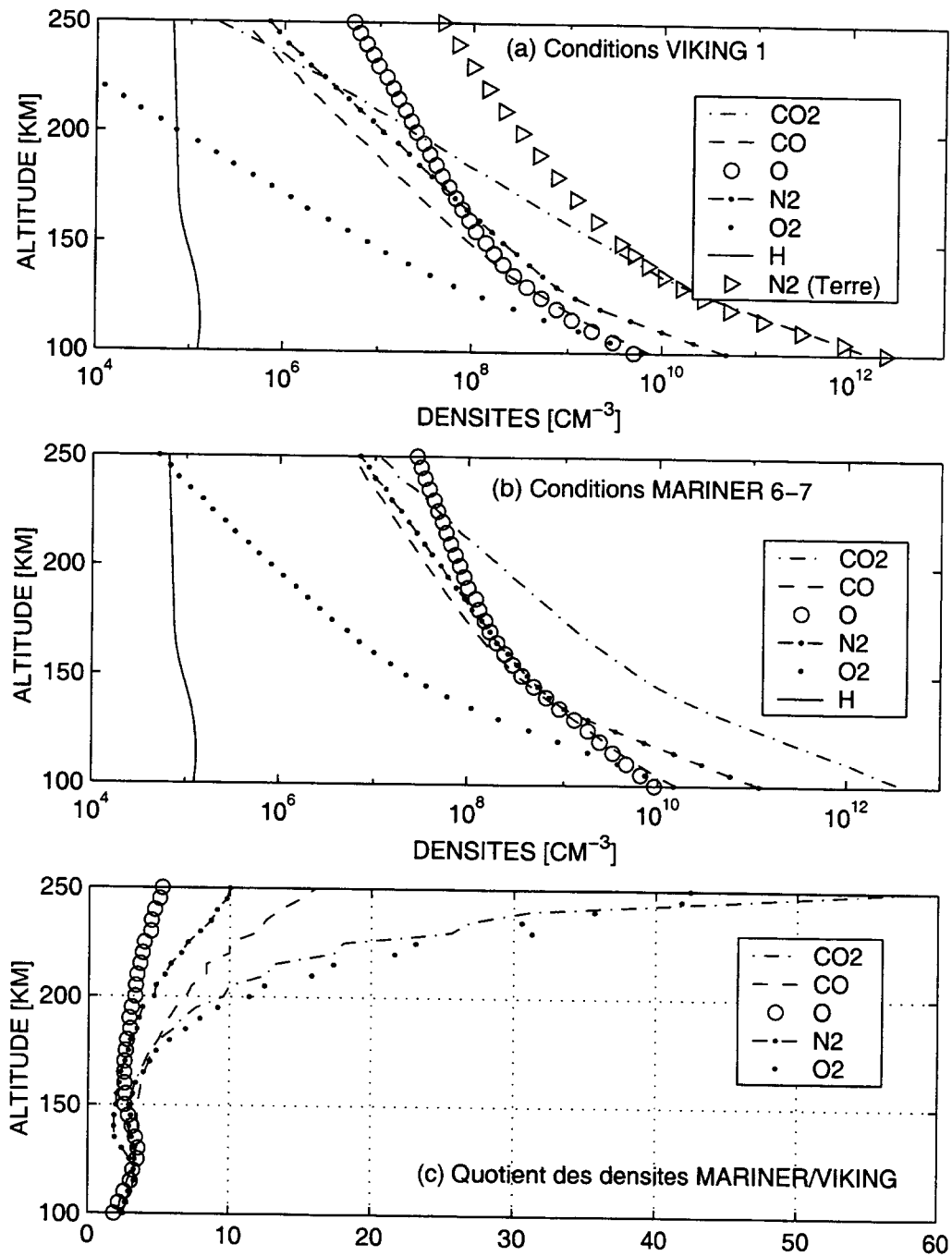


FIG. 2.1: Profils de concentrations neutres. (a) Conditions Viking 1. Pour comparaison le profil de N_2 dans l'atmosphère terrestre (hautes latitudes, période estivale) est également tracé. (b) Conditions Mariner 6 et 7. (c) Rapport des concentrations Mariner/Viking 1. Ce rapport n'est pas tracé pour l'hydrogène, car le même profil est adopté pour les deux conditions.

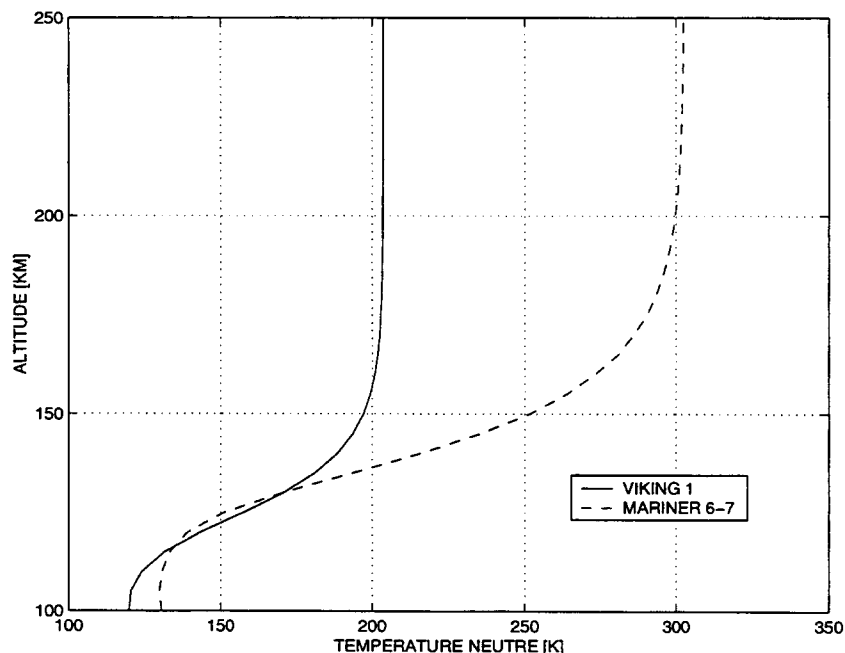


FIG. 2.2: Profils de températures neutres.

respectivement 205 K et 302 K dans les conditions de Viking 1 et de Mariner 6-7. Ces différences de températures affectent particulièrement les profils de concentration (en jouant sur la hauteur d'échelle) et ont des répercussions sur les coefficients des réactions chimiques.

Ces figures montrent clairement la variabilité de la haute atmosphère de Mars, en raison principalement de la grande excentricité de l'orbite, et justifient l'emploi d'un modèle sophistiqué d'atmosphère neutre.

2.2.2 Le code cinétique

La partie cinétique, seule, décrit le transport des électrons suprathermiques, ainsi que les différentes productions ioniques et excitations des neutres, pour une atmosphère neutre actuellement composée des six composants: N_2 , O_2 , O , H , CO_2 et CO .

La production primaire

Actuellement 16 réactions de photoionisation sont prises en compte (table 2.2 page 77). Les six premières réactions sont identiques à celles considérées dans le code terrestre. Les 10 suivantes, relatives à l'ionisation du CO_2 et du CO , sont donc nouvelles, et pour chacune la référence concernant la section efficace est indiquée. Le potentiel d'ionisation pour le CO_2 et le CO vaut respectivement 13,77 et 14,1 eV. Les sections

efficaces de photoabsorption par le CO_2 et par le CO sont données par Samson & Haddad (1984). Cette recherche bibliographique a été facilitée par l'aide de Roland Thissen, chercheur au Laboratoire LURE¹. Le flux solaire utilisé provient du modèle EUVAC, comme pour les applications terrestres.

No	Réaction	Référence
1	$N_2 + hv \rightarrow N_2^+$	code terrestre
2	$O_2 + hv \rightarrow O_2^+$	-
3	$O + hv \rightarrow O^+$	-
4	$N_2 + hv \rightarrow N^+ + N$	-
5	$O_2 + hv \rightarrow O^+ + O$	-
6	$H + hv \rightarrow H^+$	-
7	$CO_2 + hv \rightarrow CO_2^+(X)$	Padial <i>et al.</i> (1981)
8	$CO_2 + hv \rightarrow CO_2^+(A + B)$	Padial <i>et al.</i> (1981)
9	$CO_2 + hv \rightarrow CO_2^+(C)$	Lucchese & McKoy (1982)
10	$CO_2 + hv \rightarrow CO^+ + C$	Hitchcock <i>et al.</i> (1980)
11	$CO_2 + hv \rightarrow O^+ + CO$	Hitchcock <i>et al.</i> (1980)
12	$CO_2 + hv \rightarrow C^+ + O_2$	Hitchcock <i>et al.</i> (1980)
13	$CO_2 + hv \rightarrow CO_2^{++}$	Avakyan <i>et al.</i> (1998)
14	$CO + hv \rightarrow CO^+$	Masuoka & Samson (1981), Thiel (1981), Padial <i>et al.</i> (1978), Langhoff <i>et al.</i> (1981)
15	$CO + hv \rightarrow C^+ + O$	Samson <i>et al.</i> (1981)
16	$CO + hv \rightarrow O^+ + C$	Masuoka & Samson (1981)

TAB. 2.2: Production ionique primaire dans l'ionosphère martienne. Est notamment incluse la production d'ion doublement chargés CO_2^{++} . L'ion $CO_2^+(C)$ n'est pas stable et conduit à la formation des ions O^+ et CO^+ avec les rapports de branchement égaux à respectivement 80 et 20 % (Fox & Dalgarno, 1979b).

Les figures 2.3 et 2.4 montrent, en fonction de la longueur d'onde, ces nouvelles sections efficaces, c'est à dire celles de photoabsorption et celles relatives aux réactions numéro 7 à 16 de la table 2.2.

1. Laboratoire pour l'Utilisation du Rayonnement Electromagnétique

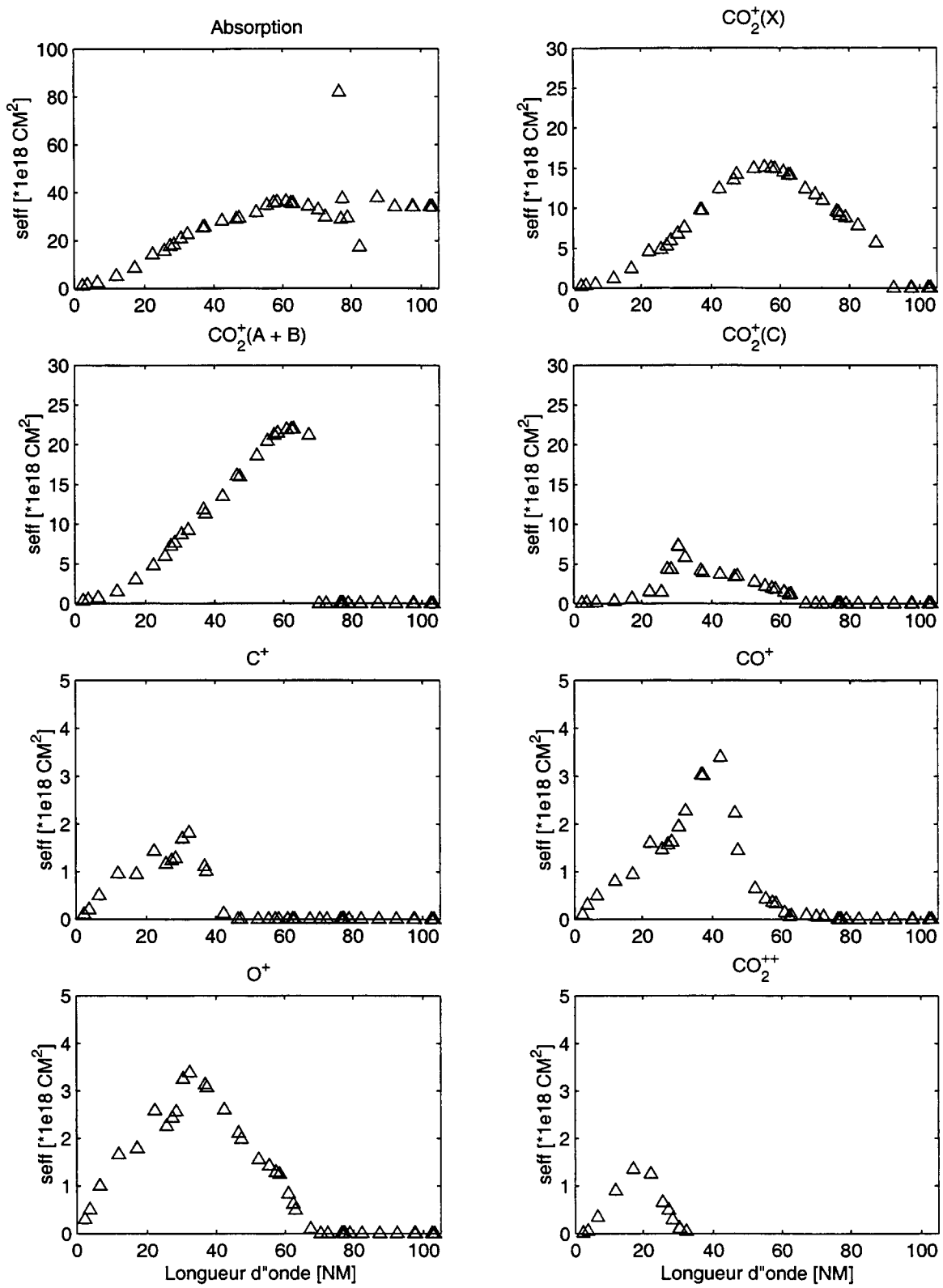


FIG. 2.3: Sections efficaces de photoionisation du CO_2 , en fonction de la longueur d'onde. Les échelles des graphes ne sont pas identiques.

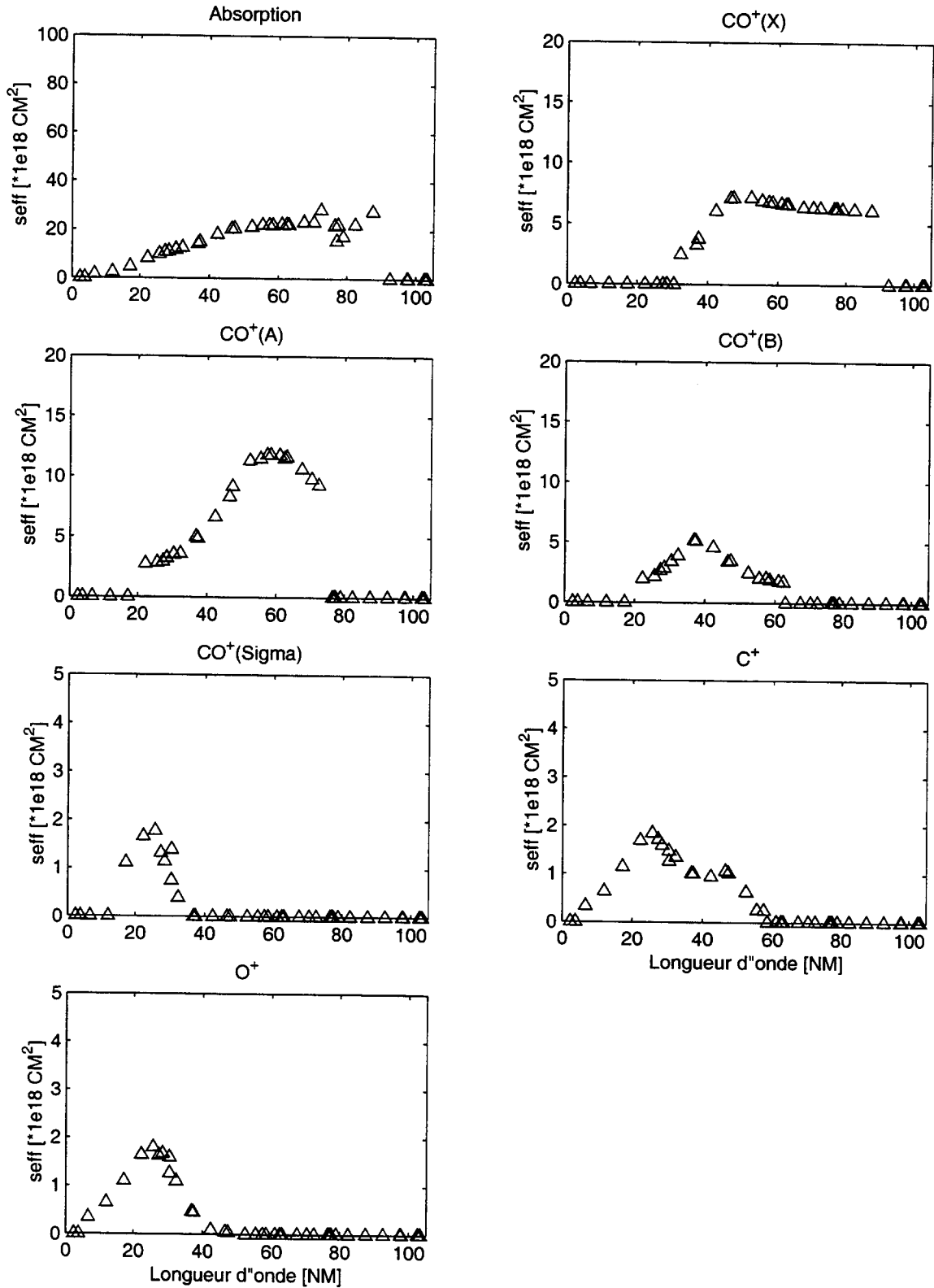


FIG. 2.4: Sections efficaces de photoionisation du CO. On a inclus les sections efficaces relatives aux productions primaires des ions CO^+ dans les états X, A et B. Cette différenciation n'est actuellement pas exploitée, et la production des ions CO^+ est alors la somme des ions dans les trois états. Les échelles des graphes ne sont pas identiques.

No	Réaction	Référence
1	$N_2 + e \rightarrow N_2^+ + e$	code terrestre
2	$O_2 + e \rightarrow O_2^+ + e$	-
3	$O + e \rightarrow O^+ + e$	-
4	$H + e \rightarrow H^+ + e$	-
5	$CO_2 + e \rightarrow e + CO_2^+, CO^+, C^+, O^+, CO_2^{++}$	Tian & Vidal (1998)
6	$CO + e \rightarrow CO^+ + e$	Kanik <i>et al.</i> (1993)

TAB. 2.3: Production ionique secondaire dans l'ionosphère martienne. La production secondaire d'ions doublement chargés CO_2^{++} est également considérée.

Les collisions électroniques

La résolution de l'équation de transport des électrons suprathermiques nécessite la connaissance des sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques, relatives à chaque espèce neutre. Les sections efficaces concernant N_2 , O_2 , O et H sont inchangées par rapport au programme TRANSCAR terrestre, et là encore, celles concernant le CO_2 et le CO ont été recherchées dans la littérature et ajoutées dans le code.

Les sections efficaces de collisions élastiques pour le CO_2 et le CO sont données respectivement par Tanaka *et al.* (1998) et Kanik *et al.* (1993). Les sections efficaces inélastiques se décomposent en deux groupes: les sections efficaces d'excitation et d'ionisation. L'excitation de la molécule de CO_2 est décrite dans Strickland & Green (1969), Sawada *et al.* (1972), et Fox & Dalgarno (1979a). Ces références reportent l'excitation de 3 états vibrationnels (à 0,083 , 0,167 et 0,291 eV) et 5 états électroniques (entre 8,6 et 13,6 eV). La dissociation en $CO + O$ est également décrite. L'excitation de la molécule de CO est décrite par Kanik *et al.* (1993), qui publie les sections efficaces totales d'excitation d'un niveau vibrationnel à 0,64 eV et d'un niveau électronique à 6 eV.

Les processus d'ionisation sont résumés dans le tableau 2.3, dans lequel figure toutes les productions secondaires considérées dans l'ionosphère de Mars. Aucune information à notre connaissance n'étant publiée sur les collisions sur le CO donnant naissance aux ions C^+ et O^+ , on considère que ces productions sont dans la même proportion que lors du processus de photoionisation du CO (Odile Dutuit, communication privée). A ces énergies, électrons et photons se comportent de manière semblable.

Les sections efficaces de collisions avec le CO_2 et le CO sont représentées sur les figures 2.5 et 2.6. On peut y voir les sections efficaces élastiques, inélastique et totales (la somme des deux).

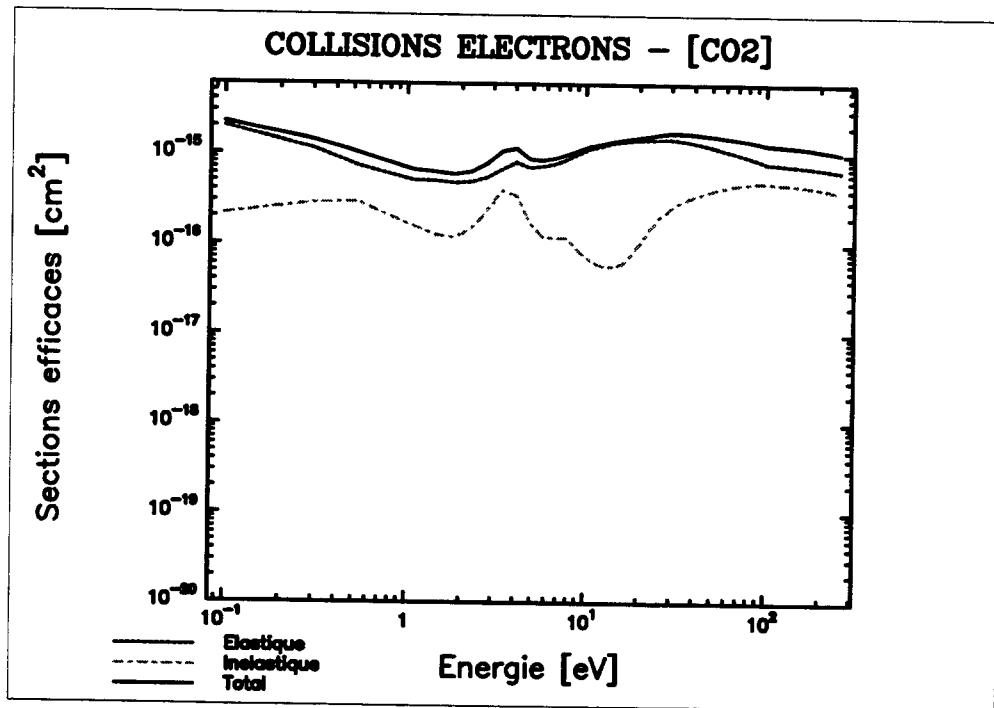


FIG. 2.5: Sections efficaces de collisions avec le CO₂.

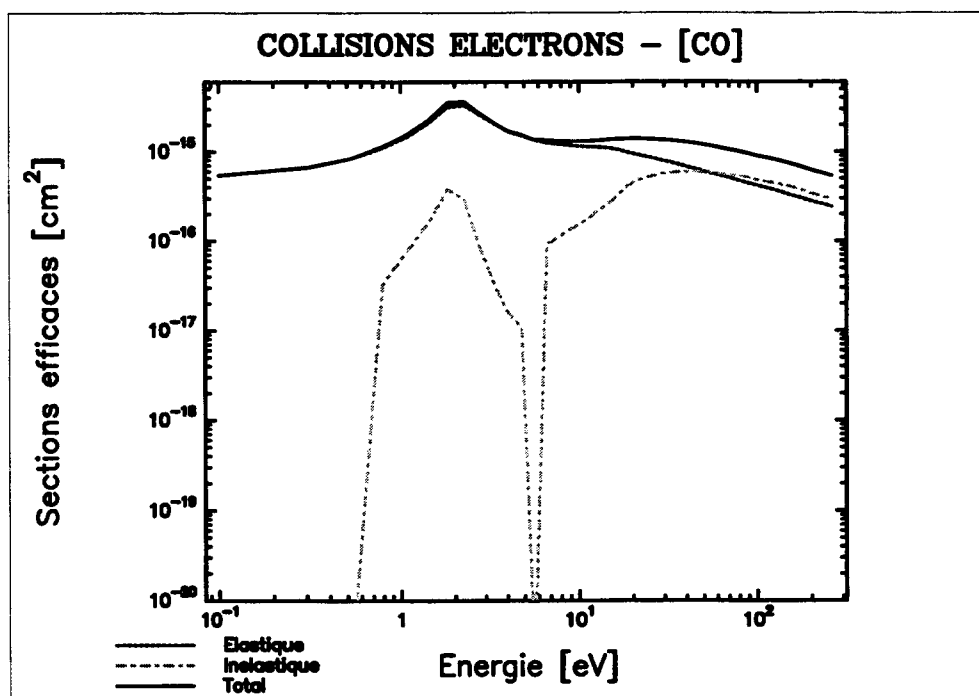


FIG. 2.6: Sections efficaces de collisions avec le CO.

2.2.3 Le code MHD fluide

Introduction

Le code fluide dépendant du temps a été initié lors du stage de DEA (Astrophysique, Toulouse) de Nicolas Nanet au C.E.S.R. en 1998, sous la responsabilité de P.L. Blelly et de C. Mazelle, puis développé par P.L. Blelly. Une description sommaire en est donnée dans ce chapitre. Le couplage avec le code cinétique a été réalisé pendant ce travail de thèse.

Les espèces mises en jeu

Le code fluide, lorsqu'il est couplé avec le code cinétique, utilise en entrée pour le moment uniquement les 5 espèces neutres: N_2 , O_2 , O , H , et CO_2 . Il résout les équations fluides pour les 4 ions H^+ , O^+ , O_2^+ et CO_2^+ , et les électrons thermiques. Le choix de ces ions, adopté dans le modèle de Shinagawa & Cravens (1989), s'explique aisément:

- O_2^+ est l'ion majoritaire de l'ionosphère martienne.
- CO_2^+ est l'ion majoritairement produit par les réactions de photoionisation et d'impact électronique.
- O^+ devient majoritaire au-dessus de 300 km.
- H^+ est un important constituant de l'ionosphère à très hautes altitudes (au-dessus de 400 km).

Chimie

13 réactions chimiques ions/neutres et recombinaisons dissociatives sont considérées et résumées dans la table 2.4. On dénombre 4 pertes et 2 sources pour l'ion O^+ , 6 pertes pour l'ion CO_2^+ , 2 pertes et 2 sources pour l'ion H^+ et 1 perte et 4 sources pour O_2^+ .

Equations fluides

Les équations fluides résolues pour les ions ont déjà été décrites au chapitre 1. La différence majeure avec la description de l'ionosphère terrestre à hautes latitudes réside dans la configuration du champ magnétique. Sur Terre, le champ quasi-vertical autorise la résolution des équations le long des lignes de champ. Dans le cas martien, le champ B du vent solaire peut pénétrer, côté jour, la haute atmosphère, en raison d'un champ magnétique intrinsèque négligeable. On considère alors ce champ induit dirigé selon l'horizontale, et il est résolu par une équation appropriée, l'équation de diffusion/convection, obtenue en combinant les équations de Maxwell et la loi d'Ohm :

No	Réaction	Coefficient de réaction ($m^3.s^{-1}$)
1	$O^+ + CO_2 \rightarrow O_2^+ + CO$	$9.4 \cdot 10^{-16}$
2	$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	$1.2 \cdot 10^{-18} \frac{300}{T_n}$
3	$O^+ + H \rightarrow H^+ + O$	$2.5 \cdot 10^{-17} (T_n + \frac{T_e}{16})^{0.5}$
4	$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	$2 \cdot 10^{-17} (\frac{300}{T_n})^{0.5}$
5	$CO_2^+ + O \rightarrow O_2^+ + CO$	$1.64 \cdot 10^{-16}$
6	$CO_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + CO_2$	$6.4 \cdot 10^{-17}$
7	$CO_2^+ + O \rightarrow O^+ + CO_2$	$9.6 \cdot 10^{-17}$
8	$CO_2^+ + H \rightarrow CHO^+ + O$	$6.4 \cdot 10^{-17}$
9	$CO_2^+ + H \rightarrow CO_2 + H^+$	10^{-16}
10	$CO_2^+ + e^- \rightarrow O + CO$	$1.14 \cdot 10^{-10}/T_e$
11	$H^+ + O \rightarrow O^+ + H$	$2.2 \cdot 10^{-17} (T_h + T_n/16)^{0.5}$
12	$H^+ + CO_2 \rightarrow CHO^+ + O$	$3 \cdot 10^{-15}$
13	$O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$	$1.6 \cdot 10^{-13} (\frac{300}{T_e})^{0.55}$

TAB. 2.4: Liste des réactions chimiques considérées dans la haute atmosphère martienne (Nanet, 1998). T_n représente la température neutre, T_e la température électronique, T_h la température de l'ion H^+ et T_o la température de l'ion O^+ . Les réactions sont classées selon les pertes des ions. Les valeurs des coefficients de réaction sont ceux généralement admis dans la littérature.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial(BW_e)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}(\eta \frac{\partial B}{\partial z}) \quad (2.1)$$

où W_e est la vitesse verticale électronique et η le coefficient de diffusion magnétique, proportionnel aux fréquences de collision des électrons et inversement proportionnel à la concentration électronique.

Pour les électrons thermiques:

- leur concentration N_e est égale à la somme des concentrations des ions N_i (électroneutralité du plasma).
- la vitesse verticale se calcule selon l'hypothèse de flux ambipolaire:

$$W_e = \frac{1}{N_e} \sum_i N_i W_i \quad (2.2)$$

avec W_i les vitesses verticales ioniques.

- Dans le bilan thermique, il est tenu compte du refroidissement dû à l'excitation vibrationnelle et rotationnelle du CO_2 .

2.2.4 Détails techniques

Les équations cinétiques et fluides sont ici résolues le long de la verticale, en fonction de l'altitude z . Les mêmes grilles en énergie et altitude sont considérées par rapport au code terrestre. Les mêmes procédures numériques sont utilisées, ainsi que le même nombre d'angle dans la partie cinétique.

2.2.5 Limitations du modèle

Les principales limitations du programme sont les suivantes:

- Le programme couplé ne décrit pour le moment que les 4 ions cités précédemment.
- Il n'est pas tenu compte d'un champ magnétique propre à la planète, ni du champ magnétique dans la partie cinétique.
- Le code est à une dimension.

2.3 Principaux résultats

On décrit dans cette partie des résultats correspondant aux conditions de Viking 1 et de Mariner 6-7.

2.3.1 Sorties de la partie cinétique

Flux d'électrons énergétiques

Le flux d'électrons énergétiques est une des sorties importantes du code cinétique. Pour Mars, ce flux atteint un maximum aux alentours de 130 *km* d'altitude, correspondant à la région où l'atténuation du flux EUV est la plus forte. Le flux est représenté sur la figure 2.7, aux altitudes de 300, 130 et 100 *km*. De manière générale, il décroît brutalement entre 0 et 60 *eV*, puis décrit un plateau jusqu'à 170 *eV* environ puis décroît encore, entre 10^2 et 10^3 $cm^{-2}.s^{-1}.eV^{-1}$. A 130 *km*, la décroissance atteint sur la gamme d'énergie 6 ordres de grandeurs. Mantas & Hanson (1979) ont publié des flux et on a le même ordre de grandeur à 130 *km*: le flux calculé dans cette étude varie de 10^9 à 10^5 $cm^{-2}.s^{-1}.eV^{-1}$ entre 0 et 70 *eV*. La comparaison avec les récents travaux de R. Link montre aussi un bon accord. Au-delà de 70 *eV* cependant de sérieuses différences apparaissent, pouvant être imputables à un choix de grille différente aux énergies élevées.

Les productions ioniques

Les productions ions par ions sont reproduites sur les figures 2.8 et 2.9, pour les conditions de Viking 1 et de Mariner 6-7. Les tables 2.5 et 2.6 donne pour chaque ion le maximum des productions primaires et secondaires, ainsi que l'altitude correspondante.

Étudions dans un premier temps les productions primaires calculées lors de condition Viking 1. La majeure partie de la production se concentre entre 100 et 200 km d'altitude, avec un pic à 124 km. En-dessous, la décroissance est brutale, le rayonnement EUV étant complètement absorbé. Sans surprise, l'ion CO_2^+ est majoritairement créé, avec un pic de production primaire atteignant de l'ordre de 1210 ions $cm^{-3}.s^{-1}$. Puis vient l'ion O^+ , dont le pic est de 425 $cm^{-3}.s^{-1}$ à 121 km. Sa production devient majoritaire entre 240 et 430 km. On considère sur ce graphe la production totale de cet ion, sans se préoccuper de ses origines diverses, ce qui sera étudié plus loin. Dans l'ordre décroissant viennent ensuite les ions CO^+ (187 $cm^{-3}.s^{-1}$), C^+ (112 $cm^{-3}.s^{-1}$), et l'ion doublement chargé CO_2^{++} , avec 82 $cm^{-3}.s^{-1}$ à 118 km. Les espèces N_2^+ , N^+ et

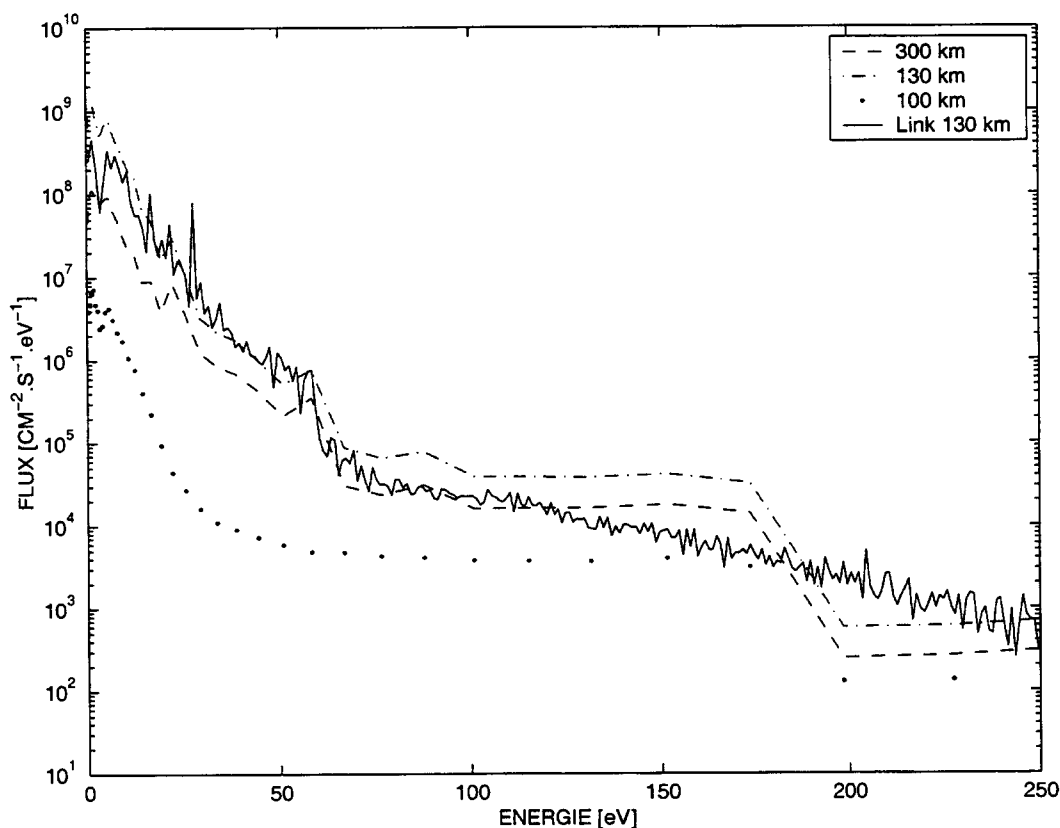


FIG. 2.7: Flux des électrons énergétiques dans l'ionosphère de Mars, en fonction de l'énergie, intégré sur l'angle solide 4π . Les 3 altitudes 300, 130 et 100 km sont matérialisées par des tirets, des pointillés-mixtes et des pointillés. Le flux calculé par Richard Link à 130 km est indiqué pour comparaison.

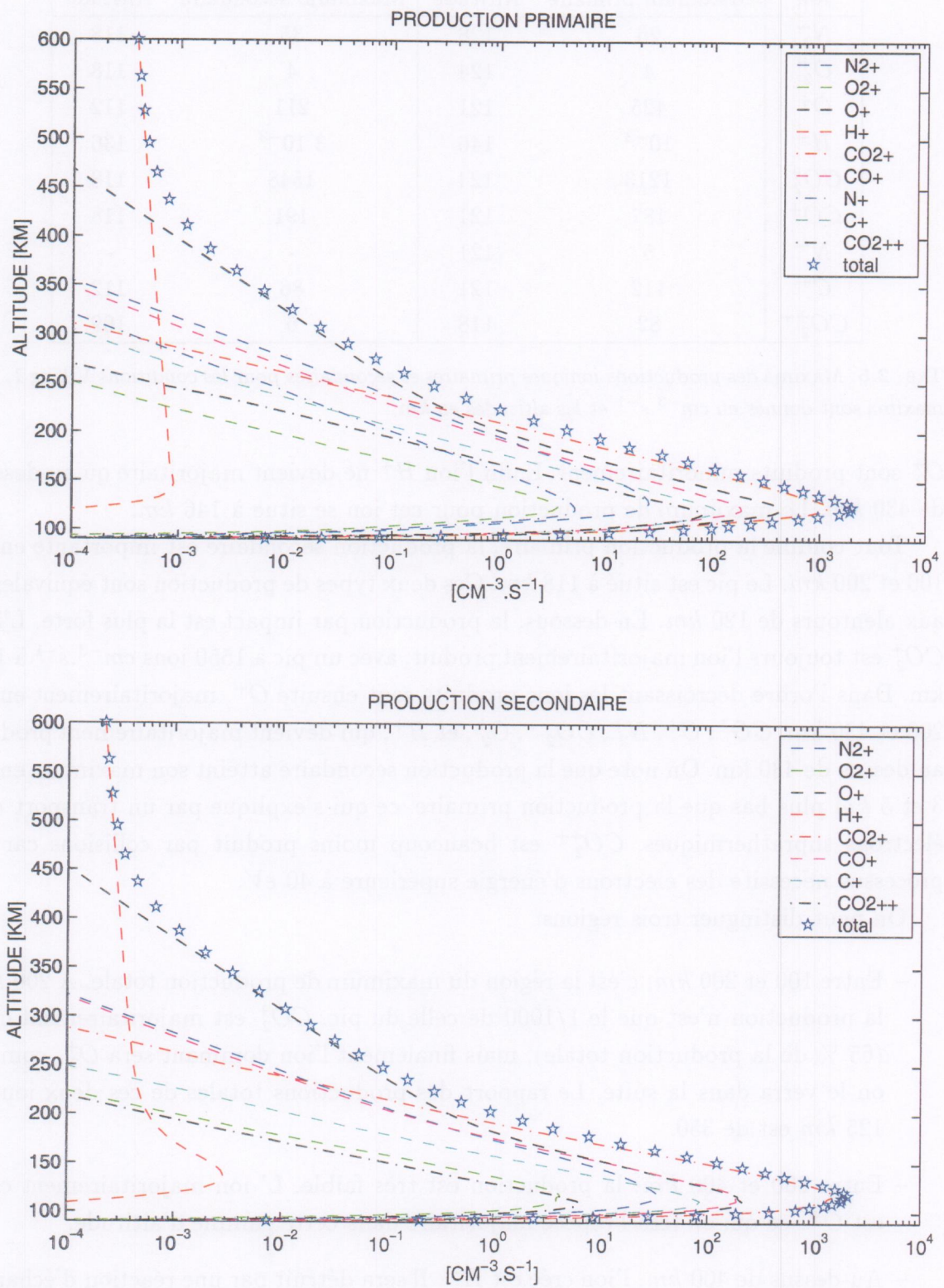


FIG. 2.8: Production primaire (en haut) et secondaire (en bas) d'ions dans l'atmosphère de Mars, conditions Viking 1. Les productions sont représentées sur 10 ordres de grandeur.

Ion	Maximum primaire	Altitude	Maximum secondaire	Altitude
N_2^+	26	128	35	118
O_2^+	4	124	4	118
O^+	425	121	211	112
H^+	10^{-3}	146	$3 \cdot 10^{-3}$	136
CO_2^+	1213	124	1548	118
CO^+	187	121	191	118
N^+	5	121	-	-
C^+	112	121	86	112
CO_2^{++}	82	118	6	109

TAB. 2.5: Maxima des productions ioniques primaires et secondaires pour les conditions Viking 1. Les maxima sont donnés en $cm^{-3}.s^{-1}$ et les altitudes en km .

O_2^+ sont produits minoritairement. Enfin l'ion H^+ ne devient majoritaire qu'au-dessus de 430 km . Le maximum de production pour cet ion se situe à 146 km .

Tout comme la production primaire, la production secondaire est importante entre 100 et 200 km . Le pic est situé à 118 km . Ces deux types de production sont équivalents aux alentours de 120 km . En-dessous, la production par impact est la plus forte. L'ion CO_2^+ est toujours l'ion majoritairement produit, avec un pic à 1550 ions $cm^{-3}.s^{-1}$ à 118 km . Dans l'ordre décroissant les ions produits sont ensuite O^+ , majoritairement entre 200 et 430 km , CO^+ , C^+ , N_2^+ , CO_2^{++} , O_2^+ , et H^+ , qui devient majoritairement produit au-dessus de 430 km . On note que la production secondaire atteint son maximum entre 3 et 5 km plus bas que la production primaire, ce qui s'explique par un transport des électrons suprathermiques. CO_2^{++} est beaucoup moins produit par collisions car ce processus nécessite des électrons d'énergie supérieure à 40 eV .

On peut distinguer trois régions:

- Entre 100 et 200 km : c'est la région du maximum de production totale. A 200 km la production n'est que le 1/1000 de celle du pic. CO_2^+ est majoritairement créée (65 % de la production totale), mais finalement l'ion dominant sera O_2^+ , comme on le verra dans la suite. Le rapport des productions totales de ces deux ions à 125 km est de 350.
- Entre 200 et 400 km : la production est très faible. L'ion majoritairement créé est O^+ , ce qui en fera l'espèce majoritaire dans cette gamme d'altitude.
- Au-dessus de 400 km , l'ion créé est H^+ . Il sera détruit par une réaction d'échange de charge, pour donner O^+ .

Les productions pour des conditions de type Mariner 6-7 sont représentées sur la figure 2.9. L'échelle étant la même que sur la figure 2.8 à la page 87, on remarque

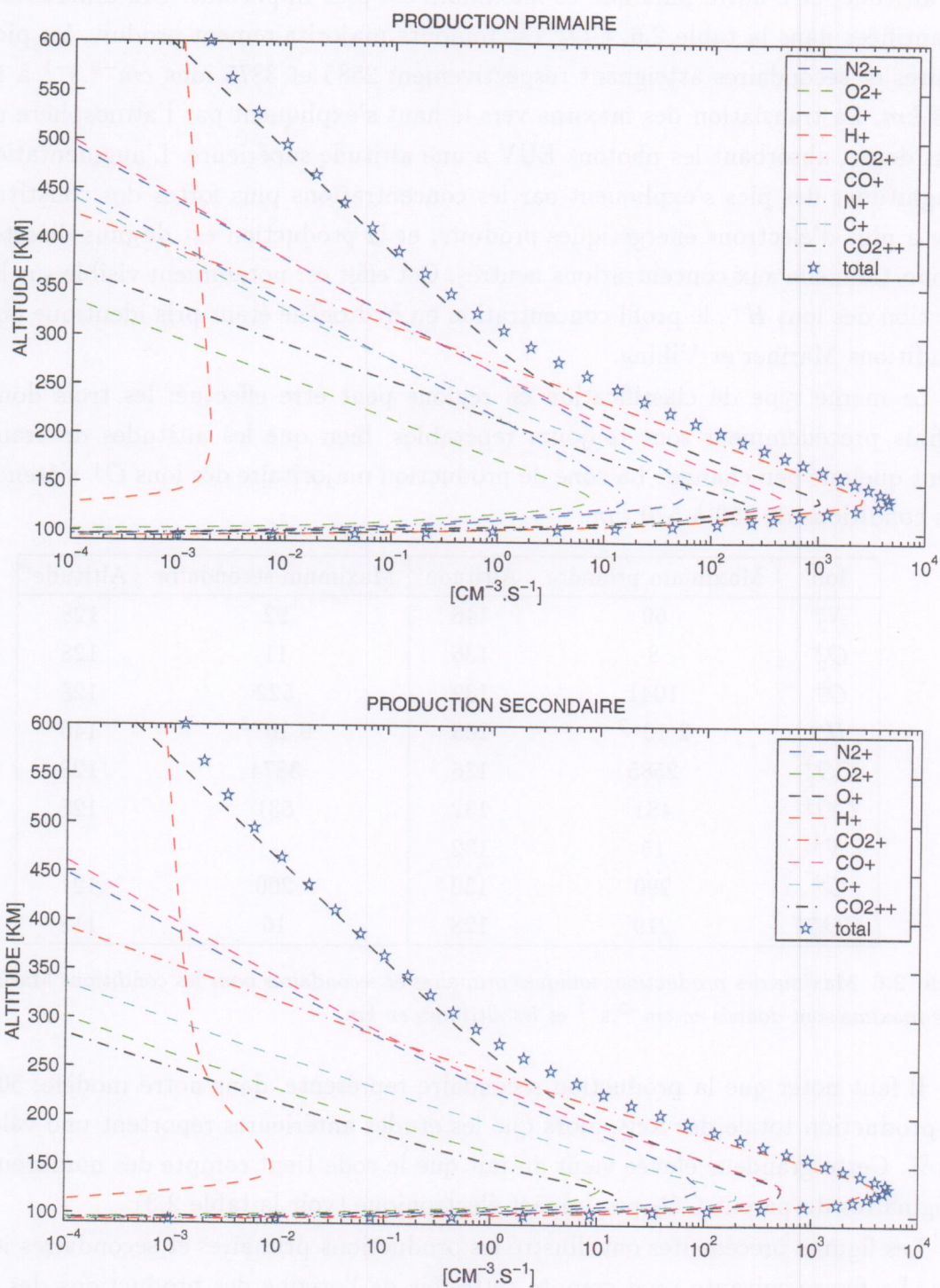


FIG. 2.9: Production primaire (en haut) et secondaire (en bas) d'ions dans l'atmosphère de Mars, pour les conditions Mariner 6-7.

immédiatement d'une part que ces productions atteignent leur maximum plus haut en altitude, et d'autre part que ce maximum est plus important. Ces différences sont quantifiées dans la table 2.6. CO_2^+ est toujours majoritairement produit, les pics primaires et secondaires atteignant respectivement 2585 et 3875 ions $cm^{-3}.s^{-1}$ à 136 et 128 km. La translation des maxima vers le haut s'expliquent par l'atmosphère neutre plus dense, absorbant les photons EUV à une altitude supérieure. L'augmentation des magnitudes des pics s'expliquent par les concentrations plus fortes des constituants : Il y a plus d'électrons énergétiques produits, et la production est de plus directement proportionnelle aux concentrations neutres. Cet effet est notamment visible sur la production des ions H^+ , le profil concentration en hydrogène étant pris identique pour les conditions Mariner et Viking.

Le même type de classification en régions peut être effectué: les trois domaines définis précédemment sont toujours repérables, bien que les altitudes de transition aient quelque peu changé: La zone de production majoritaire des ions O^+ s'étend pour ces conditions de 250 à 570 km.

Ion	Maximum primaire	Altitude	Maximum secondaire	Altitude
N_2^+	60	146	92	128
O_2^+	8	136	11	128
O^+	1041	132	522	128
H^+	$2 \cdot 10^{-3}$	203	$9 \cdot 10^{-3}$	146
CO_2^+	2585	136	3874	128
CO^+	481	132	531	128
N^+	15	132	-	-
C^+	290	132	200	121
CO_2^{++}	219	128	16	118

TAB. 2.6: Maxima des productions ioniques primaires et secondaires pour les conditions Mariner 6-7. Les maxima sont donnés en $cm^{-3}.s^{-1}$ et les altitudes en km.

Il faut noter que la production secondaire représente, dans notre modèle, 50 % de la production totale des ions, alors que les études antérieures reportent une valeur de 30 %. Cette grandeur élevée vient du fait que le code tient compte des nombreux ions originaires du parent CO_2 par impact électronique (voir la table 2.3).

Les figures précédentes ont illustré les productions primaires et secondaires ion par ion. La figure suivante rend compte cette fois de l'origine des productions des 4 ions CO_2^+ , CO^+ , O^+ et C^+ , pour les conditions Viking 1. Un même ion peut ainsi être produit à partir de parent neutre différent, par photoionisation ou impact électronique. La possibilité de suivre ces productions est une grande force du code cinétique. La figure 2.10 (a) montre les productions primaires des ions CO_2^+ dans les états excités (X) et (A+B), relativement similaires, et la production secondaire. Sur la figure (b),

l'ion CO^+ est majoritairement produit par impact électronique et photoionisation du CO_2 , ces deux sources représentant 78 % de la production totale. Au-dessus de 200 km, la photoionisation du CO devient dominante, mais ne contribue qu'à hauteur de 5 % de la production. La cascade des ions $CO_2^+(C)$ n'est pas négligeable (12 %). Le cas de l'ion O^+ est intéressant. La figure (c) illustre les diverses sources de production de cet ion, au nombre de 8, qui sont : les productions primaires et secondaires dues aux neutres CO_2 , CO , et O , la production primaire due à O_2 et la cascade due à l'ion CO_2^+ dans l'état C . La production de O^+ est alors dominée entre 100 et 200 km par les réactions avec le neutre parent CO_2 (95 % de la production) et au-dessus par celles avec le parent O . Les productions dues à O_2 et CO sont finalement négligeables. Enfin l'ion C^+ apparaît sur la figure (d) comme étant majoritairement produit à partir du dioxyde de carbone.

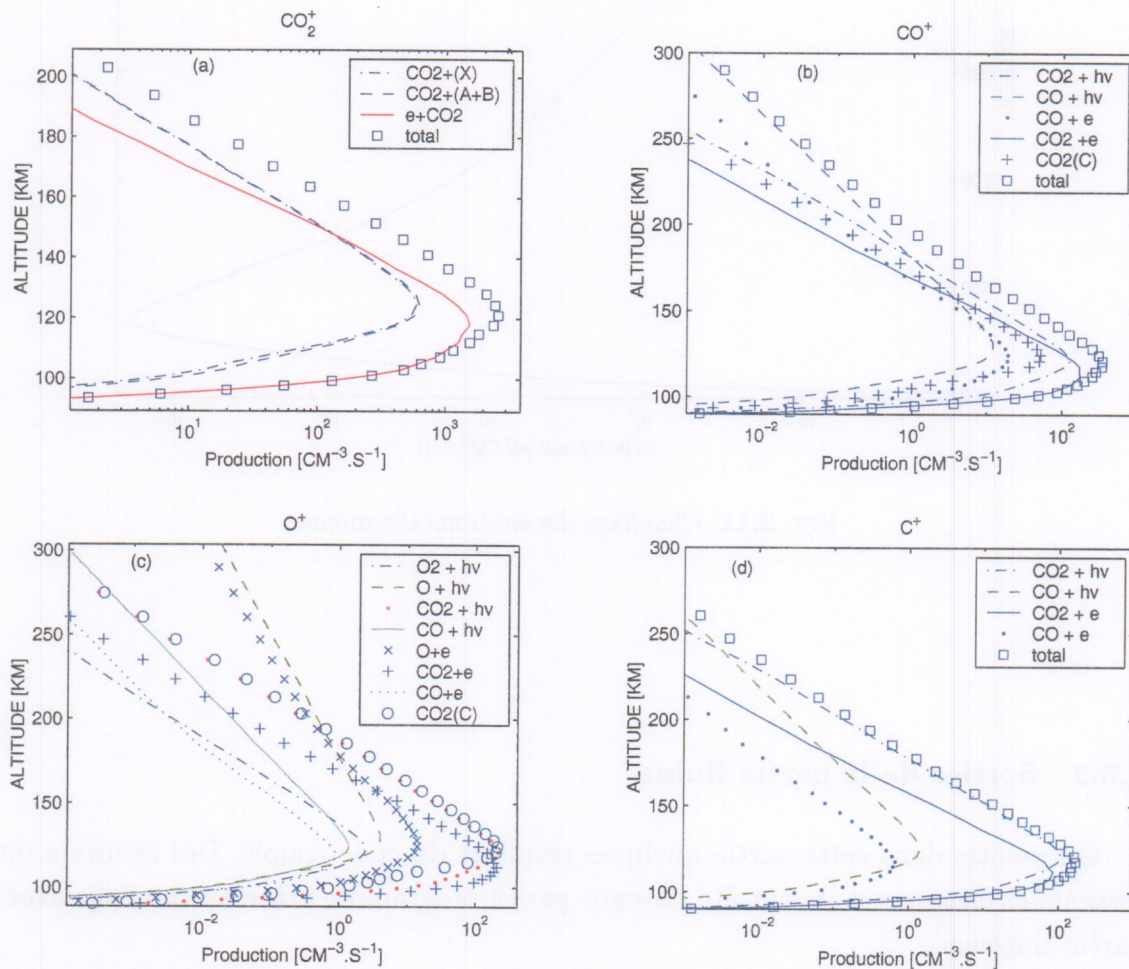


FIG. 2.10: Origine de production des 4 ions CO_2^+ (a), CO^+ (b), O^+ (c) et C^+ (d).

Le chauffage des électrons thermiques

Le chauffage des électrons thermiques est une sortie très importante de la partie cinétique, car cette grandeur intervient dans le calcul de la température électronique (partie fluide). La figure 2.11 92 nous montre le profil de ce chauffage, pour les conditions Viking 1. Comme pour les productions, cette grandeur atteint son maximum aux alentours de 130 km d'altitude. Dans ces conditions, ce maximum vaut $1,9 \cdot 10^3$ dans l'unité non standard $eV.cm^{-3}.s^{-1}$.

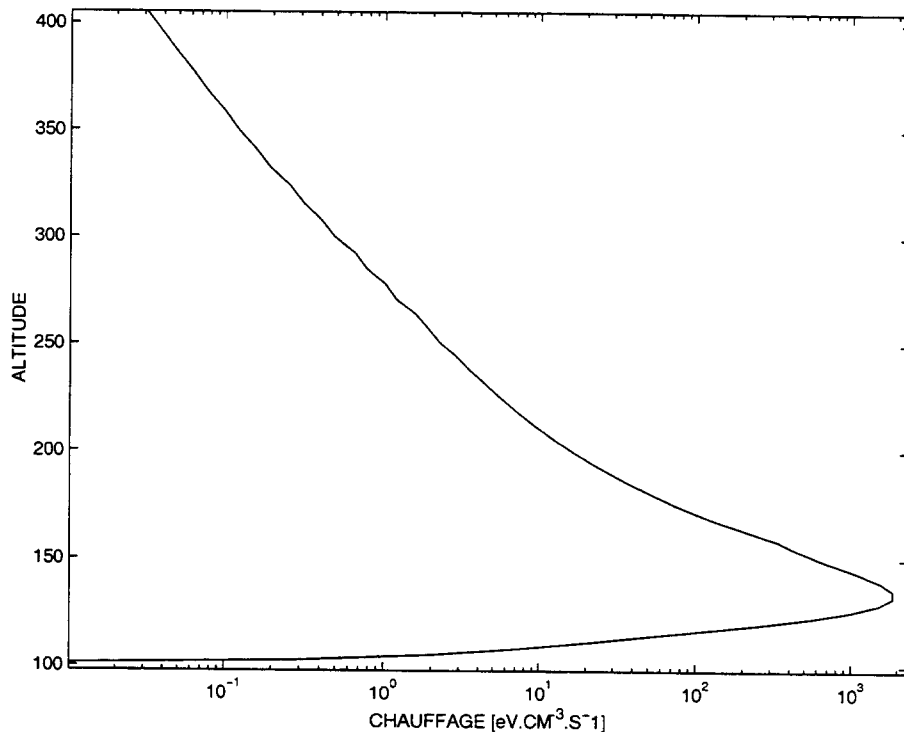


FIG. 2.11: Chauffage des électrons thermiques.

2.3.2 Sorties de la partie fluide

On montre dans cette partie quelques résultats du code couplé. Des résultats intéressants et encourageants ont été obtenus par ce programme grâce au couplage avec la partie cinétique.

La figure 2.12 page 93 montre les profils du champ magnétique, des concentrations des ions et des électrons, et de la vitesse verticale électronique, pour les conditions Viking 1.

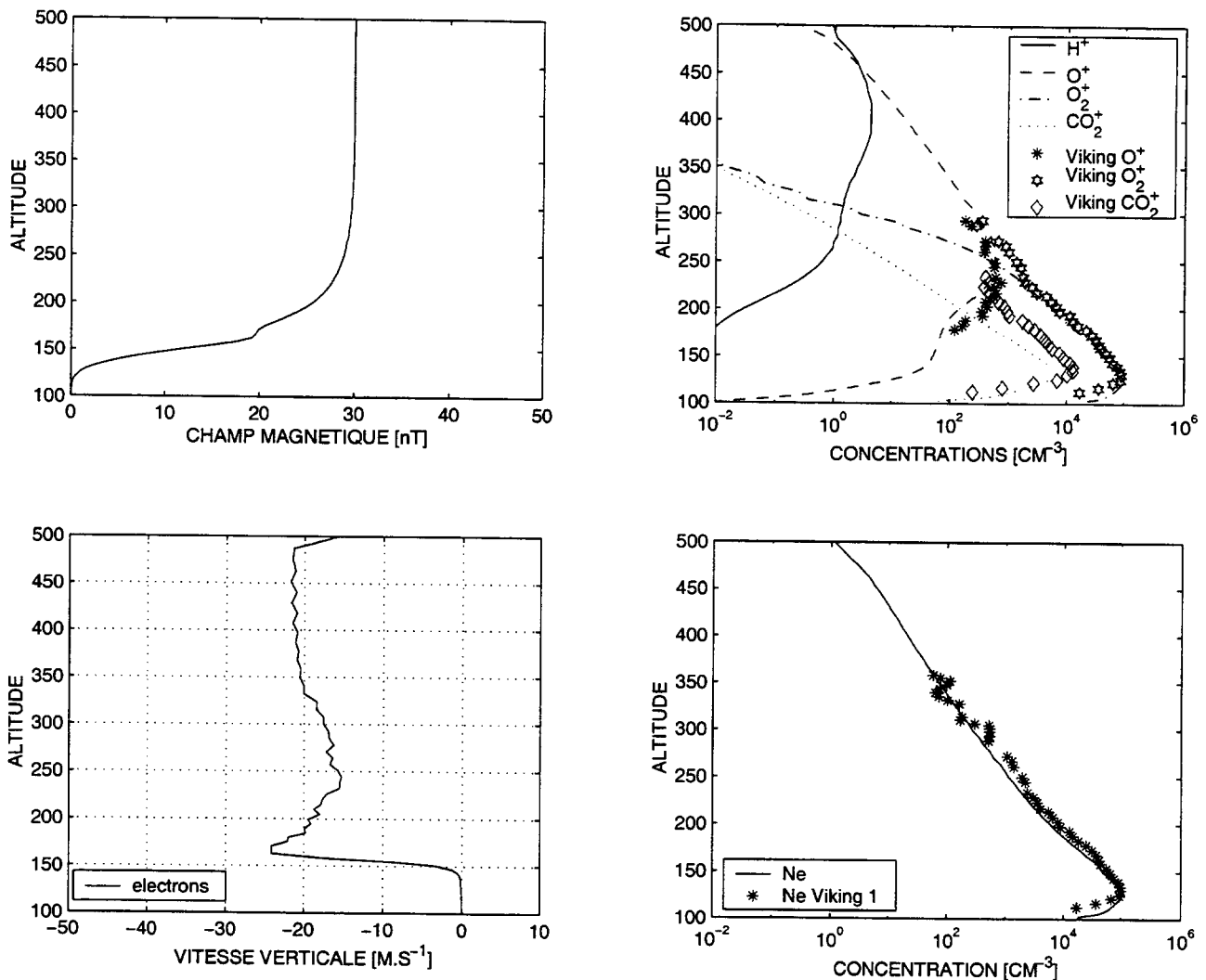


FIG. 2.12: Sorties du code fluide: champ magnétique, concentrations du plasma et vitesse électronique (positive vers le haut). Les conditions sont celles de Viking 1.

Champ magnétique et vitesse verticale des électrons

La valeur du champ au sommet de l'ionosphère est fixée à 30 nT , ce qui est raisonnable et dans l'ordre de grandeur des mesures récentes de la sonde *MGS*. Sur le graphe on se rend compte que le champ pénètre dans l'ionosphère jusqu'à une altitude d'environ 150 km , puis il diffuse sous l'effet des collisions et sa valeur tend progressivement vers zéro à 100 km . On peut donc définir deux zones: l'une du sommet de l'ionosphère (ici 500 km) à environ 150 km , dite zone convective; la seconde entre 150 et 100 km , appelée zone de diffusion. Le profil de la vitesse verticale des électrons (positive vers le haut) est relié à celui du champ: au-dessus de 150 km , cette vitesse est négative, car les électrons sont gelés, ou piégés dans le champ et sont entraînés vers les basses couches

de l'ionosphère à une vitesse de dérive de l'ordre de 20 m.s^{-1} . Dans la zone de diffusion, la vitesse est nulle, car à ces altitudes la chimie, très active, inhibe le transport.

Concentrations du plasma

Les graphes représentent les concentrations des quatre ions considérés dans le modèle, ainsi que la concentration des électrons thermiques, égale simplement à la somme de celles des ions. Les profils des trois ions mesurés par Viking 1 sont également tracés pour comparaison.

L'ion O_2^+ , conformément aux mesures in-situ, est l'ion majoritaire. Cela s'explique par les nombreuses sources de production chimique et une seule réaction de perte. Un très bon accord avec le modèle est trouvé entre 130 et 230 *km*. La magnitude et l'altitude du pic sont relativement bien décrits (8 % et 5 *km* d'erreur). Sous le pic, le modèle surestime les concentrations, pour une raison encore inconnue: soit des pertes chimiques sont sous-évaluées (via une possible mauvaise estimation des températures), soit les productions par impact électronique sont surévaluées. Au-dessus de 230 *km* le modèle sous-estime l'abondance de l'ion, ce qui peut être dû à une fausse estimation du champ magnétique. Un champ plus fort a tendance à faire descendre les espèces chargées vers les zones de chimie, et les profils peuvent donc décroître plus vite avec l'altitude.

Un accord correct et encourageant a été trouvé pour l'ion O^+ , en comparaison avec d'autres études. Le profil montre une forme intéressante: à basse altitude la concentration résulte de la compétition entre la production par ionisation du CO_2 et les pertes qui aboutissent à l'ion O_2^+ . Plus haut, les mécanismes en compétition sont l'ionisation de l'oxygène, la réaction d'échange de charge avec H , et les processus de transport. D'après notre modèle, O^+ devient majoritaire au-dessus de 250 *km*.

L'ion CO_2^+ , après être majoritairement produit par ionisation, est perdu par la chimie. Sa concentration devient donc au pic environ 10 fois plus faible que celle de l'ion O_2^+ . Le modèle décrit convenablement le profil depuis le bas de l'ionosphère jusqu'au pic, puis sous-estime l'abondance, encore une fois pour une raison inconnue.

Le profil de l'ion H^+ ne peut être comparé pour le moment à aucune mesure. Cet ion présente un maximum de 4 particules cm^{-3} vers 410 *km*. Il est délicat et prématuré d'avancer que cet ion est majoritaire à très haute altitude, en raison de la prise en compte d'un profil d'hydrogène non typique des conditions Viking 1.

Enfin les concentrations électroniques sont bien modélisées. Le désaccord en-dessous du maximum a déjà été discuté pour l'ion O_2^+ . Au-dessus de 230 *km*, un bon accord est trouvé, ce qui peut paraître surprenant au vu des concentrations en ions O^+ et O_2^+ à ces altitudes. En fait, la première est surestimée, tandis que la seconde est sous-estimée, menant à un bon accord pour les électrons.

Températures électroniques

La modélisation de la température est très importante dans l'étude d'une ionosphère, car ce paramètre intervient dans les coefficients de réactions de recombinaison. Cette grandeur est pour le moment mal connue, puisqu'une seule publication donne un profil déduit des mesures de Viking 1 (Hanson & Mantas, 1988), et ce au-dessus de 200 km, d'altitude, par conséquent en dehors de la région de chimie.

La figure 2.13 page 95 montre le modèle et la mesure. Celle-ci est caractérisée par de fortes oscillations. Un bon accord est trouvé. En-dessous de 125 km, la température des électrons est égale à celle des neutres (environ 150 K), puis sa valeur augmente légèrement jusqu'à 200 K à 150 km, pour augmenter très rapidement pour atteindre 4000 K à 350 km. A basse altitude, les nombreuses collisions entraînent la thermalisation du plasma, et les températures neutre et électronique s'égalisent. A plus haute altitude, le milieu moins dense entraîne une diminution des collisions. Les différentes espèces présentes peuvent donc avoir des températures différentes. Les électrons voient notamment la leur augmenter sous l'effet de la friction avec les électrons suprathermiques. Ce chauffage est montré sur la figure 2.11.

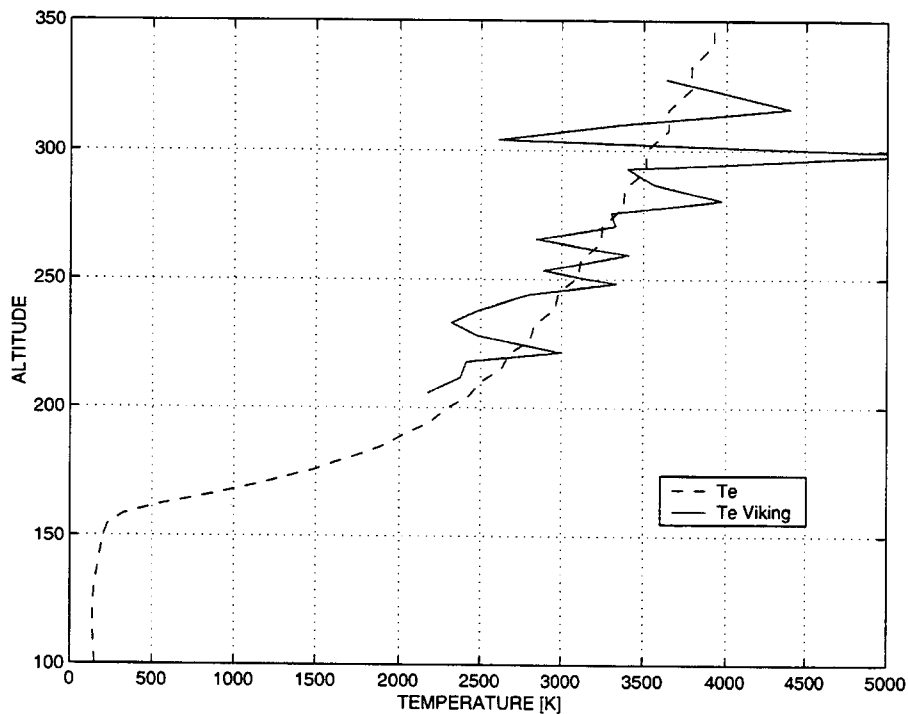


FIG. 2.13: profils des températures électroniques modélisées (en tirets) et mesurées (ligne solide).

2.4 Caractérisation des populations thermiques et suprathermiques

Ce code couplé cinétique/fluide décrit donc deux populations caractéristiques du plasma: les composantes thermiques et suprathermiques des électrons. Nous comparons dans cette section les concentrations et températures de ces deux populations, comme le montre la figure 2.14, toujours pour les conditions de Viking 1.

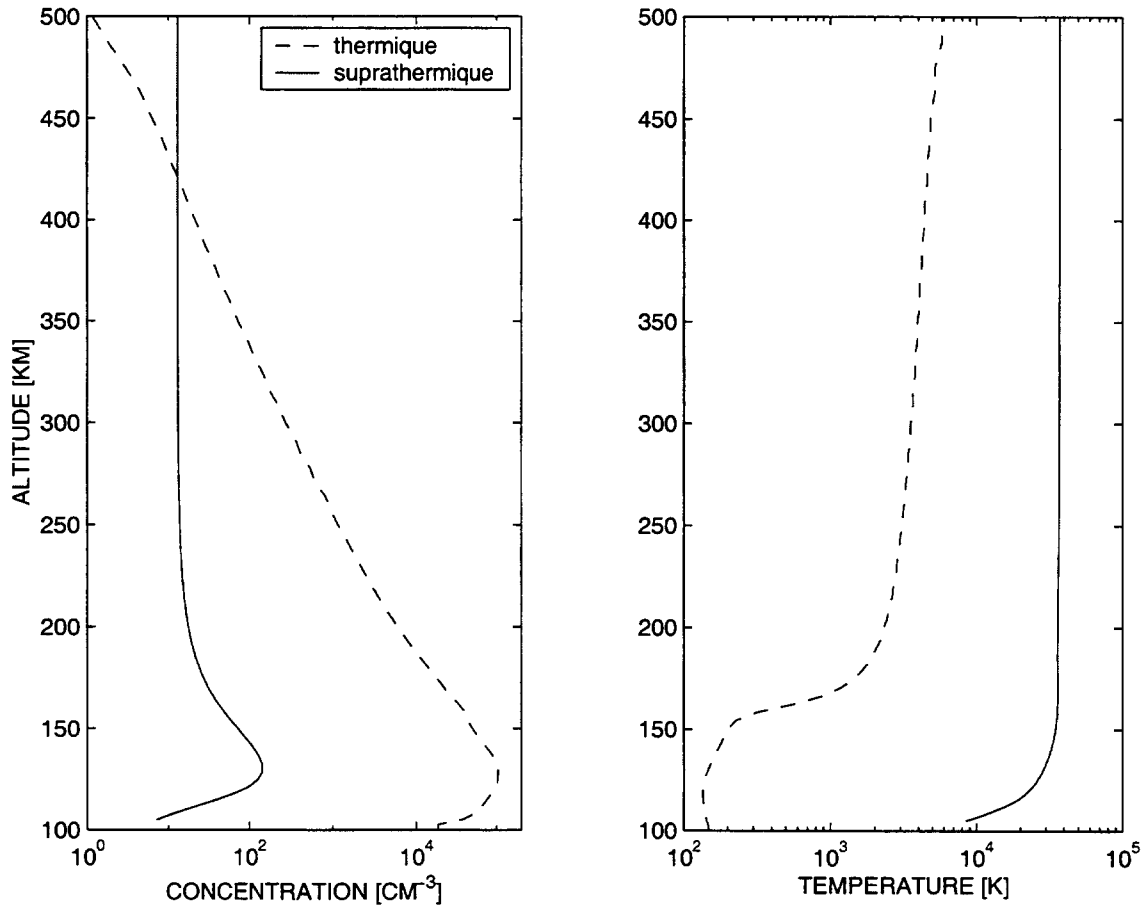


FIG. 2.14: Concentrations et températures des électrons thermiques et suprathermiques.

Les concentrations des électrons énergétiques atteignent un maximum de 140 cm^{-3} à 130 km . Cela correspond à une région où les grandeurs typiques calculées par le code cinétique (flux, chauffage, productions) présentent un pic. A cette altitude, les thermiques sont environ 700 fois plus abondant. A 425 km se produit un phénomène intéressant: les concentrations des deux populations sont égales, et au-dessus les suprathermiques seraient plus nombreux, ce qui n'est pas le cas pour la Terre.

Le graphe suivant montrent que les particules suprathermiques ont une température

plus élevée d'un facteur 50 à 100 km à 20 à 180 km . Ce facteur vaut environ 7 à 500 km . Hanson & Mantas (1988) ont publié une mesure de température électronique caractéristique selon eux de la population suprathermique. Cette température suit une loi exponentielle, et vaut 20 000 K à 140 km , et 60 000 K à 400 km . L'accord avec le modèle est donc pour le moment correct uniquement dans une gamme d'altitude comprise entre 250 et 350 km .

Ces calculs sont préliminaires et demandent cependant une investigation supplémentaire. Notamment, la présence d'un champ magnétique induit entraîne le piégeage des électrons suprathermiques dus à la photoionisation et contraint leur déplacement vertical. Cet effet n'est pas inclus dans le modèle cinétique.

Ce chapitre a montré les résultats de ce nouveau code couplé cinétique-fluide, intéressants et très riches. On a vu que les grandeurs calculées dans la partie cinétique, importantes pour décrire une ionosphère, comme les productions ioniques ou le chauffage, prennent des valeurs fortes entre 100 et 200 km et présentent un pic aux alentours de 130 km . La partie fluide donne accès aux concentrations et températures du plasma, pour lesquelles un bon accord avec les mesures de Viking 1 a été trouvé. Après avoir modélisé l'ionosphère, l'étape suivante est de développer un modèle du rayonnement de la haute atmosphère dans l'ultraviolet, lequel rayonnement prend sa source dans les réactions d'ionisation, d'excitation et de dissociation des constituants neutres. Cette étude fait l'objet du prochain et dernier chapitre.

Chapitre 3

Le rayonnement de la haute atmosphère martienne

Sommaire

3.1	Introduction	99
3.2	Les observations	100
3.3	La carte du rayonnement UV de l'atmosphère martienne	101
3.4	La modélisation	104
3.4.1	Emission de l'ion CO_2^+	106
3.4.2	Emission de l'oxygène atomique	109
3.5	Perspectives	114

3.1 Introduction

L'étude du rayonnement de la haute atmosphère de Mars dans l'ultraviolet peut permettre notamment un diagnostic de sa composition, de sa température, et une investigation sur les mécanismes photo-chimiques s'y déroulant. À très haute altitude, des informations sur l'atmosphère ionisée par le vent solaire et le phénomène de "sputtering" pourraient en être déduits, avec l'observation de raies de l'oxygène atomique et de l'ion O^+ . De manière générale, la mesure de la luminescence atmosphérique s'avère un complément indispensable à la mesure in-situ.

Dans ce chapitre est décrit la modélisation de certaines raies dans l'ultraviolet, émises dans l'atmosphère de Mars. On rappelle dans une première section les observations menées jusqu'à maintenant, des sondes Mariner en 1969 au télescope HUT en 1995. Les futures expériences embarquées sont alors décrites brièvement, puis une synthèse est effectuée sur le rayonnement dans l'ultraviolet de la planète rouge. On décrit alors le modèle de trois émissions sélectionnées émises par l'ion CO_2^+ et l'oxygène atomique, et des comparaisons avec les mesures des spectromètres des sondes Mariner sont

effectuées. Des prédictions pour Mars-Express et NOZOMI sont dans le même temps proposées.

3.2 Les observations

Les sondes Mariner

Les observations des spectromètres des sondes Mariner 6 et 7 sont décrites dans Stewart (1972) et Whitten & Colin (1974). L'intervalle spectral couvrait les longueurs d'onde entre 110 et 430 nm , la résolution variant entre 1 et 2 nm . Le rayonnement de l'atmosphère a été mesuré tangentiellement à la planète, côté jour. Quatre enregistrements ont été effectués, pour lesquels les angles solaires zénithaux aux points d'observations valaient 27, 44, 0 et 0 degrés. D'intenses émissions de l'oxygène (à 297,2 nm), du monoxyde de carbone (bandes de Cameron) et de l'ion CO_2^+ furent détectées. L'analyse de Stewart (1972) a montré que la source principale d'excitation est l'absorption des photons EUV par le dioxyde de carbone. L'auteur a notamment déduit des mesures relative au CO une hauteur d'échelle de 19 km et une température exosphérique de 315 K . L'ion CO_2^+ est minoritaire, tandis que O_2^+ est majoritaire au voisinage du pic ionosphérique.

La sonde Mariner 9 emportait à son bord également un spectromètre, couvrant la gamme 110-352,5 nm , avec une résolution de 1,5 nm . La base de donnée de ces observations contient les mesures des bandes de CO , des raies du carbone, du triplet de l'oxygène à 130,4 nm et de la raie Lyman α . De manière générale, les mesures confirment les résultats des sondes Mariner 6 et 7. Une majorité de ces mesures n'est pas publiée (John T. Clarke, communication privée). Conway (1981) a analysé les données des bandes de Cameron du monoxyde de carbone (180-260 nm). L'auteur en a déduit des températures rotationnelles. Une nouvelle valeur de la section efficace pour l'impact électronique sur le CO_2 est recommandée. Les données du triplet de l'oxygène ont été analysées par Stewart *et al.* (1992). Un modèle complexe fut développé pour simuler cette émission, incluant notamment un code de transfert radiatif. Les auteurs n'ont pu trouver de bons accords entre mesures et simulations, et en ont déduit que la structure, les vents et la composition de la thermosphère étaient grandement affectés par une tempête de sable.

HUT

Une étude récente (Feldman *et al.*, 2000) reporte des observations spectroscopiques dans l'ultraviolet lointain de la planète rouge, par le télescope HUT¹. Cet instrument, embarqué à bord de la navette spatiale en 1995, a permis d'obtenir des spectres entre

1. Hopkins Ultraviolet Telescope

82 et 184 nm, avec une résolution de 0,4 nm, meilleure donc que lors des précédentes missions. Le spectre est dominé par les émissions de $CO(A-X)$, OI à 130,4 nm et 135 nm, et CI à 156,1 et 165,7 nm, comme le montre la figure 3.1. Des bandes de $CO(B-X)$ sont détectés pour la première fois. Des raies moins intenses sont également présentes dans le spectre, comme celles de l'ion O^+ , de l'argon, de l'oxygène atomique, de l'azote atomique, et de l'hydrogène atomique.

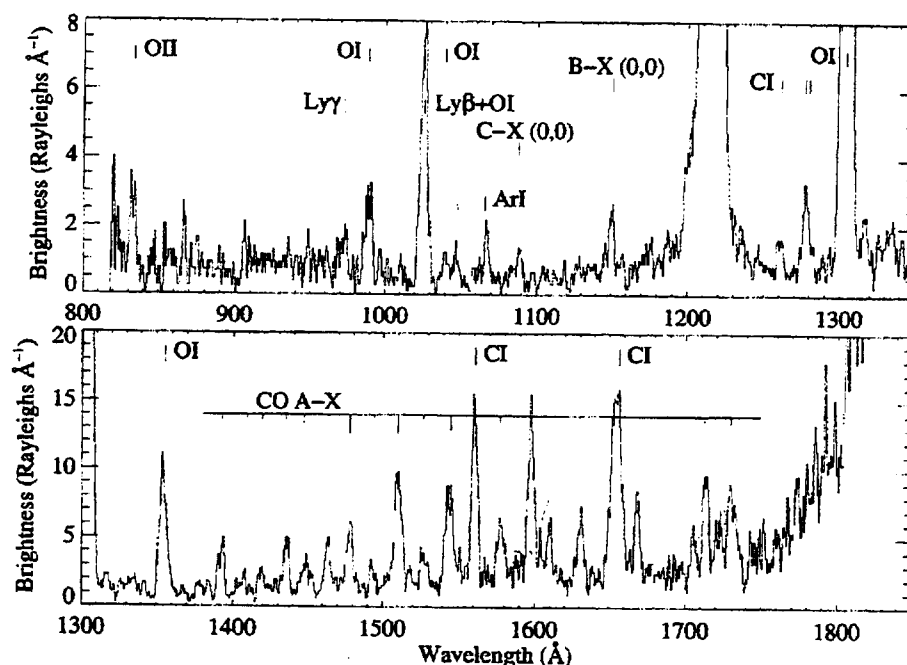


FIG. 3.1: Spectre de Mars obtenu à l'aide du télescope HUT, entre 82 et 184 nm (Feldman et al., 2000).

3.3 La carte du rayonnement UV de l'atmosphère martienne

Les spectromètres embarqués

Les 3 missions désignées pour étudier l'aéronomie de Mars embarquent (ou embarqueront) chacune un spectromètre dont les caractéristiques générales (longueurs d'onde et résolution) sont données dans la table suivante:

Mission	λ [nm]	$\delta\lambda$ [nm]	Référence
Nozomi	110-200	2.7	Taguchi <i>et al.</i> (2000)
	200-310	3.4	
Mars Express	118-320	0.5-5	Bertaux <i>et al.</i> (2000)
Dynamo	80-170	0.8	Clarcke <i>et al.</i> (1999)

TAB. 3.1: Caractéristiques des spectromètres embarqués à bord des sondes Nozomi, Mars-Express, et Dynamo. Seuls les instruments des deux dernières missions auront une meilleure résolution que les appareils à bord des sondes Mariner. Aucun instrument n'atteindra par contre la résolution du HUT.

Le spectre électromagnétique est couvert, avec les 3 instruments, entre 80 et 320 nm. On résume par conséquent dans la suite les émissions de lumière prenant naissance dans la haute atmosphère de Mars dans ce domaine spectral.

Le rayonnement ultraviolet émis dans l'atmosphère

Les tables 3.2 et 3.3 résument les émissions observées à ce jour, les principales sources d'excitation associées ainsi que leur intérêt, pour les espèces neutres puis chargées. Les informations sur les processus d'excitation proviennent principalement des travaux importants de Fox & Dalgarno (1979b) et Fox (1986b). Les sources importantes sont la diffusion résonante, l'impact électronique (sur le CO_2 et l'oxygène), la photodissociation du CO_2 et les réactions de recombinaison dissociative.

CHAPITRE 3. LE RAYONNEMENT DE LA HAUTE ATMOSPHÈRE MARTIENNE

Élément	λ (nm)	Sources principales	Intérêt
Argon (raies)	86.7 104.8 106.6	diffusion résonante idem idem	Abondance en Argon idem idem
<i>H</i> Lyman γ	97,3	diffusion résonante	Abondance en hydrogène Flux d'échappement Température exosphérique Transport des protons
<i>H</i> Lyman β	102,6	idem	idem
<i>H</i> Lyman α	121,6	idem	idem
<i>O</i> raie	98,9	impact électronique	Composition thermo- sphérique et ionosphérique
raie	104,0	idem	
triplet	130,4	diffusion résonante impact électronique	
doublet	135,6	impact électronique	
raie	297,2	impact électronique photodissociation du CO_2 recombinaison dissociative des ions O_2^+	
<i>N</i>	113,4 120,0	diffusion résonante idem	Abondance en azote idem
<i>CO</i> (bande HB)	108.8-115.1	Diffusion résonante	Abondance en <i>CO</i>
<i>CO</i> (bande de Cameron)	180-260	Impact électronique sur CO_2 et <i>CO</i> Photodissociation du CO_2 Recombinaison dissociative de l'ion CO_2^+	concentration en CO_2 Température exosphérique
<i>CO</i> (bande 4+)	128-280	idem	idem
<i>C</i>	1561 1657	Diffusion résonante Photodissociation du CO_2 Impact électronique sur CO_2	Abondance en carbone

TAB. 3.2: Emissions lumineuses des espèces neutres dans l'ultraviolet détectées à ce jour dans la haute atmosphère martienne.

Elément	λ (nm)	Sources principales	Intérêt
O^+	83.4	impact électronique	Abondance en oxygène Interaction avec le vent solaire
CO_2^+ (doublet)	288,3 - 289,6	Photoionisation du CO_2 Impact électronique sur le CO_2 Diffusion résonante	Abondance en CO_2
CO_2^+ (bande)	280-500	idem	idem

TAB. 3.3: Emissions lumineuses des ions dans l'ultraviolet détectées à ce jour dans la haute atmosphère martienne.

La table 3.4 recense quelques émissions non détectées à ce jour, mais qui pourraient l'être au vu de la composition atmosphérique. Les émissions des ions CO^+ sont répertoriées dans les récents travaux de Cossart & Cossart-Magos (1996). Une détection des émissions de l'ion N^+ confirmerait la présence d'azote atomique et moléculaire, détecté par HUT. L'observation de nouvelles raies de l'oxygène atomique et de son ion, à 117,3, 161,4 et 247,0 nm pourraient fournir des informations complémentaires sur les concentrations de ces corps à haute altitude et sur l'interaction de la haute atmosphère avec le vent solaire. On indique aussi des émissions de l'azote moléculaire, pour lesquelles des calculs effectués par Fox *et al.* (1977) prédisent des intensités au zénith entre 2 et 18 R, pour les conditions de Viking 1. Enfin, des émissions des ions doublement chargés NO^{++} et N_2^{++} sont indiquées. Des travaux reportent en effet l'observation de tels rayonnement en laboratoire (Cossart *et al.* (1987) et Cossart & Cossart-Magos (1991) pour l'ion NO^{++} , Cossart *et al.* (1985), Cossart & Launay (1985) et Cossart *et al.* (1991) pour l'ion N_2^{++}). Leur détection dans l'atmosphère martienne constituerait une découverte intéressante.

3.4 La modélisation

Les trois tables précédentes nous montrent la richesse du rayonnement ultraviolet. Un des objectifs de cette thèse, rappelons-le, est de développer un outil de modélisation de ces émissions, dans le but d'en déduire, à l'aide d'observations, des informations sur l'atmosphère de la planète.

Comme il n'était pas possible d'étudier tout le spectre, il a fallu faire des choix. Dans le cadre de cette étude, il a été décidé de modéliser des raies de l'ion CO_2^+ et de l'oxygène atomique (135,6 et 297,2 nm), et ce pour les raisons suivantes:

- Ces trois raies ont été observées par les sondes Mariner, et deux d'entre elles sont brillantes.

Elément	λ (nm)	Sources	Intérêt
CO^+	276,3-305,6	Impact électronique	Concentration en CO^+
N_2 VK	221,6-376,0	Impact électronique sur N_2	Composition en N_2
N_2 LBH	135,4-155,5		
N^+ (raie)	91,6	Ionisation de N_2 par les photons solaires et les photoélectrons idem Impact électronique sur N_2 Photoionisation de N_2	Abondance en N_2
N^+ (raie)	108,5		idem
N^+ (doublet)	214,4		Abondance de N , N^+
N^+ (raie)	306,3 nm		
O (multiplet)	117,3	Impact électronique	Abondance en O
O (raie)	161,4	Photodissociation du CO_2	
O^+	247,0	Impact électronique	Concentration en O^+ Interaction avec le vent solaire
NO^{++}	256,3	Impact électronique	Détection d'ions doublement chargés
N_2^{++} (bandes)	158,97 159,15	idem	idem

TAB. 3.4: Emissions lumineuses (neutres et ions) dans l'ultraviolet non détectées actuellement (2000). Cela peut donner une idée de où regarder lors des futures missions d'exploration.

- Les sources associées sont principalement l'impact électronique, la photoionisation, la photodissociation et la recombinaison dissociative, et le code ionosphérique décrit aux chapitres 1 et 4 est particulièrement adapté pour modéliser de tels processus, comme démontré au chapitre 2.
- Ces raies sont optiquement minces, ce qui simplifie considérablement la modélisation d'un rayonnement. Le transfert radiatif n'est pas pris en compte.
- La raie à 297,2 nm provient de la désexcitation de l'état 1S de l'oxygène atomique, déjà étudiée au chapitre 2.

Au contraire des données de l'interféromètre WINDII qui reportait des taux d'émission volumique déduits des mesures et directement comparables aux sorties du modèle, les spectromètres des sondes Mariner fournissent uniquement des intensités intégrées. Lors de leur survol de la planète, chaque sonde a opéré deux séries de mesures en regardant tangentiellement à travers le limbe (figure 3.2).

Pour les 3 émissions lumineuses retenues, le modèle développé dans la partie suivante fournit, en fonction de l'altitude, le taux d'émission volumique et l'intensité intégrée le

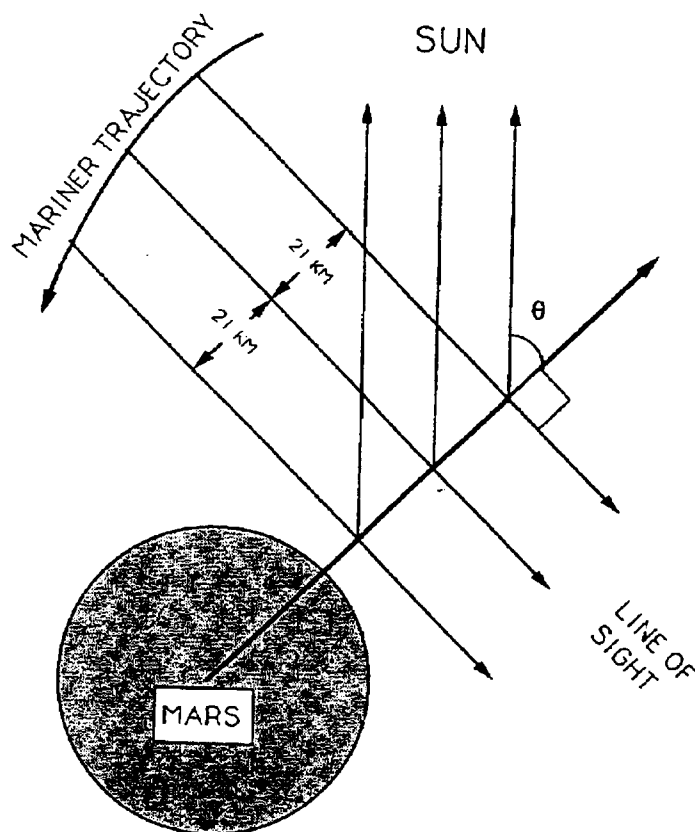


FIG. 3.2: Géométrie des observations des sondes Mariner 6 et 7 (Paxton & Anderson, 1992). Un point est obtenu tous les 21 km.

long de la ligne de visée. L'intensité se calcule en intégrant le taux d'émission volumique le long de la ligne de visée, en tenant compte de la variation d'altitude depuis le sol (voir l'annexe 2 pour plus de détails). On a considéré l'approximation suivante: le profil du taux d'émission volumique est constant et n'est donc calculé qu'une fois, en adoptant le profil de l'atmosphère neutre de la figure 2.1 page 75 caractéristique des conditions rencontrées par les sondes Mariner. On a considéré un angle solaire zénithal moyen de 44 degrés. La distance de Mars au soleil vaut 1,43 UA et l'indice $f_{10.7}$ 177. Les parties suivantes développent le modèle photochimique permettant de calculer le taux d'émission de chaque raie.

3.4.1 Emission de l'ion CO_2^+

La transition radiative B-X de l'ion CO_2^+ consiste en l'émission d'un doublet à 288,3 et 289,6 nm. A ces longueurs d'onde, la résolution des mesures des sondes Mariner n'a pas permis de séparer ces deux composantes. On considérera alors ici le doublet comme une raie.

L'état excité est peuplé essentiellement par photoionisation et excitation par impact électronique du CO_2 , la diffusion résonante étant négligeable pour cette transition (Fox & Dalgarno, 1979b).

Photoionisation du CO_2



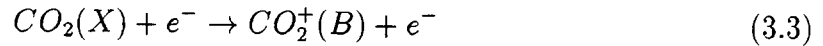
La proportion des états excités $CO_2^+(B)$ dépend de la section efficace de photoionisation. Cette donnée ne fait pas encore l'objet d'un consensus. Le code cinétique utilise la section efficace d'excitation des niveaux (A+B). On considère que 35 % des ions se trouvent alors dans l'état B (Avakyan *et al.*, 1998).

Le taux de production correspondant s'écrit:

$$P_1(z) = \frac{35}{100} [CO_2](z) \int_2^{105 \text{ nm}} \sigma_{A+B} I(z, \lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

$[CO_2](z)$ étant la concentration en CO_2 , σ_{A+B} la section efficace de photoionisation du CO_2 menant aux états A et B de l'ion CO_2^+ , $I(z, \lambda)$ le flux solaire EUV atténué.

Impact électronique



La proportion d'ions excités dans l'état B par impact d'électrons suprathermiques est estimée à 20 % de la population totale d'ions créés par ce processus (Avakyan *et al.*, 1998).

Le taux de production s'écrit alors:

$$P_2(z) = \frac{20}{100} [CO_2](z) \int_0^{260 \text{ eV}} \sigma_{CO_2^+} \phi(E, z) dE \quad (3.4)$$

avec $\sigma_{CO_2^+}$ la section efficace d'ionisation du CO_2 en ion CO_2^+ par impact électronique.

L'état B n'étant pas métastable, il n'y a pas de concurrence entre désexcitation radiative et désactivation collisionnelle. La production de photons (ou taux d'émission volumique) est alors simplement égale à la production totale d'ions dans cet état excité:

$$\eta_{CO_2^+}(z) = P_1(z) + P_2(z) \quad (3.5)$$

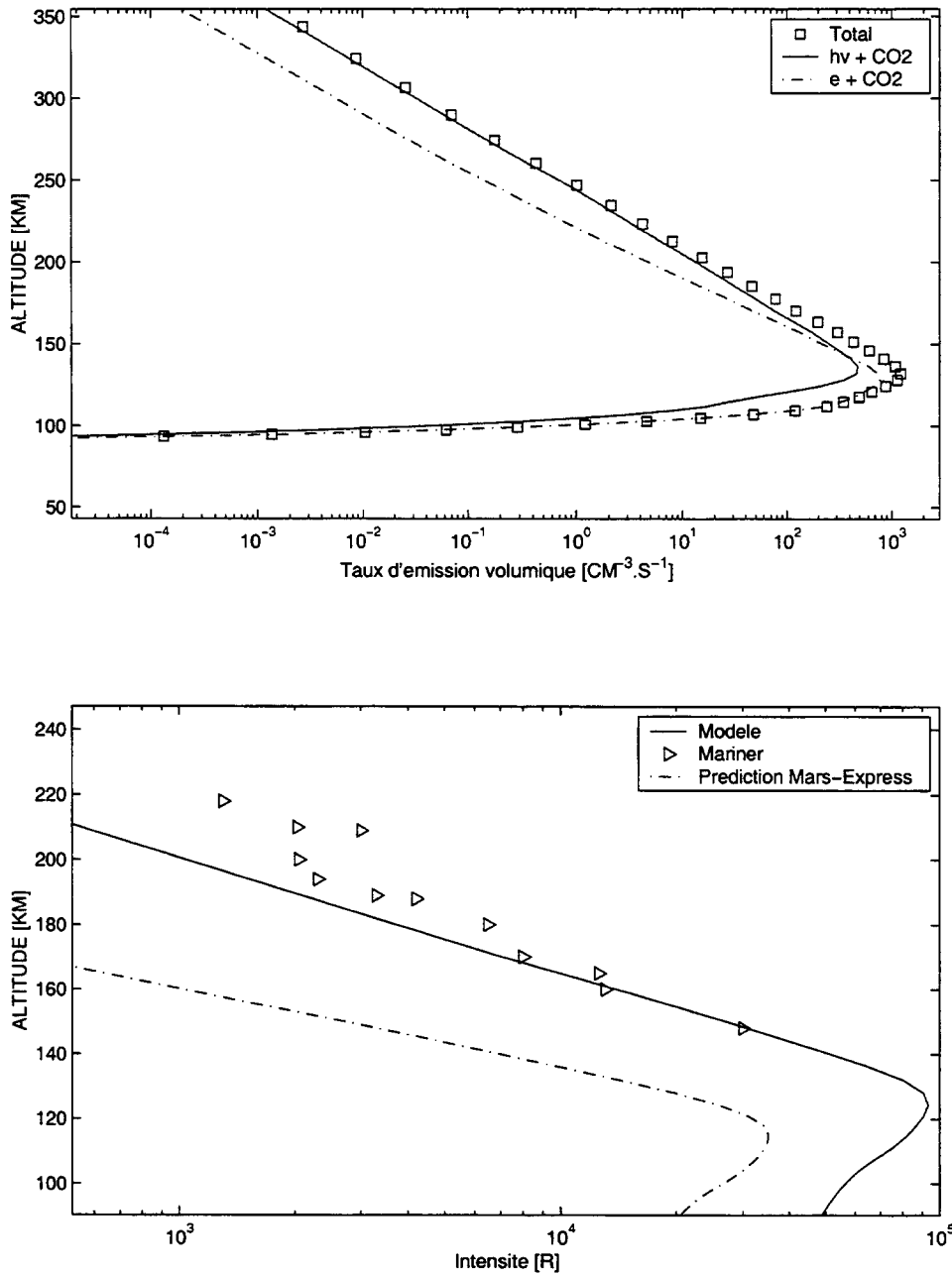


FIG. 3.3: Modélisation du doublet de l'ion CO_2^+ . La figure du haut reporte le profil du taux d'émission volumique total en fonction de l'altitude, ainsi que les deux contributions à ce taux. Sur la figure du bas, la ligne solide représente l'intensité correspondante intégrée le long de la ligne de visée, en fonction de l'altitude, tandis que la ligne en pointillé représente une prédiction pour les conditions supposées que rencontreront les sondes Mars Express et Nozomi. Les mesures des sondes Mariner sont représentés par des triangles.

La figure 3.3 (en haut) montre le profil de ce taux volumique d'émission, ainsi que les deux contributions à ce taux décrites précédemment. Un maximum de $1200 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ est atteint à 132 km d'altitude. La contribution de la photoionisation, caractérisée par un pic de $480 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 136 km , est importante au-dessus de 150 km , tandis que l'excitation par impact électronique domine au dessous de cette altitude, avec un pic de $775 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 128 km . En terme de production intégrée sur l'altitude, l'impact électronique contribue pour 60 % de la production totale.

La figure 3.3 (en bas) montre la comparaison entre le profil modélisé de l'intensité intégrée le long de la ligne de visée (ligne solide) avec les mesures des sondes Mariner (triangles). Les observations s'étendent sur une gamme d'altitude limitée entre 150 et 220 km , pour laquelle l'intensité varie de 30 kR à 1 kR . Le modèle prévoit une intensité de 1 kR à 200 km , ainsi qu'un pic à 93 kR à 125 km . L'accord est excellent entre 150 et 170 km , puis le modèle sous-estime l'intensité. Cela peut être dû par exemple à une sous-estimation de la concentration en CO_2 dans le modèle d'atmosphère neutre. Celle-ci peut provenir d'une sous-estimation de la température neutre qui règle la hauteur d'échelle. Compte-tenu des incertitudes, à la fois sur les neutres et sur l'ionosphère, l'accord trouvé est convenable et encourageant. Sur le même graphe on a ajouté une prédiction de cette intensité pour Mars-Express et Nozomi (ligne pointillée). Le même calcul que celui fait précédemment a été réalisé en changeant simplement les conditions initiales : on a supposé que les conditions rencontrées par ces sondes seront proches de celles de Viking 1. La même ligne de visée est conservée. Cette prédiction montre une intensité beaucoup plus faible (pic à 35 kR à 115 km), en raison d'un flux solaire moins important et d'une atmosphère neutre moins dense.

Une autre donnée intéressante est l'intensité au zénith, c'est à dire l'intensité mesurable par un spectromètre regardant vers la surface, le long de la verticale. Pour les conditions Mariner, elle vaut $3,8 \text{ kR}$. Ce genre de calcul est facile à exécuter puisqu'il suffit d'intégrer le taux d'émission volumique sur l'altitude. Dans la littérature, l'intensité du limbe est généralement estimée à 20 fois l'intensité au zénith.

3.4.2 Emission de l'oxygène atomique

Dans cette partie est décrite la modélisation des deux émissions de l'oxygène atomique à $297,2$ et $135,6 \text{ nm}$.

Transition $^1S-^3P$

L'émission à $297,2 \text{ nm}$ est due à la désexcitation entre les niveaux 1S et 3P . Le chapitre 2 a traité de l'émission de la raie verte qui avait son origine dans le même état excité. Fort de notre expérience dans la modélisation de cette émission, le calcul de cette

raie dans l'atmosphère martienne est facilité. D'autres sources que celles évoquées sont néanmoins à prendre en compte, spécifique à l'atmosphère martienne. On considérera 6 sources:

- Impact électronique sur O
- Impact électronique sur CO_2
- Photodissociation du CO_2
- Recombinaison dissociative des ions O_2^+
- Désactivation collisionnelle de $N_2(A)$
- Photodissociation de O_2

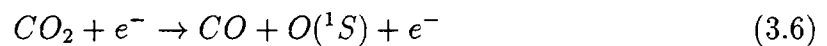
et 5 pertes de l'état $O(^1S)$:

- Collisions avec CO_2
- Collisions avec O_2
- Collisions avec O
- Transition radiative entre 1S et 3P
- Transition radiative entre 1S et 1D (raie verte)

Parmi les sources, seules celles relatives à l'excitation du CO_2 diffèrent des sources "terrestres", et seront décrites dans cette partie.

Impact électronique du CO_2

Les atomes d'oxygène peuvent donc être excités dans l'état (O^1S) par impact électronique sur le CO_2 :



dont le taux de production s'écrit:

$$P(z) = [CO_2](z) \int_0^{260 \text{ eV}} \sigma_{O^1S} \phi(E, z) dE \quad (3.7)$$

σ_{O^1S} est la section efficace de dissociation (Fox & Dalgarno, 1979b).

Photodissociation du CO₂

Les atomes d'oxygène peuvent également être excités par photodissociation du CO₂, dans la gamme de longueur d'onde 900-1200 nm (Lawrence, 1972):



Le taux de production a pour expression:

$$P(z) = [CO_2] \int_{900-1200nm} \sigma I(z, \lambda) d\lambda \quad (3.9)$$

avec σ la section efficace correspondante (Lawrence, 1972).

En plus, il est tenu compte de la photodissociation par la raie Lyman α . La section efficace à cette longueur d'onde est très faible mais l'intensité de la raie est importante.

Collisions avec le CO₂

Les pertes dues aux collisions avec les molécules de CO₂ sont quantifiées avec le taux suivant (Atkinson & Welge, 1972), dépendant de la température neutre T_n :

$$k_{CO_2}(z) = 3,3 \cdot 10^{-11} \exp(-1320/T_n(z)) \quad (3.10)$$

Calcul du taux d'émission volumique

A l'instar des calculs effectués au chapitre 2 concernant les raies rouges et vertes, le taux d'émission volumique relatif à l'émission à 297,2 nm se formule selon:

$$\eta_{297,2} = A_{297,2} \frac{\sum P}{A_{297,2} + A_{557,7} + \sum K} \quad (3.11)$$

$A_{297,2}$ et $A_{557,7}$ étant les coefficients d'Einstein, $\sum P$ et $\sum K$ représentant les sommes des processus de production et de désactivation collisionnelle énoncés page 110.

La figure 3.4 (en haut) montre ce taux en fonction de l'altitude. Ayant très peu d'informations sur l'ionosphère pour les conditions rencontrées lors des survols par les sondes Mariner 6 et 7, les concentrations électroniques considérées sont prises similaires à celles déduites par occultation radio (Whitten & Colin, 1974). Les températures électroniques sont prises arbitraires. Le profil exhibe deux maxima, le premier atteignant 221 photons.cm⁻³.s⁻¹ à 136 km et le second 286 photons.cm⁻³.s⁻¹ à 95 km. La majeure contribution (75 %) à cette émission provient de la photodissociation du CO₂. Le premier pic correspond à ce processus dans la gamme de longueur d'onde

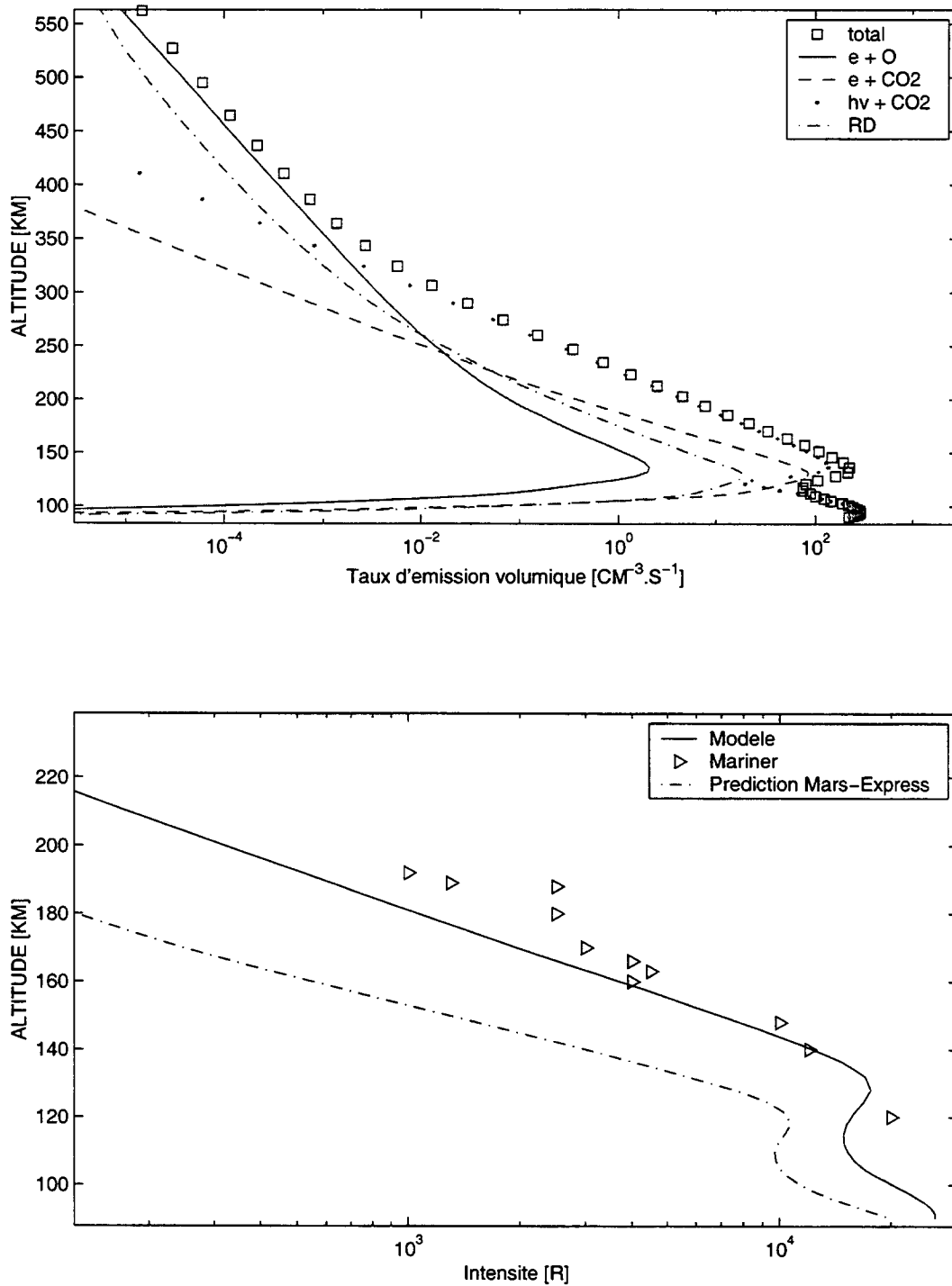


FIG. 3.4: Modélisation de la raie à 297,2 nm de l'oxygène atomique. La figure du haut reporte le profil du taux d'émission volumique total en fonction de l'altitude, ainsi que quatre contributions à ce taux. Sur la figure du bas, la ligne solide représente l'intensité correspondante intégrée le long de la ligne de visée, en fonction de l'altitude, tandis que la ligne en pointillé représente une prédiction pour les conditions de Mars-Express. Les mesures des sondes Mariner sont représentés par des triangles.

900-1200 nm , tandis que le second correspond à la raie lyman α . L'impact électronique sur le CO_2 contribue pour 20 % à l'émission, principalement autour de 130 km . L'impact sur les atomes d'oxygène ne devient important qu'au-dessus de 350 km , mais la contribution sur toute la hauteur est négligeable et ne représente que 0,6 %. La recombinaison dissociative (5 %), très efficace dans la haute atmosphère terrestre, ne semble pas jouer le même rôle dans l'atmosphère de Mars, en dépit du fait que les ions O_2^+ soient majoritaires. Les deux dernières contributions mentionnées dans cette partie (photodissociation de O_2 et désactivation collisionnelle de $N_2(A)$), importantes dans l'atmosphère de la Terre, sont complètement insignifiantes ici, et n'apparaissent pas sur le graphe.

La figure 3.4 (en bas) montre les intensités intégrées modélisées et mesurées. Ici encore, un accord correct est trouvé, compte tenu du peu de mesures de l'ionosphère. L'intensité modélisée vaut 300 R à 200 km . Un premier maximum est atteint à 17,5 kR à 128 km et un second à 26,5 kR à 91 km . La prédiction pour les conditions Viking 1/Mars express donne le premier pic à 10,5 kR à 118 km . L'intensité zénithale vaut 1.2 kR .

L'émission de la raie verte de l'oxygène peut se calculer très facilement: le taux d'émission volumique est à toutes altitudes 16^1 fois supérieur au taux de la raie à 297,2 nm . On en déduit que cette émission doit être intense dans l'atmosphère martienne: pour les conditions Mariner, l'intensité zénithale vaudrait 19 kR et l'intensité maximale du limbe 280 kR . Cela en ferait la deuxième émission la plus intense, derrière celles des bandes de Cameron du CO (610 kR).

Transition $^5S-^3P$

L'émission de l'oxygène atomique correspondant à la transition entre les états 5S et 3P est un doublet à 135,6 et 135,8 nm . Ici aussi, nous considérerons cette émission comme une seule raie. Tout comme l'émission du doublet de l'ion CO_2^+ , la production de photons est égale à la production de cet état excité. La transition est interdite, et les mécanismes de peuplement de l'état excité se résument à l'impact sur les atomes d'oxygène et les molécules de dioxyde de carbone. L'impact sur les molécules d'oxygène est négligeable et aucune information n'est disponible sur l'impact des molécules de monoxyde de carbone.

Les sections efficaces d'impact sur O sont les mêmes que celles utilisées dans le code "terrestre" pour la même transition. Les sections concernant l'impact sur le CO_2 proviennent des travaux de Ajello (1971).

Pour cette émission, il a aussi été tenu compte d'un mécanisme particulier, celui de la réabsorption de ces photons de faible longueur d'onde par le CO_2 . La section

1. Il s'agit du rapport des coefficients d'Einstein

efficace de photoabsorption est égale à $1,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ à 135 nm (Nakata *et al.*, 1965)¹. Le taux d'émission volumique et l'intensité intégrée apparaissent sur la figure 3.5. Le taux atteint $20 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 136 km d'altitude, ce qui n'en fait pas une émission très intense. La contribution majeure (89 %) provient de l'impact des électrons suprathermiques sur les atomes d'oxygène. L'impact sur la molécule de CO_2 n'est dominante qu'en dessous de 120 km . Ces conclusions ne sont pas définitives car les valeurs des sections efficaces pour ce dernier mécanisme ne sont pas particulièrement bien connues.

La comparaison entre les mesures et le modèle d'intensité est intéressante, même si le peu de données recommande la prudence. L'accord est correct lorsque la réabsorption des photons par le CO_2 est incluse dans le calcul (ligne en tirets), alors qu'un fort désaccord est visible dans le cas contraire (ligne solide). La prédiction pour Mars-Express et Nozomi donne une intensité très faible: $100 R$ à 128 km . Le calcul de l'intensité au zénith vaut $74 R$ sans tenir compte de la réabsorption par le CO_2 et $70 R$ sinon.

3.5 Perspectives

Cette étude a montré des débuts intéressants et prometteurs dans la modélisation d'émissions de l'atmosphère martienne dans le domaine ultraviolet. Les modèles développés ici ne concernent pour le moment que trois raies. Un développement ultérieur pourrait inclure une description plus fine de l'intégration le long de la ligne de visée, notamment par la prise en compte d'un profil d'atmosphère neutre dépendant de la location et une variation de l'angle solaire zénithal. Décrire le rayonnement ultraviolet nécessitera dans le futur d'étendre le travail à d'autres émissions, notamment au calcul de bandes (bandes de Cameron du CO par exemple) et au calcul d'émissions optiquement épaisses (oxygène à $130,4 \text{ nm}$ par exemple). Une émission particulièrement intéressante à étudier, détectée par *HUT*, est celle de l'ion O^+ à $83,4 \text{ nm}$. Le graphe 2.10 page 91 montre la diversité de la production de cet ion. Malheureusement peu d'informations sont actuellement disponibles sur les rapports de branchement correspondants. De plus, à cette longueur d'onde, le rayonnement est ionisant, et cet effet doit être pris en compte dans la modélisation. La liste énumérée dans les tables de la partie 1.3 donne une idée de la richesse de la luminescence de la haute atmosphère de Mars ... et du travail à accomplir. Enfin, les calculs ont été effectués pour le côté jour de la planète. Il serait intéressant de travailler côté nuit, où les effets des recombinaisons devraient dominer (Haider *et al.*, 1992).

1. Selon la base de donnée de R. Link: <http://www.space.swri.edu/amop/molecule.html>

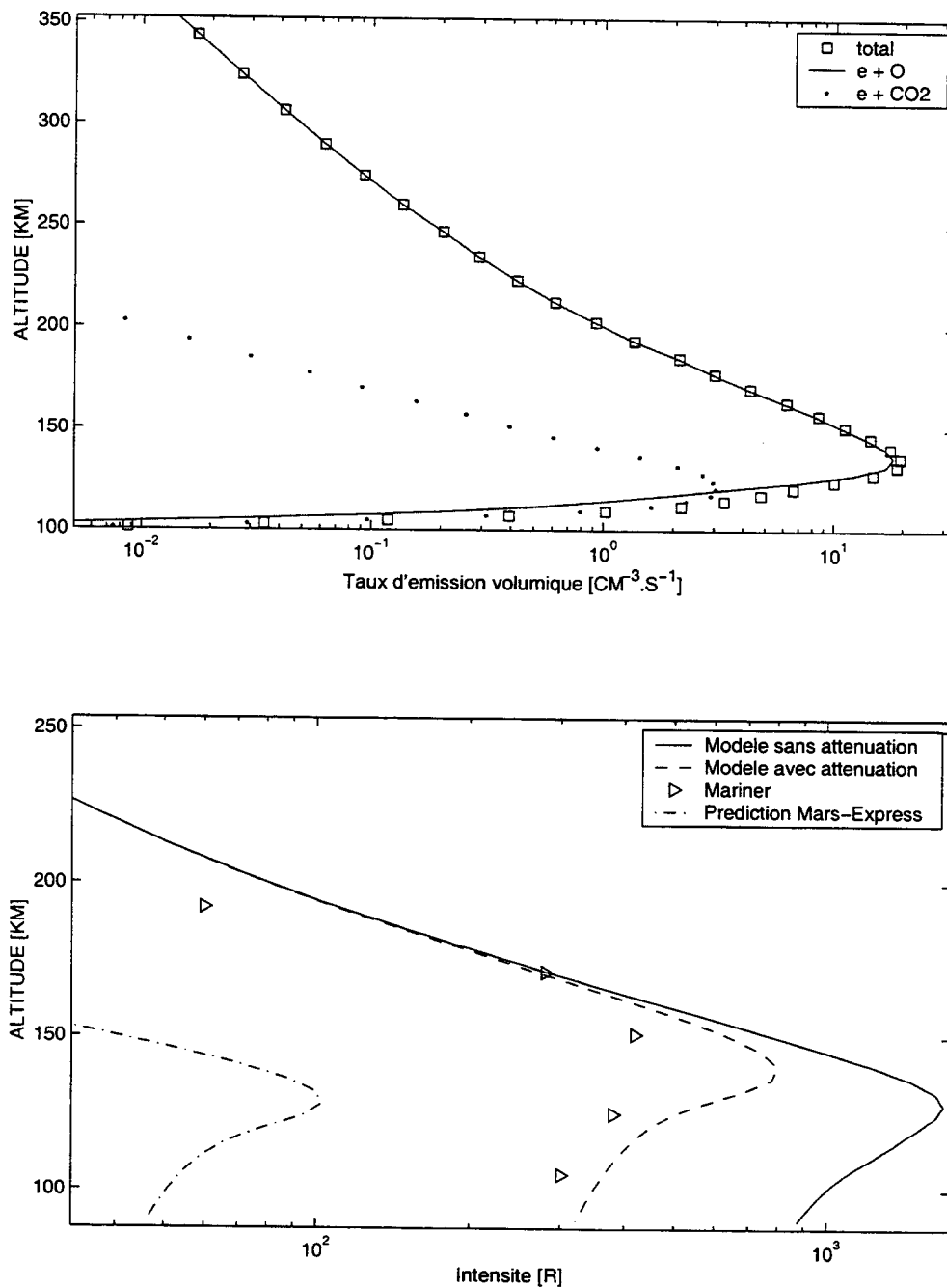


FIG. 3.5: Modélisation de la raie à 135 nm de l'oxygène atomique. La figure du haut reporte le profil du taux d'émission volumique total en fonction de l'altitude, ainsi que les contributions retenues à ce taux. Sur la figure du bas, la ligne solide représente l'intensité correspondante intégrée le long de la ligne de visée, en fonction de l'altitude, sans tenir compte de l'atténuation due au CO_2 . L'intensité calculée en tenant compte de cette absorption est représentée par la ligne en tirets. Une prédiction pour les conditions de Viking 1/Mars express est représentée par la ligne en pointillé. Les mesures des sondes Mariner sont représentés par des triangles.

Ce chapitre décrit la dernière partie de ce travail de thèse, concernant la modélisation de rayonnements dans la haute atmosphère de Mars. Après avoir résumé les observations existantes, un tableau des émissions dans le domaine ultraviolet est dressé, pour les raies déjà détectées ou qui pourraient l'être dans le futur. Un modèle d'émission de l'atmosphère à 135, 288 et 297 nm est proposé et un accord encourageant a été trouvé avec les mesures des sondes Mariner 6 et 7.

Conclusion

L'objectif principal de ce travail de thèse était de développer un modèle de rayonnement de la haute atmosphère d'une planète, pour en faire à plus long terme un outil de diagnostic d'une telle atmosphère, dont l'étude se fait dans le spectre visible et ultraviolet. En effet, les processus de photodissociation, d'ionisation et d'excitation des composants neutres, à ces altitudes, ont leur signature dans ce domaine du spectre électromagnétique. Le choix de l'atmosphère à étudier s'est porté sur celle de Mars, en raison de l'intérêt scientifique pour cette planète des nombreuses missions spatiales prévues pour son exploration.

Modéliser un tel rayonnement nécessite, tout d'abord, l'élaboration d'un code de transport décrivant l'ionosphère. Cette thèse traite par conséquent de cette double modélisation, d'une part de l'ionosphère, d'autre part du rayonnement. Récapitulons les différentes étapes du travail, qui correspondent aux cinq chapitres:

1. Le premier chapitre a décrit le code TRANSCAR. Ce code décrit la structure verticale de l'ionosphère de la Terre, en terme notamment de concentration et de température du plasma. Le code martien sera construit à partir d'un tel code. Cette partie correspond en fait à une familiarisation avec ce programme complexe, et avec la physique de la haute atmosphère terrestre et de son couplage avec l'ionosphère.
2. Le deuxième chapitre a relaté la modélisation du rayonnement dans le visible de l'oxygène atomique dans la haute atmosphère terrestre, aux longueurs d'onde 557 et 630 *nm*. Il s'agissait d'une étape indispensable, nous permettant d'apprendre à modéliser un tel rayonnement. Les sources principales de ces émissions sont l'excitation par impact électronique, la photodissociation de l'oxygène moléculaire et la recombinaison dissociative des ions O_2^+ . Cette étude fut également originale, dans le sens que le modèle a été élaboré lors de mesures coordonnées entre le radar EISCAT et l'interféromètre WINDII à bord du satellite UARS. Cet apprentissage apparaît comme réussi, un très bon accord étant trouvé entre les données de WINDII et les sorties de notre modèle.
3. Au cours du troisième chapitre fut abordé le contexte de l'étude de l'ionosphère de Mars. L'exploration de la planète rouge, les connaissances actuelles sur l'aé-

ronomie et les questions en suspens, les modèles existants, ainsi que les futures missions spatiales sont passés en revue. Dans cette partie est résumée notre proposition d'étude dans le cadre du projet de micro mission Dynamo: nous proposons un programme de travail sur l'ionosphère et une sélection de raies d'émission dans le domaine ultraviolet pouvant être observées par un spectromètre embarqué.

4. Le chapitre 4 décrit le portage du code TRANSCAR à l'atmosphère de Mars, et plus particulièrement la partie cinétique. Le couplage avec la partie fluide, développée à Toulouse, a été réalisé pendant la thèse. Le programme décrit alors l'ionosphère typiquement entre 100 et 500 *km*. Deux régions se dessinent: entre 100 et 200 *km* se développe la région où la chimie est importante. Les grandeurs caractéristiques, flux, concentration, chauffage, productions atteignent leur pic vers 130 *km*. l'ion majoritaire est O_2^+ . Au-dessus, les collisions sont moins importantes et le transport domine. Le champ magnétique interplanétaire pénètre et entraîne les espèces chargées vers la région de chimie. L'ion majoritaire est O^+ . Les comparaisons avec les mesures de Viking 1 sont satisfaisantes, notamment en ce qui concerne les profils de concentration et de température des électrons. La caractérisation des deux populations électroniques, thermique et suprathermique ouvre des perspectives intéressantes.
5. Enfin le dernier chapitre aborde le calcul de certaines émissions lumineuses. Le choix s'est porté sur le doublet de l'ion CO_2^+ , un doublet et une raie de l'oxygène atomique. La comparaison avec les mesures des spectromètres à bord des sondes Mariner 6 et 7 est très encourageante.

Le travail effectué est donc satisfaisant tant au niveau de la description de la structure verticale du plasma ionosphérique martien qu'au niveau de la luminescence dans l'ultraviolet. Les résultats sont bien évidemment préliminaires et demanderont à être confirmés. Des efforts devront cependant être portés pour améliorer les modèles.

Concernant le code ionosphérique, il semble nécessaire d'étudier les points suivants:

- Influence d'un champ magnétique horizontal avec un gradient vertical dans la partie cinétique. En effet les électrons suprathermiques sont piégés dans ce champ. La résolution de leur équation de transport devrait donc être changée, du moins dans la gamme d'altitude où le champ n'est pas nul, c'est à dire au-dessus de 180 *km*. Cela pourrait avoir des conséquences, à ces altitudes, sur les productions et le taux de chauffage de la population thermique.
- Il est important de calculer précisément le bilan énergétique des ions et des électrons. Or ce bilan pourrait être affecté par ce changement dans le taux de chauffage des thermiques. De plus, les taux de refroidissement des électrons par le

CO_2 sont peut être mal quantifiés et demandent des investigations plus poussées (bibliographiques ou autres).

- Le jeu des équations chimiques pourrait être étudié, afin de sélectionner les réactions importantes, et de s'attarder sur la pertinence des taux de réaction utilisés. L'ajout d'autres espèces dans le code fluide pourrait alors être envisagé, comme N_2^+ , NO^+ , CO^+ ou N^+ . Dans ce cas il faudrait aussi inclure dans l'atmosphère neutre les composés NO , CO et N .
- Enfin, un travail intéressant serait d'étudier une condition rencontrée par la sonde *MGS*, et d'inclure en entrée du code cinétique un flux d'électrons précipités en provenance du vent solaire, mesuré par la sonde, ces électrons se dégradant ensuite dans l'atmosphère par collisions. Des comparaisons pourraient être effectuées avec les mesures de concentrations électroniques mesurés également par la sonde par occultation.

Concernant le rayonnement, les résultats encourageants ne doivent pas faire oublier que seulement trois émissions ont été abordées dans cette thèse, et que l'ensemble du spectre ultraviolet est très riche. Il nous reste un savoir-faire à acquérir pour le modèle des bandes moléculaires et des raies optiquement épaisses, pour lesquelles le transfert radiatif doit être inclus. Une palette importante d'émissions pourrait être alors modélisée et servir de diagnostic de l'atmosphère, lors d'observations par les spectromètres embarqués à bord des sondes *Nozomi*, *Mars Express* et *Dynamo*. Notamment l'émission de OII à 83,4 nm serait très intéressante à étudier, dans le but d'obtenir des informations sur l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère. Notons que seul le spectromètre de *Dynamo* descend aussi bas en longueur d'onde. Un tel modèle pourrait également servir pour la stratégie d'observation lors des missions, c'est à dire pouvoir indiquer quoi observer, comment, où.

Cette étude s'inscrit donc dans cette branche de la science appelée "Planétologie comparée". A ce titre, d'autres ionosphères et hautes atmosphères sont ou pourront être abordées, ainsi que l'étude de leur rayonnement : pensons tout d'abord à Titan et Saturne, dont l'exploration par la sonde *Cassini* est prévue dès 2004; Jupiter, autour de laquelle la sonde *Galiléo* est en orbite depuis 1995; un projet de micro satellite d'observation de cette planète est d'ailleurs à l'étude. Le système solaire est riche en corps entourés d'une atmosphère. Nul doute que leur étude permettra aussi d'approfondir la connaissance de l'atmosphère de notre planète.

Pour conclure, il ne faut pas oublier que ce travail n'aurait pu être réalisé sans l'aide de nombreuses et fructueuses collaborations. Citons Pierre-Louis Blelly, de Toulouse, Steve Bougher, de Tucson, Roland Thissen, Odile Dutuit, et Christian Alcaraz, d'Orsay. Ce projet a aussi permis de connaître d'autres scientifiques impliqués dans l'étude de Mars: à Ann Arbor John Clarke, en charge de la réalisation du spectromètre UV de

CONCLUSION

Dynamo, et Andrew Nagy, spécialiste des ionosphères planétaires; Janet Luhman à l'Université de Berkeley.

Références Bibliographiques

- Abreu, V. J., Yee, J. H., Solomon, S. C. et Dalgarno, A. 1986, The quenching rate of O(1D) by O(3P), *Planet. Space Sci.* **34**, 1143.
- Ajello, J. M. 1971, Emission cross sections of CO₂ by electron impact in the interval 1260-4500 Å. II, *J. Chem. Phys.* **55**, 3169.
- Atkinson, R. et Welge, K. H. 1972, Temperature dependence of O(¹S) deactivation by CO₂, O₂, N₂, and Ar, *J. Chem. Phys.* **57**, 3689.
- Avakyan, S. V., Ll'in, R. N., Lavrov, V. M. et Ogurtsov, G. N. 1998, *Collision processes and excitation of UV emission from planetary atmospheric gases*, Gordon and Breach Science Publishers.
- Baluja, K. L. et Zeippen, C. J. 1988, M1 and E2 transition probabilities for states within the 2p4 configuration of the O I isoelectronic sequence, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* **21**, 1455.
- Barth, C. A. 1964, Three body reactions, *Ann. Phys.* **5**, 329.
- Bates, D. R. 1990, Oxygen green and red line emission and O₂⁺ dissociative recombination, *Planet. Space Sci.* **38**, 889.
- Bertaux, J.-L., Fonteyn, D., Korablev, O., Chassefiere, E. et al. 2000, The study of Mars atmosphere from ground to top with Spicam light on Mars Express, *Planetary and Space Sciences, sous presse* .
- Blelly, P.-L. et Alcaydé, D. 1994, Electron heat flow in the auroral ionosphere inferred from EISCAT-VHF observations, *J. Geophys. Res.* **99**, 13181.
- Blelly, P.-L., Lilensten, J., Robineau, A., Fontanari, J. et al. 1996a, Calibration of a numerical ionospheric model with EISCAT observations, *Annales de Geophysique* **14**, 1375.
- Blelly, P.-L., Robineau, A., Lummerzheim, D. et Lilensten, J. 1996b, *8-moment fluid models of the terrestrial high latitude ionosphere between 100 and 3000 km*, Solar Terrestrial Energy Program (STEP): Handbook of ionospheric models, R. Schunk.
- Blelly, P.-L. et Schunk, R. W. 1993, A comparative study of the time-dependent standart 8-, 13- and 16-moment transport formulations of the polar wind, *Annales de Geophysique* **11**, 443.
- Boris, J. P. 1976, Flux corrected transport modules for generalized continuity equations, *NRL Memorandum Report 327* .

Bougher, S. W., Murphy, J. et Haberle, R. M. 1997, Dust storm impacts on the Mars upper atmosphere, *Adv. Space Research* **19**, 1255.

Bougher, S. W., Roble, R. G., Ridley, E. C. et Dickinson, R. E. 1990, The Mars thermosphere. II - General circulation with coupled dynamics and composition, *J. Geophys. Res.* **95**, 14811.

Bucsel, E. J. et E., S. W. 1997, NI 8680- and 8629-Å multiplets in the dayglow, *J. Geophys. Res.* **102**, 2457.

Buonsanto, M. J., Richards, P. G., Tobiska, W. K., Solomon, S. C. *et al.* 1995, Ionospheric electron densities calculated using different EUV flux models and cross sections: Comparison with radar data, *J. Geophys. Res.* **100**, 14,569.

Chen, R. H., Cravens, T. E. et Nagy, A. F. 1978, The Martian ionosphere in light of the Viking observations, *J. Geophys. Res.* **83**, 3871.

Clarcke, J. T., Young, D. T., Chassefiere, E., Bertaux, J.-L. *et al.* 1999, A prototype low mass high efficiency UV airglow spectrograph for the Mars micromission DYNAMO, *Proposition NASA*.

Conway, R. R. 1981, Spectroscopy of the Cameron bands in the Mars airglow, *J. Geophys. Res.* **86**, 4767.

Cossart, D., Bonneau, M. et Robbe, J. M. 1987, Optical emission spectrum of the NO^{2+} dication, *Journal of Molecular Spectroscopy* **125**, 413.

Cossart, D. et Cossart-Magos, C. 1991, Optical spectrum of the NO^{2+} di-cation, *Journal of Molecular Spectroscopy* **147**, 471.

Cossart, D. et Cossart-Magos, C. 1996, A new spectral emission source of the rotationally cooled molecular ions. Application to supersonic expansions of CO and CO_2 gases, *Chemical Physics Letters* **250**, 128.

Cossart, D., Cossart-Magos, C. et Launay, F. 1991, Intensity distribution of the rotational lines in the $D^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ (0,0) band of the N_2^{2+} ion, *J.Chem.Soc.Faraday Trans.* **87**, 2525.

Cossart, D. et Launay, F. 1985, The vacuum UV emission spectrum of the $^{15}N_2^{2+}$ molecular ion, *Journal of Molecular Spectroscopy* **113**, 159.

Cossart, D., Launay, F., Robbe, J. M. et Gandara, G. 1985, The optical spectrum of the doubly charged molecular nitrogen ion, *Journal of Molecular Spectroscopy* **113**, 142.

- Cravens, T. E. 1992, Ionospheric models for Venus and Mars, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **66**, 277.
- Diloy, P.-Y., Robineau, A., Lilensten, J., Blety, P.-L. *et al.* 1996, A numerical model of the ionosphere, including the E-region above EISCAT, *Annales de Geophysique* **14**, 191.
- Doering, J. P. 1992, Absolute differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen. IX - Improved cross section for the $^3P - ^1D$ transition from 4.0 to 30 eV, *J. Geophys. Res.* **97**, 19531.
- Doering, J. P. et Gulcicek, E. E. 1989, Absolute differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen. VII - The $^3P - ^1D$ and $^3P - ^1S$ transitions from 4.0 to 30 eV, *J. Geophys. Res.* **94**, 1541.
- Dolginov, S. S., Yeroshenko, Y. G. et Zhuzgov, L. N. 1976, The magnetic field of Mars according to the data from the Mars 3 and Mars 5, *J. Geophys. Res.* **81**, 3353.
- Feldman, P. D., Burgh, E. B., Durrance, S. T. et Davidsen, A. F. 2000, Far-ultraviolet spectroscopy of Venus and Mars at 4 Å resolution with the Hopkins Ultraviolet Telescope on Astro-2, *Astrophysical Journal (sous presse)*.
- Fennelly, J. A., Torr, D. G., Richards, P. G. et Torr, M. R. 1994, Simultaneous retrieval of the solar EUV flux and neutral thermospheric O, O₂, N₂, and temperature from twilight airglow, *J. Geophys. Res.* **99**, 6483.
- Fischer, C. F. et Saha, H. P. 1983, Multiconfiguration Hartree-Fock results with Breit-Pauli corrections for forbidden transitions in the 2p(4) configuration, *Physical Review General Physics Series* **28**, 3169.
- Fox, J. L. 1986a, Models for aurora and airglow emissions from other planetary atmospheres, *Canadian Journal of Physics* **64**, 1631.
- Fox, J. L. 1986b, The vibrational distribution of O₂⁺ in the dayside ionosphere, *Planet. Space Sci.* **34**, 1241.
- Fox, J. L. 1993, The production and escape of nitrogen atoms on Mars, *J. Geophys. Res.* **98**, 3297.
- Fox, J. L. et Dalgarno, A. 1979a, Electron energy deposition in carbon dioxide, *Planet. Space Sci.* **27**, 491.
- Fox, J. L. et Dalgarno, A. 1979b, Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Mars, *J. Geophys. Res.* **84**, 7315.

Fox, J. L., Dalgarno, A., Constantinides, E. et Victor, G. A. 1977, The nitrogen dayglow on Mars, *J. Geophys. Res.* **82**, 1616.

Frederick, J. E., Rusch, D. W., Sharp, W. E., Victor, G. A. *et al.* 1976, The O I 5577 – A λ airglow - Observations and excitation mechanisms, *J. Geophys. Res.* **81**, 3923.

Galand, M. 1996, *Précipitation des protons dans l'ionosphère aurorale*, Doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I.

Galavis, M. E., Mendoza, C. et Zeippen, C. J. 1997, Atomic data from the IRON project. XXII. Radiative rates for forbidden transitions within the ground configuration of ions in the carbon and oxygen isoelectric sequence, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **123**, 159.

Guberman, S. L. 1987, The production of $O(^1S)$ from dissociative recombination of O_2^+ , *Nature* **327**, 408.

Guberman, S. L. 1988, The production of $O(^1D)$ from dissociative recombination of O_2^+ , *Planet. Space Sci.* **36**, 47.

Guio, P. 1998, *Studies of ionospheric parameters by means of electron plasma lines observed by EISCAT*, Doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I.

Haider, S. A., Kim, J., Nagy, A. F., Keller, C. N. *et al.* 1992, Calculated ionization rates, ion densities, and airglow emission rates due to precipitating electrons in the nightside ionosphere of Mars, *J. Geophys. Res.* **97**, 10637.

Hanson, W. B. et Mantas, G. P. 1988, Viking electron temperature measurements - Evidence for a magnetic field in the Martian ionosphere, *J. Geophys. Res.* **93**, 7538.

Hanson, W. B., Sanatani, S. et Zuccaro, D. R. 1977, The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *J. Geophys. Res.* **82**, 4351.

Hays, P. B., Abreu, V. J., Solomon, S. C. et Yee, J.-H. 1988, The Visible Airglow Experiment - A review, *Planet. Space Sci.* **36**, 21.

Hays, P. B., Rusch, D. W., Roble, R. G. et Walker, J. C. G. 1978, The OI (6300 Å) airglow, *Rev. Geophys. Space Phys.* **16**, 225.

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

Hitchcock, A. P., Brion, C. E. et Van der Miel, M. J. 1980, *J. Chem. Phys.* **45**, 461.

- Kanik, I., Trajmar, S. et Nickel, J. C. 1993, Total electron scattering and electronic state excitations cross sections for O_2 , CO , and CH_4 , *J. Geophys. Res.* **98**, 7447.
- Langford, A. O., Bierbaum, V. M. et Leone, S. R. 1986, Branching ratios for electronically excited oxygen atoms formed in the reaction of N^+ with O_2 at 300 K, *J. Chem. Phys.* **84**, 2158.
- Langhoff, P. W., Langhoff, S. R., Rescigno, T. N., Schirmer, J. et al. 1981, *Chemical Phys.* **58**, 71.
- Lathuillere, C., Lilensten, J., Gault, W. et Thuiller, G. 1997, Meridional wind in the auroral thermosphere: Results from EISCAT and WINDII- $O(^1D)$ coordinated measurements, *J. Geophys. Res.* **102**, 4487.
- Lawrence, G. M. 1972, Production of $O(^1S)$ from Photodissociation of CO_2 , *Journal of Chemical Physics* **57**, 5616.
- Lawrence, G. M. et Ewan, M. J. 1973, Production of $O(^1S)$ from photodissociation of O_2 , *J. Geophys. Res.* **78**, 8314.
- Lilensten, J., Kofman, W., Wisenberg, J., Oran, E. S. et al. 1989, Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons - A numerical model, *Annales de Geophysique* **7**, 83.
- Lilensten, J., Thuillier, G., Lathuillere, C., Kofman, W. et al. 1992, EISCAT-MICADO coordinated measurements of meridional wind, *Annales de Geophysique* **10**, 603.
- Link, R. 1983, 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 .
- Link, R. 1992, Feautrier solution of the electron transport equation, *J. Geophys. Res.* **97**, 159.
- Link, R. et Swaminathan, P. K. 1992, $N(^2D)+O_2$ - A source of thermospheric 6300-Å emission?, *Planet. Space Sci.* **40**, 699.
- Lucchese, R. R. et McKoy, V. 1982, *Physical Review A* **26**, 1406.
- Lummerzheim, D. et Lilensten, J. 1994, Electron transport and energy degradation in the ionosphere: Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations, *Annales de Geophysique* **12**, 1039.
- Mantas, G. P. 1994, Large 6300-Å airglow intensity enhancements observed in ionosphere heating experiments are excited by thermal electrons, *J. Geophys. Res.* **99**, 8993.

- Mantas, G. P. et Carlson, H. C. 1991, Reexamination of the $O(^3P - ^1D)$ excitation rate by thermal electron impact, *Geophys. Res. Lett.* **18**, 159.
- Mantas, G. P. et Hanson, W. B. 1979, Photoelectron fluxes in the Martian ionosphere, *J. Geophys. Res.* **84**, 369.
- Masuoka, T. et Samson, J. A. R. 1980, *J. Chim. Phys. Chim. Biol.* **77**, 623.
- Masuoka, T. et Samson, J. A. R. 1981, *J. Chem. Phys.* **74**, 1093.
- McConnel, J. C. et McElroy, M. B. 1970, Excitation processes for Martian Dayglow, *J. Geophys. Res.* **75**, 7290.
- MCDade, I. C., Murtagh, D. P., Greer, R. G. H., Dickinson, P. H. G. *et al.* 1986, ETON 2 - Quenching parameters for the proposed precursors of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ and $O(^1S)$ in the terrestrial nightglow, *Planet. Space Sci.* **34**, 789.
- Meier, R. R. 1991, Ultraviolet spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere, *Space Science Reviews* **58**, 1.
- Melendez-Alvira, D. J., Torr, D. G., Richards, P. G., Swift, W. R. *et al.* 1995, Sensitivity of the 6300 Å twilight airglow to neutral composition, *J. Geophys. Res.* **100**, 7839.
- Mount, G. H., Rottman, G. J. et Timothy, J. G. 1980, The solar spectral irradiance 1200-2550 Å at solar maximum, *J. Geophys. Res.* **85**, 4271.
- Nakata, R. S., Watanabe, K. et Matsunaga, F. M. 1965, *Science of light* **14**, 54.
- Nanet, N. 1998, Développement d'un modèle magnétohydrodynamique de l'ionosphère martienne, *Rapport de stage de DEA Astrophysique, Géophysique et Planétologie* .
- Nier, A. O. et McElroy, M. B. 1977, Composition and structure of Mars' upper atmosphere - Results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2, *J. Geophys. Res.* **82**, 4341.
- Padial, N., Csanak, G., McKoy, B. et Langhoff, P. W. 1981, *Physical Review A* **23**, 218.
- Padial, N. T., Csanak, G., McKoy, V. et Langhoff, P. W. 1978, *J. Chem. Phys.* **69**, 2992.
- Paxton, L. J. et Anderson, D. E. 1992, Far ultraviolet remote sensing of Venus and Mars, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* **66**, 113.

- Piper, L. G. 1993, 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.
- Queffelec, J. L., Rowe, B. R., Vallee, F., Gomet, J. C. *et al.* 1989, The yield of metastable atoms through dissociative recombination of O_2^+ ions with electrons, *J. Chem. Phys.* **91**, 5335.
- Rees, M.-H. 1989, *Physics and chemistry of the upper atmosphere*, Cambridge University Press.
- Rees, M. H. et Roble, R. G. 1986, Excitation of $O(^1D)$ atoms in auroras and emission of the $[OI]$ 6300-Å line, *Can. J. Phys.* **64**, 1608.
- Richards, P. G., Fennelly, J. A. et Torr, D. G. 1994, EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations, *J. Geophys. Res.* **99**, 8981.
- Samson, J. A. R. et Haddad, G. 1984, Communication privée .
- Samson, J. A. R., Masuoka, T. et Huntress, W. T. 1981, *Geophys. Res. Lett.* **8**, 405.
- Sawada, T., Strickland, D. J. et Green, A. E. S. 1972, Electron energy deposition in CO_2 , *J. Geophys. Res.* **77**, 4812.
- Schunk, R. W. 1977, Mathematical structure of transport equations for multispecies flows, *Rev. Geophys. Space Phys.* **15**, 429.
- Schunk, R. W. et Nagy, A. F. 1980, Ionospheres of the terrestrials planets, *Rev. Geophys. Space Phys.* **18**, 813.
- Shepherd, G. G., Pieau, J. F., Ogawa, T. et Tohmatsu, T. 1978, Direct measurement of conjugate photoelectrons and predawn 630 nm airglow, *Planetary and Space Science* **26**, 211.
- Shepherd, G. G., Thuillier, G., Gault, W. A., Solheim, B. H. *et al.* 1993, WINDII, the Wind Imaging Interferometer on the Upper Atmosphere Research Satellite, *J. Geophys. Res.* **98**, 10,725.
- Shinagawa, H. et Cravens, T. E. 1989, A one-dimensional multispecies magnetohydrodynamic model of the dayside ionosphere of Mars, *J. Geophys. Res.* **94**, 6506.
- Shinagawa, H. et Cravens, T. E. 1992, The ionospheric effects of a weak intrinsic magnetic field at Mars, *J. Geophys. Res.* **97**, 1027.
- Singh, V., McDade, I. C., Shepherd, G. G., Solheim, B. H. *et al.* 1996a, The $O(^1D)$ dayglow emission as observed by the wind imaging interferometer on UARS, *Adv. Space Res.* **17**, 11.

- Singh, V., McDade, I. C., Shepherd, G. G., Solheim, B. H. *et al.* 1996b, The $O(^1S)$ dayglow emission as observed by the wind imaging interferometer on UARS, *Annales Geophysicæ* **14**, 637.
- Sobral, J. H. A., Takahashi, H., Abdu, M. A., Muralikrishna, P. *et al.* 1992, $O(^1S)$ and $O(^1D)$ quantum yields from rocket measurements of electron densities and 557.7 and 630.0 nm emissions in the nocturnal F-region, *Planet. Space Sci.* **40**, 607.
- Solomon, S. C. *et al.* Abreu, V. J. 1989, The 630 nm dayglow, *J. Geophys. Res.* **94**, 6817.
- Solomon, S. C., Hays, P. B. *et al.* Abreu, V. J. 1988, The auroral 6300 Å emission - Observations and modeling, *J. Geophys. Res.* **93**, 9867.
- Stammes, K., Tsay, S. C., Wiscombe, W. J. *et al.* Jayaweera, K. 1988, Numerically stable algorithm for Discrete-Ordinate-Method radiative transfer in a multiple scattering and emitting layered media, *Applied Optics* **27**, 2502.
- Stewart, A. I. 1972, Mariner 6 and 7 Ultraviolet Spectrometer Experiment: Implications of CO_2^+ , CO , and O Airglow, *J. Geophys. Res.* **77**, 54.
- Stewart, A. I. F., Alexander, M. J., Meier, R. R., Paxton, L. J. *et al.* 1992, Atomic oxygen in the Martian thermosphere, *J. Geophys. Res.* **97**, 91.
- Streit, G. E., Howard, C. J., Schmeltekopf, A. L., Davidson, J. A. *et al.* 1976, Temperature dependence of $O(^1D)$ rate constants for reactions with O_2 , N_2 , CO_2 , O_3 , and H_2O , *J. Chem. Phys.* **65**, 4761.
- Strickland, D. J. *et al.* Green, A. E. S. 1969, Electron impact cross section for CO_2 , *J. Geophys. Res.* **74**, 6415.
- Swartz, W. E. 1985, Optimization of energetic electron energy degradation calculations, *J. Geophys. Res.* **90**, 6587.
- Taguchi, M., Fukunishi, H., Watanabe, S., Okano, S. *et al.* 2000, Ultraviolet Imaging Spectrometer (UVS) experiment on board the NOZOMI spacecraft: instrumentation and initial results, *Earth Planets Space* **52**, 49.
- Tanaka, H., Ishikawa, T., Masai, T., Sagara, T. *et al.* 1998, Elastic collisions of low-to intermediate-energy electrons from carbon dioxide: Experimental and theoretical differential cross sections, *Physical Review A* **57**, 1798.
- Thiel, W. 1981, *Chemical Phys.* **57**, 227.
- Tian, C. *et al.* Vidal, C. R. 1998, Electron impact dissociative ionization of CO_2 : Measurements with a focusing time-of-flight mass spectrometer, *Journal of Chemical Physics* **108**, 927.

- Tobiska, W. K. 1993, The empirical solar EUV irradiance model EUV94, *EOS Trans. AGU* **74(43)**, 490.
- Tobiska, W. K. 1994, Modeled soft X-ray solar irradiances, *Solar Phys.* **152**, 207.
- Torr, M. R. et Torr, D. G. 1985, Ionization frequencies for solar cycle 21: Revised, *J. Geophys. Res.* **90**, 6675.
- Torr, M. R., Torr, D. G. et Hinteregger, H. E. 1980, Solar flux variability in the Schumann-Runge continuum as a function of solar cycle 21, *J. Geophys. Res.* **85**, 6063.
- Torr, M. R., Torr, D. G., Richards, P. G. et Yung, S. P. 1990, Mid- and low-latitude model of thermospheric emissions. I - O^+ (2P) 7320 Å and N_2 (2P) 3371 Å, *J. Geophys. Res.* **95**, 21147.
- Walls, F. L. et Dunn, G. H. 1974, Measurement of total cross sections for electron recombination with NO^+ and O_2^+ using ion storage techniques, *J. Geophys. Res.* **79**, 1911.
- Whitten, R. et Colin, L. 1974, The ionospheres of Mars and Venus, *Rev. Geophys. Space Phys.* **12**, 155.
- Wickwar, V. et Kofman, W. 1984, Dayside red auroras at very high latitudes - The importance of thermal excitation, *Geophys. Res. Lett.* **11**, 923.
- Yamamoto, T. et Tsuruda, K. 1998, The Planet-B mission, *Earth Planets Space* **50**, 175.
- Yee, J. H., Abreu, V. J. et Colwell, W. B. 1989, Aeronomical determination of the quantum yields of $O(^1S)$ and $O(^1D)$ from dissociative recombination of O_2^+ , *Dissociative Recombination: Theory, experiments and applications* .

Annexes

Annexe A

Termes de collisions

Les termes de collisions sont donnés par Schunk (1977):

$$\frac{\delta M_i}{\delta t} = \sum_t \nu_{it}(u_t - u_i)\phi_{it} + \frac{3}{5} \sum_t \nu_{it} \frac{m_t \frac{q_i}{n_i} - m_i \frac{q_t}{n_t}}{k_b(m_i T_t + m_t T_i)} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\delta E_i}{\delta t} = \sum_t \frac{n_i m_i \nu_{it}}{m_i + m_t} [3k_b(T_t - T_i)\psi_{it} + m_t(u_t - u_i)^2 \phi_{it}] \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\delta q_i}{\delta t} = \sum_t \nu_{it} [-D_{it}^{(1)} q_i + D_{it}^{(4)} \frac{n_i m_i q_t}{n_t m_t} + n_i k_b T_i \frac{5m_i + 2m_t}{2(m_t + m_i)} (u_t - u_i)] - \frac{4}{5} \nu_{ii} q_i - \frac{5}{2} n_i k_b T_i \frac{\delta M_i}{\delta t} \quad (\text{A.3})$$

$D_{it}^{(1)}$ et $D_{it}^{(4)}$ sont des coefficients dépendant des masses des particules.

ϕ_{it} et ψ_{it} sont des facteurs de correction permettant de tenir compte d'importantes différences de vitesses entre les espèces.

ν_{it} sont les fréquences de collisions, dont l'expression dépend de l'interaction considérée (Schunk & Nagy, 1980):

- interaction coulombienne ion-ion

$$\nu_{ij} = B_{ij} \frac{n_j}{T_{ij}^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.4})$$

où B_{ij} est un coefficient numérique tabulé, et T_{ij} la température réduite.

- interaction coulombienne ion-électron

$$\nu_{ei} = 54.5 \frac{n_i z_i^2}{T_e^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.5})$$

- interaction coulombienne électron-électron

$$\nu_{ee} = 54.5 \frac{n_e}{2^{\frac{1}{2}} T_e^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.6})$$

- interaction ion-neutre résonante

$$\nu_{in} = a n_n T_r^{\frac{1}{2}} (1 - b \log_{10} T_r) \quad (\text{A.7})$$

où $T_r = \frac{T_i + T_n}{2}$, a et b étant des constantes tabulées.

- interaction ion-neutre non résonante

$$\nu_{in} = 2.21 \pi \frac{n_n m_n}{m_i + m_n} \left(\frac{\eta_n e^2}{\mu_{in}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.8})$$

où η_n est la polarisabilité de l'atome neutre et μ_{in} la masse réduite.

Annexe B

Taux d'émission volumique et intensité intégrée

Un rayonnement atmosphérique, à une longueur d'onde donnée, peut se quantifier par deux grandeurs: d'une part l'intensité intégrée le long de la ligne de visée d'un observateur (spectromètre UV à bord d'une sonde par exemple), d'autre part par le nombre de photons par unité de volume et de temps émis à l'altitude z , autrement appelé le taux d'émission volumique .

L'unité de l'intensité intégrée est le Rayleigh (R), défini comme la mesure de l'émission omnidirectionnelle du nombre de photons dans une section de surface unité et par seconde.

$$1R = 10^6 \int_{\text{ligne de visée (cm)}} \eta(z) dl \quad (\text{B.1})$$

$\eta(z)$ étant le taux d'émission volumique, exprimé en $\text{photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$.

L'intérêt de cette dernière unité réside dans sa relation directe avec les réactions photochimiques se produisant dans l'atmosphère. En effet pertes et sources s'expriment en $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. La difficulté de son utilisation réside dans le fait qu'il ne s'agit pas d'une grandeur mesurable directement. Elle peut être déduite à l'aide d'une méthode de type tomographie à partir des mesures d'intensité. Les données de l'interféromètre WINDII sont ainsi accessibles en terme de taux d'émission volumique. Par contre les données Mariner ne donnent accès qu'aux intensités intégrées le long de la ligne de visée, trop peu de points de mesures à différentes altitudes ayant permis de déduire le taux d'émission volumique.

Au chapitre 2, le modèle photochimique développé fournit directement le nombre de photons par unité de volume et de temps pouvant être comparé aux données WINDII. Au chapitre 5, la comparaison avec les mesures des sondes Mariner nécessite de calculer l'intensité intégrée. Le détail de ce calcul est le suivant:

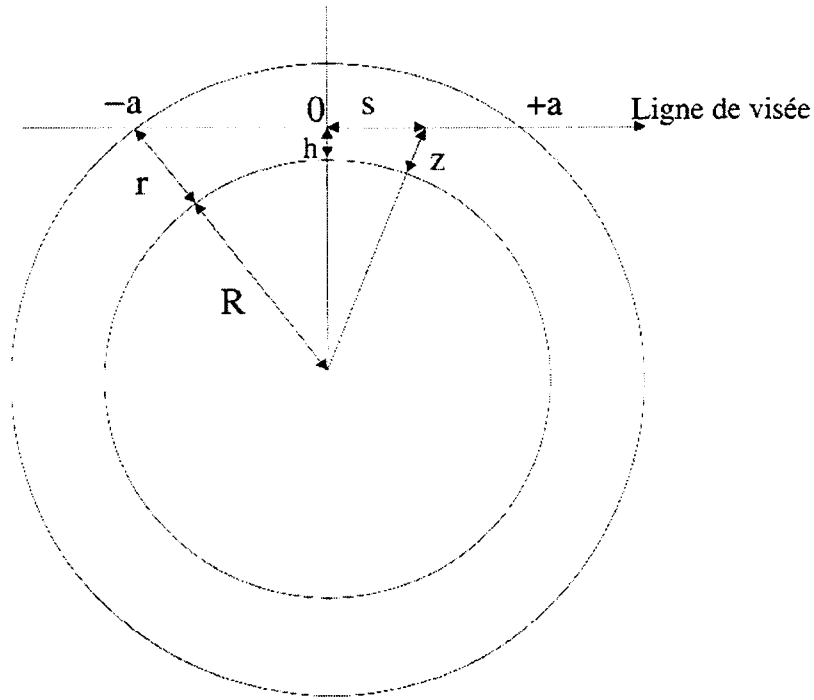


FIG. B.1: Géométrie et calcul de l'intensité intégrée.

La figure B.1 montre une coupe de l'atmosphère, la verticale le long de laquelle les paramètres ionosphériques et le taux d'émission volumique sont calculés, et la ligne de visée. On considère (dans le cadre de cette thèse) que le profil du taux de photons produits est constant: il ne dépend pas de la location (latitude, longitude). L'intensité, définie pour l'altitude tangente h , est alors le résultat de l'intégration du taux le long de la ligne de visée, entre $-a$ et a , avec:

$$a = ((R + r)^2 - (R + h)^2)^{0.5} \quad (\text{B.2})$$

R étant le rayon de la planète (3395 km) et r la hauteur de l'atmosphère (prise égale à 600 km).

En chaque point de cette ligne de visée, le taux varie avec l'altitude. L'abscisse s et l'altitude z sont reliées selon:

$$s^2 + (R + h)^2 = (R + z)^2 \quad (\text{B.3})$$

Concernant les émissions lumineuses dans l'atmosphère martienne de l'ion CO_2^+ et de l'oxygène atomique à 297.2 nm, l'intensité est donc calculée selon:

$$4\pi I = \int_{-a}^a \eta(s) ds = 2 \int_{-a}^0 \eta(s) ds \quad (\text{B.4})$$

Dans le cas de l'émission de l'oxygène atomique à 135 nm, il est tenu compte de la réabsorption par le CO_2 . L'intensité s'exprime alors:

$$4\pi I = \int_{-a}^a \eta(s) \exp(-\sigma_{CO_2}(\lambda = 135nm) \int_{-a}^s n_{CO_2} ds') ds \quad (\text{B.5})$$

Annexe C

**Proposition pour la mission
DYNAMO**

DYNAMO MISSION:
A proposal for the modeling of Mars ionosphere
and line selection for the UV Spectrometer

Witasse, O., Lilensten, J.
Laboratoire de Planétologie de Grenoble
Université Joseph Fourier Grenoble I, FRANCE
email: Olivier.Witasse@ujf-grenoble.fr

Blelly, P.-L.
Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, FRANCE
Nagy, A.
Department of Atmospheric, Oceanic and Space Sciences
University of Michigan, USA

Fox J. L.
Institute for terrestrial and Planetary Atmospheres
State University of New York at Stony Brook, USA

Bertaux, J.-L., Quémerais, E.
Service d'Aéronomie, FRANCE
Dutuit, O., Alcaraz, C., Thissen, R.
L.U.R.E.

Université Paris XI, FRANCE

Clarke, J.
University of Michigan, USA
Luhmann, J. G.

Space Sciences Laboratory
University of California, USA

Bougher, S. W.,
Lunar and Planetary Laboratory
University of Arizona, USA

Galand, M.,
NOAA / Space Environment Center, USA

Abstract

Dynamo is a small orbiter placed in a polar elliptical orbit of low periapses. In this scientific proposal, we show the new knowledge that the UV airglow observations will bring. The coupling with adapted ionospheric/thermospheric codes will give access to the thermosphere, exosphere and ionosphere compositions, to the exospheric temperature, to the excitation and ionization processes and therefore to the penetration of the interplanetary magnetic field in the atmosphere, to the escape rates and to the martian chemistry.

1 Introduction

This is a proposal describing a model for the Mars ionosphere that can be used to explore the UV spectral lines that a ultraviolet spectrometer on the Dynamo mission might detect. Dynamo is a micro-orbiter devoted to the exploration of Mars. It is planned to be launched on Ariane V in 2003. The principal objectives of the mission are:

- The mapping of the crustal magnetic field recently discovered by the Mars Global Surveyor spacecraft (*Acuna et al.*, 1998).
- The study of the martian atmosphere, i.e its chemical composition, its thermal structure, dynamics, as well as escape mechanisms.

Inside this second goal, we propose to bring our experience in the modeling of the ionosphere and of the airglow.

The TRANSCAR model is composed of a one-dimensional time-dependent fluid model and a kinetic transport model. This model will be used to study the ionospheric structure of Mars, i.e

- The thermal electron density and temperature.
- The ion (H^+ , O^+ , O_2^+ , CO_2^+ , CO^+) densities, velocities and temperatures.
- The suprathermal electron fluxes.
- The production of ionization and excitation due to suprathermal electrons impact and solar EUV photons.

The model will allow us to quantify the variations of these parameters as a function of time, altitude, latitude, longitude, solar flux and season. Interaction between the planet and the solar wind is not very well known and will also be investigated.

The airglow originates from different processes, such as electron impact, photodissociation by solar photons, and chemical reactions. It is therefore a direct output of TRANSCAR.

In this proposal, we first present briefly what is known regarding the upper martian atmosphere (thermosphere/ionosphere/airglow). In the part 3, the TRANSCAR model will be described, i.e its terrestrial and planetary application. In part 4, a line selection for the UV spectrometer is listed (in the spectral range 118- to 320 nm), and we developed why the study of the airglow can give many information on the martian environment. The UV spectrometer is presented in the next section. The MTGCM Hydrodynamic Model is described in part 6. This model will become an input for the TRANSCAR model. Finally, laboratory experiments in LURE are briefly presented.

2 The martian upper atmosphere

Little is known about the ionosphere of Mars. The experimental data came essentially from Viking and Mariner observations.

2.1 The thermosphere

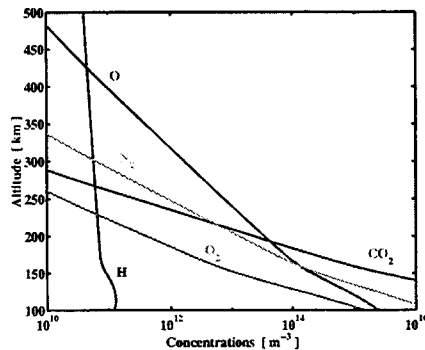


Figure 1: The martian thermosphere.

The neutral mass spectrometers aboard the Viking landers provided in 1976 the first measurements of the thermospheric composition (*Nier and Mc Elroy [1977]*). The major constituent is CO_2 (95 %), while the minor ones are N_2 (2.5 %), Ar (1.5 %), CO (0.42 %), O_2 (0.12 %), CO (0.007 %). Atomic oxygen, whose concentration was inferred from ion composition, becomes the major specie above 200 km altitude. Two other minor constituents - atomic hydrogen and carbon - were detected through their luminosity. Figure 1 shows the density profiles of the thermospheric constituents.

The neutral temperature has been inferred from Viking measurements, and also from UV measurements. It lies between 200 and 400 K.

2.2 The ionosphere

The only in situ measurements were obtained in 1976 by the retarding potential analyzer aboard the Viking landers (*Hanson et al., 1977*). The electron density peak reaches in the dayside 10^5 cm^{-3} at a height of 130 km. The three

detected ions are O_2^+ (major), CO_2^+ and O^+ (figure 2). The measured ion temperature is about 150 K at 130 km and 2000 K near 300 km. Ion velocities have also been measured.

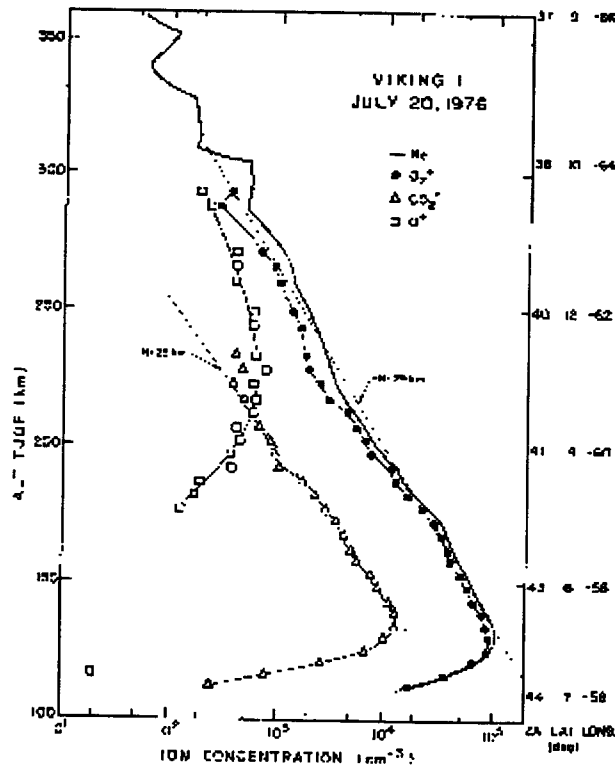


Figure 2: Electron and ion densities profiles of the daytime ionosphere of Mars measured by Viking 1 lander, on July 20, 1976.

2.3 The dayglow

The first measurements of the Martian airglow were made by the Mariner 6 and 7 spectrometers in 1969, in the 110- to 430 nm range, and by the Mariner 9 in 1971, in the 110- to 350 nm range. Emissions from CO , O , CO_2^+ , C and H have been detected (see for example *Stewart, 1972*).

Many information on the atmosphere of Mars was inferred from airglow data. For instance,

- Exospheric temperature.
- H , O and C densities.

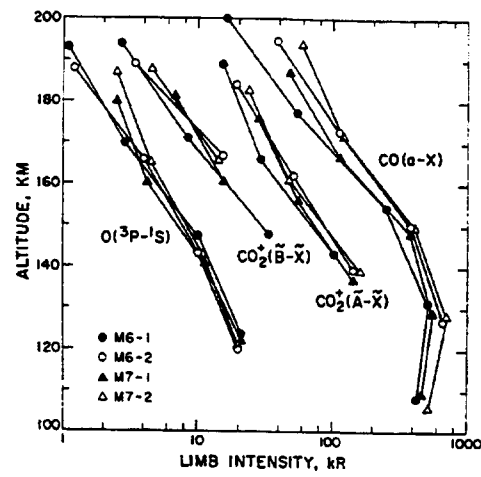


Figure 3: Observed limb intensities of four airglow emissions (from *Stewart* [1972])

- Escape flux.
- Involved photo-chemical reactions.

3 Description of the TRANSCAR model

3.1 Code description and terrestrial applications

As far as energy is concerned, the ionospheric population is mainly made of two kinds of particles. The most abundant one is the thermal population. It is usually understood to be characterized by a Maxwellian energy distribution. Each ion may have its own distribution, different from the electron one. The processes driving this population are strongly time dependent : chemical reactions with their reaction rates, collision frequencies, dynamics (neutral winds) ... The behavior of this population is global. Therefore, a time-dependant fluid description is well suited to describe it. The hottest one is mainly made of electrons with non-Maxwellian distributions, and energies many times greater than the mean thermal energy. It originates either in the magnetosphere (electron and proton precipitation) or in the atmosphere, through photoionization. Each of these primary particle can create many ionizations and excitations. But their transport in the ionosphere is so fast that it can be considered as instantaneous in front of the time of the precipitated event or solar intensity changes. Therefore, a steady-state kinetic description is required for this population. The TRANSCAR model closely follows the energetic description of the ionosphere above. At a time t , the " hot " population is described by a kinetic Boltzmann equation (Lummerzheim and Lilensten, 1994): EUV solar flux (Torr and Torr, 1985 ; Tobiska, 1993 ; Richards et al., 1994), or particle precipitation are given as inputs. They interact with the neutral atmosphere (MSIS, Hedin 1991) with regard to the absorption and collision cross sections of each neutral constituent. Also as inputs are the electron densities and temperatures, which are computed by the fluid part. The kinetic code computes (within other parameters) the ions and electron production rates, which feed the fluid part of the model. The fluid part is based on an eight-moment approximation of Boltzmann's equation (Schunk, 1977). The resulting set of equations projected along the line of sight allows the determination of the density, velocity, temperature and heat flow of each species. Electron density and velocity are solved assuming charge neutrality and ambipolar flow. Electric field effect is taken into account. The model describes the ionosphere from 90 to 3000 km, solving the set of equations for molecular and atomic ions.

A flow chart of the coupling is shown in figure 4. Details may be found in Diloy et al. (1996). It has proven to be able to describe the ionosphere both on a statistical point of view and when comparing specific measurements with computations. On a statistical point of view, we could successfully compare computed electric conductivities with 3 years of EISCAT measurements (Lilensten et al., 1996). On the other hand, we tested the model versus sporadic events, by comparing electron density and temperature, and ion temperature and composition to several EISCAT experiments (Blelly et al., 1996). In order to do a successful comparison during quiet day time and during night time

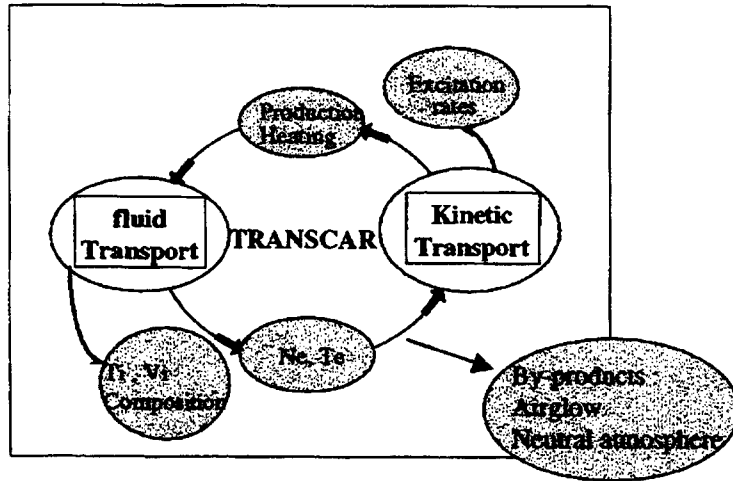


Figure 4: Synopsis of the TRANSCAR model. Both parts of the code are dynamically coupled. The fluid code provides electron density and temperature to the kinetic code, which provides production rates and electron heating rates to the fluid code.

precipitation, we only had to adjust the neutral atmosphere and the shape and intensity of the particle precipitation. Therefore, TRANSCAR turns out to be a useful tool in estimating the neutral atmosphere, when used for simulating real experiments. The fact that we perform the fit on 4 parameters leads us to solve all the momentum equations. Then, it is very unlikely to find an other realistic neutral composition. A modification allows to fit one parameter but not all of them. Many other comparisons have shown that the atomic oxygen is the most variable of the three major terrestrial neutral component (Witasse et al., 1999). It can vary by a factor of 2 during magnetic storms, which had already been forecasted by several authors (Solomon et al., 1988). The molecular oxygen and nitrogen are usually approximately well reproduced by the MSIS model at high latitude, and a factor of 30% is about the maximum of possible decay. Using TRANSCAR, a theoretical study has shown that the ion composition is strongly dependent on the intensity of the electric field (Diloy et al., 1996). Finally, we could also simulate the oxygen red and green volume emission rates ($\lambda = 558$ and $\lambda = 630$ nm) during several coordinated experiments between the EISCAT radar and the WINDII interferometer onboard the

UARS spacecraft (Witasse et al., 1999), as shown on figure 5.

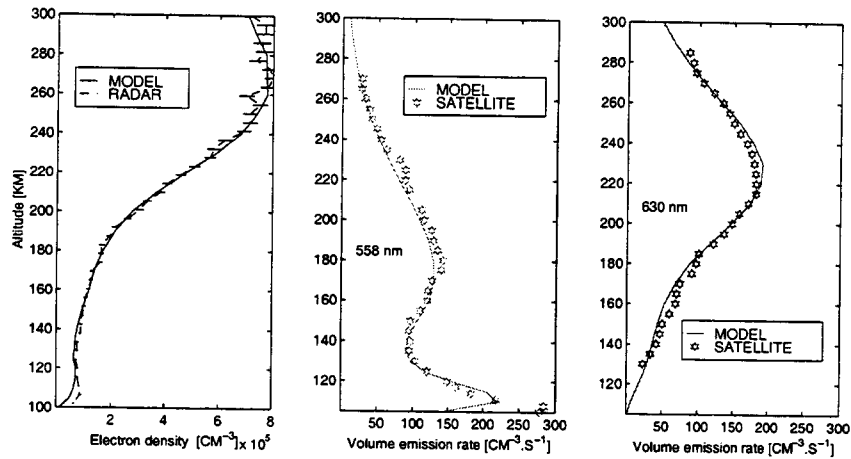


Figure 5: Modeling of the oxygen red and green volume emission rates, during coordinated experiments between the EISCAT radar and the WINDII interferometer onboard the UARS spacecraft. From left to right, one can see (a) a comparison between electron density profile measured by the radar and modeled by TRANSCAR (b) a comparison between the modeled and measured volume emission rate profiles for the green line (c) same comparison for the red line.

To summarize, the external inputs are :

- The solar flux on top of the ionosphere.
- The neutral atmosphere.
- The topside downward electron heat flow imposed on the fluid model ; this accounts for thermal conduction effects.
- The number flux and mean energy of precipitating electrons imposed on the kinetic code, corresponding to suprathermal energy exchanges.

The main outputs, at a time resolution of about 1 s at fastest and over an altitude range of 90 to 3000 km are :

- Electron and ion productions, compositions, and concentrations.
- Excitation rates.
- Electron heating rate, electron and ion temperatures.
- Ion velocity and heat flux.

- A by-product is the neutral atmosphere estimate, when the model is used to reproduce experimental measurements.
- A second by-product is the airglow.

3.2 Planetary applications

3.2.1 Titan

We have solved the stationary Boltzmann kinetic transport equation to describe the ionosphere of Titan in two simple cases. The first one deals with the satellite being outside the Kronian magnetosphere on the dayside of Saturn (strong solar wind). We have evaluated the effect of the photoionization and the secondary ion production for a solar zenith angle of 45 degrees. From these results, we deduced the intensity of different N_2 emission lines, that have been successfully compared with the Voyager 1 measurements. We estimated the electron density from a full chemical code. This electron density was then compared with the one computed from a simple recombination model. A single recombination coefficient has been proposed, in order to derive a good estimate of the electron density from the single computation of the photoionization. In the second case, the satellite is inside the Kronian magnetosphere. We showed the effect of the ionization due to electron precipitations at night, above the polar regions. The input electron flux is measured by the Voyager probes, gathered from several instruments onboard. A simple Kappa law has been given to model a mean electron flux precipitating on Titan. We showed that the electron production ranges between 1 to 5 electrons. $s^{-1}.cm^{-3}$ between about 550 and 650 km. The electron production due to the photo-ionization above the pole was evaluated and compared with the effect of the Kronian electron precipitations (Galand et al., 1999)

3.2.2 Jupiter and Saturn

The large amount of data available for the Earth makes affordable modelling of the Earth ionosphere in a quantitative manner, which can be compared to the observations in order to understand the behavior of this complex medium. The efforts done for the comprehension of the observations allow then to develop a good diagnosis tool which can be adapted to ionospheres of planets presenting similarities with the Earth. Essentially, the main constraint is the one dimensional feature of TRANSCAR model which is well suited for studies on auroral regions of planets with intrinsic magnetic field. Jupiter and Saturn are good candidates and then we adapted the code to these planets ; the chemistry is quite different since it is mainly hydrogen chemistry with the difference that H^+ dominates the ionosphere of Jupiter and H_3^+ is the main species in Saturn's ionosphere. However, the lack of measurements is a major obstacle to the understanding of the medium since large uncertainties remain

on the chemical rates and the neutral atmosphere. As a matter of fact, the preliminary tests made on Jupiter give a maximum of electron concentration around 600 km above the zero reference level, while the measurements show a peak around 1600 km, though the amplitude values of the maxima are similar. Apparently, the movement of the neutral atmosphere, which was not included in the model, is partly responsible for the discrepancy.

3.3 Preliminary results for the Martian ionosphere

Mars has no intrinsic magnetic field and then, the adaptation of TRANSCAR model is not straightforward. However, the magnetic measurements show that the interplanetary magnetic field can penetrate deeply in the martian ionosphere, creating similar conditions as an intrinsic field and therefore a simple model may be developed which only needs to account for the features associated to this induced magnetic field. This requires to add a specific transport equation for the magnetic field and imposes constraints on the geometry. In the initial model, we describe the vertical structure of the ionosphere assuming that the magnetic field is horizontal and its intensity varies with altitude. For the preliminary test, very simple schemes of ion production from neutral atmosphere (figure 1) and electron heating were used. Nevertheless, with these assumptions, the vertical profiles of the main ions are well reproduced (figure 6).

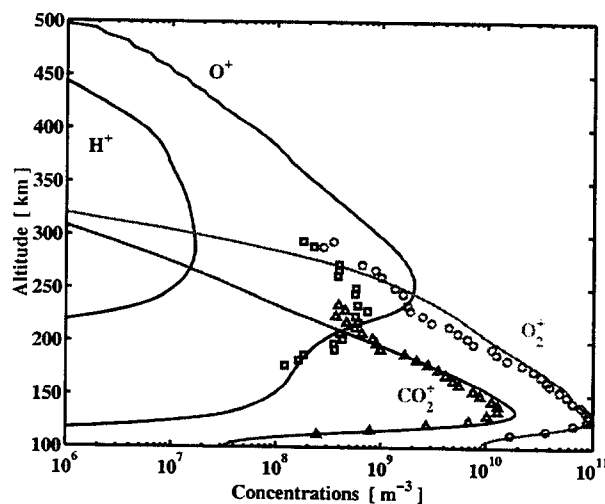


Figure 6: Comparison between measured and modeled ion density profiles.

The results of the simulation clearly show that :

- below 160 km, the photochemistry dominates and the ionosphere struc-

ture is like a Chapman layer, with O_2^+ as a major ion although CO_2^+ is the main primary ion produced from the photoionization of neutral atmosphere ;

- above 180 km, the vertical transport of ionized species is predominant (figure 7).

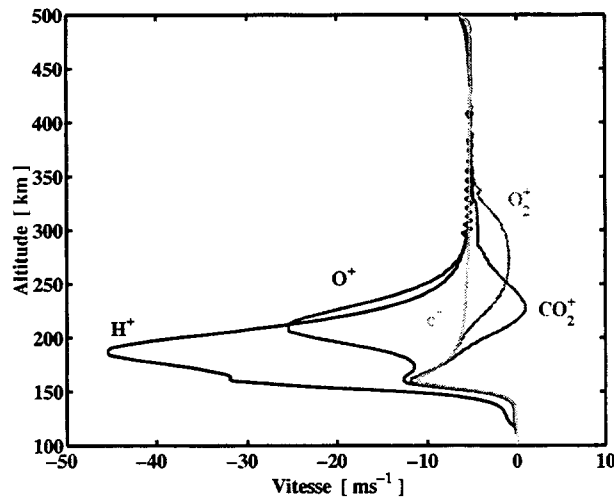


Figure 7: Modeled ion velocities.

The inclusion of the transport equation for the magnetic field is a major feature in the modelling since it results in a downward ion flux associated to Lorentz force, which brings the ions in a region where the chemical recombination processes are dominant, controlling by then the vertical scale height of the electrons. The results on O^+ ions are not satisfactory and may be due to lacks in the representation of source/sinks of this species, such as pick-up or sputtering processes which may alter the structure of the oxygen at upper altitudes. This simulation also shows the strong influence of the neutral atmosphere and especially the thermospheric temperature on the behaviour of the ions and then the ionospheric parameters may provide important constraints for the neutral atmosphere in the view of Dynamo mission.

4 Line selection for the DYNAMO UVS

On the DYNAMO mission, an UV spectrometer is expected to fly (*Bertaux*, 1999). It will operate in two modes: in the occultation mode, the line density of CO_2 , O_3 and dust will be retrieved as a function of altitude, and inverted to

get local density of CO_2 . In the airglow mode, the spectrum will be recorded as a function of height, over the 118- to 320 nm range.

The combined measurements and modeling of the plasma parameters described in the previous section and of the airglow give many information on the ionosphere, the thermosphere, and the exosphere, and also on excitation and ionization mechanisms. A review on airglow emissions from the martian atmosphere (and from other planetary atmospheres) has been written by *Fox* (1986). It includes a lot of information on the production processes. In this part, we briefly develop the scientific objectives of airglow measurements. A classification into three groups has been made: thermospheric lines, exospheric or coronal lines and ionospheric lines. A selection for the UV spectrometer is listed in tables 1 and 2. We focussed on the dayglow. however, it is possible to simulate the nighttime emission, as did *Haider et al.* [1992]. It is also exciting to investigate possible nightside aurora, like on Venus (*Fox and Stewart* [1991]).

4.1 Thermospheric lines

Carbon Emission of the atomic carbon (λ 1561 and 1657 nm) will be used to derive its density (*Mc Elroy and McConnel*, 1971).

Molecular nitrogen N_2 Vegard-Kaplan and N_2 LBH bands have not been observed in the martian atmosphere. They have been modeled by *Fox and Dalgarno* [1979]. *Galand et al.* [1999] modeled also these lines on Titan, using the kinetic part of the TRANSCAR model. They successfully compared them with Voyager 1 data. Their observations in the Martian thermosphere should give information on N_2 density.

4.2 Exospheric or coronal lines

Hydrogen The Hydrogen Lyman α line at 121.6 nm was one of the features observed by the Mariner 6, 7 and 9 Ultraviolet spectrometer. *Anderson and Hord* [1971] derived from Mariner 6 and 7 data an exospheric temperature of 350 K, an exobase hydrogen density of $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. They estimated an escape flux equal to $1.8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Galand et al. [1998] have shown that a fine resolution ($< 0.2 \text{ nm}$) of this line would give access to an important and new parameter : the angular distribution of the Hydrogen precipitation, which results in a Doppler decay. That would give clues on the proton/hydrogen scattering in the martian atmosphere.

Carbon monoxide The Fourth Positive bands of CO (λ 128 – 280 nm) may be used to derive the CO and CO_2 densities, because the production rate is proportional to these quantities. The data concerning the Cameron Band (λ 180 – 260 nm) will be used to retrieve the exospheric temperature (*Stewart*, 1972).

Line	λ (nm)	Observed	Sources	Interest
H Lyman α	121.6	yes	resonance scattering	Exospheric temperature Abundance of H Escape Flux Proton transport
CO Cameron Band	180-260	yes	Electron impact on CO_2 and on CO Photo-dissociation of CO_2 Dissociative recombination of CO_2^+	CO_2 density Ionosphere composition Exospheric temperature
CO Fourth Positive band	128-280	yes	same as above	CO and CO_2 densities
CO_2^+ doublet	288.3	yes	Photo-ionization of CO_2	Ionization rate profiles
	289.6	yes	Electron impact on CO_2 Resonance scattering	
CO_2^+ bands	280-500	yes	same as above	same as above
O triplet	130.4	yes	Electron impact on O and on CO_2	O density
O line	161.4	no	Photo-dissociation of CO_2 Resonance scattering	
O doublet	135.6	yes	Electron impact on O and on CO_2	same as above
O	297.2	yes	Electron impact on O and on CO_2 Photo-dissociation of CO_2 Dissociative recombination of O_2^+	Thermosphere/ionosphere composition
C	1561	yes	resonance scattering	C density
	1657	yes	Photo-dissociation of CO_2 Electron impact on CO_2	

Table 1: Line selection for the UV spectrometer.

Line	λ (nm)	Observed	Sources	Interest
CO^+	276.3-305.6	no	Electron impact	Photo-ionization
N_2 VK	221.6-376.0	no	Electron impact on N_2	N_2 density
N_2 LBH	135.4-155.5	no	Same as above	Same as above
N^+ doublet	214.4	no	Electron impact on N_2 Photo-ionization of N_2	Electron impact excitation
N^+ line	306.3 nm	no	same as above	same as above
O^+	247.0	no	Electron impact	O^+ density Study of the pick-up ions
NO^{++}	256.3	no	Electron impact	double photo-ionization
N_2^{++}	159.0	no	Electron impact	double photo-ionization

Table 2: Line selection for the UV spectrometer.

Atomic oxygen The 130-nm emission occurs via a transition from the 3S to the 3P state. Its analysis is complex because it requires the use of a radiative transfer model (Meier, 1991). Thomas [1971] analyzed Mariner 6 data and derived an O/CO_2 mixing ratio of 3% at a height of 135 km. Stewart *et al.* [1992] simulated this 130-nm emission measured by the Mariner 9 spectrometer. They used the Mars thermospheric general circulation model calculation (MTGCM) of Bougher *et al.* [1988] and the Monte Carlo partial frequency redistribution multiple scattering code of Meier and Lee [1982]. They found that the decline in atomic oxygen through the daylight hours predicted by the MTGCM model cannot be reconciled with the excess afternoon brightness seen in the data. Spectrometer observations should help to resolve this problem.

The 164.1-nm emission occurs via a transition from the 3S to the 1D state. The 164.1 to 130.4 nm line ratio may be used as an indicator of the O density (Meier, 1991), since the dependence is near linear.

The 135-nm emission originates from the 1S - 3P transition. The major source of the 135 nm emission is electron impact on atomic oxygen. This line should be therefore used as an indicator of the O density. The 135 to 130 nm line ratio contains also information on the O density.

The emission of the atomic oxygen at 297.2 nm is due to the de-sexcitation of the 1S to the 1D state. It originates from several sources, i.e electron impact, photo-dissociation and dissociative recombination. Modeling this emission allows to study densities of both the ionosphere and the thermosphere. The TRANSCAR model already showed that it can accurately describe in the Earth's ionosphere the emission of the atomic oxygen from the 1S and 1D states

at 557.7 and 630 nm (*Witasse et al.*,1999). The excitation processes of these lines are the same than for the emission at 297.2 nm.

The study of the oxygen airglow will also give information on the escape rates, and on the interaction between the solar wind with the ionosphere, since the atomic oxygen is the major constituent of the atmosphere above 200 km.

4.3 Ionospheric lines

Carbon dioxide ions CO_2^+ doublet and CO_2^+ bands (λ 289 and 280 – 500 nm) will be used to extract the CO_2 ionization rate profile (*Fox and Dalgarno*, 1979).

All the next features of the airglow have been not identified in the recorded spectra. However, we might expect the existence of these lines.

Atomic oxygen ion Many emissions of the O^+ ion may be observed but only the line at 247 nm ($^2P - ^4S$ transition) may be identified in the 110- to 320 nm range. Its intensity should be weak. However, we add it in the line selection, because it can give information on the upper ionosphere and on the ions picked up by the solar wind.

CO^+ ion The CO^+ emission bands (transition B-X) have already been observed by electron impact in the laboratory (*Cossart and Cossart-Magos*, 1995), over the 276.3- to 305.6 nm range. Furthermore, new bands at 225 and 226 nm corresponding to D-A (0,0) transition were detected by the same authors. Their discovery in the martian ionosphere would certainly constitute a very challenging goal.

Atomic nitrogen ion The N^+ emissions at 214.4 and 306.3 nm originate from electron impact on the N_2 molecule and from photo-ionization (*Sharp*, 1986). The observation of these lines will give information on those excitation mechanisms in the atmosphere of Mars.

Doubly-charged ions At the moment, three doubly-charged ions have been identified as being able to emit optical radiation: N_2^{++} (*Cossart et al.*, 1985), NO^{++} (*Cossart et al.*, 1987) and CO^{++} (*Cossart and Cossart-Magis*, 1995). Because of the range of the UV spectrometer, only emission of N_2^{++} at 159 nm and of NO^{++} at 256.3 nm could be theoretically detected in the Martian ionosphere. That will allow us to study the double photo-ionization on Mars. The kinetic part of TRANSCAR is particularly adapted to this work.

5 UV observations

Although this scientific proposal does not intend to describe precisely the

instrumentation, the purpose of this section is to introduce the UV spectrometer that could perform the needed observations. It is based on the SPICAM Light instrument (Bertaux et al., 1999). SPICAM Light is a UV-IR instrument selected for Mars Express to recover most of the science that was lost with the demise of Mars 96, where the SPICAM set of sensors was dedicated to the study of the atmosphere of Mars (SPectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars). The UV spectrometer (118 - 320 nm, resolution 0.8 nm) is dedicated to nadir viewing, limb viewing and vertical profiling by stellar occultation. To estimate the expected performances, we take into account the optical characteristics of the UV spectrometer components, quantum efficiency of the photocathode, star spectrum, and its reddening due to the interstellar dust absorption. We can then estimate the signal-to-noise ratio of the UV spectrometer in stellar occultation mode. Adopting a formulation of Henry, we found that there are 9 stars giving more than $104 \text{ phot.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{nm}^{-1}$ at 220 nm, and 86 stars giving more between 103 and $104 \text{ phot.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{nm}^{-1}$. For these two thresholds, the S/N ratio is respectively $S/N > 91$ and $S/N > 29$. Of course there are many pixels which may be used to determine the CO_2 or ozone absorption: 100, and this gives an idea of accuracy achieved on the retrieval of line density of CO_2 and O_3 . The accuracy should be of the order of 2-10% for CO_2 (20 to 160 km) and Ozone (below 50 km). For an extended source observations the whole slit is illuminated, and it is possible to integrate over n lines of the CCD. The expected number of photoevents is $2.5 \cdot 10^5$ per nm at 270 nm, that yields S/N 500 for 1 second of integration. For limb observations, a typical airglow of emission of 8 kR.nm^{-1} as recorded at the bright limb by Mariner 9, results in, there are 4000 photoevents per pixel at 220 nm, yielding a S/N of 62. At wavelengths longer than 300 nm, the large slit would be used for better S/N ratio if necessary. Along the large slit, where the spectral resolution is about 5 nm, there is 10 times more flux on each pixel than along the narrow slit. It is possible again to integrate over n lines of the CCD. If $n=50$ it will yield 104 photoevents per nm at 270 nm, or a S/N of 100 for 1 second of integration.

6 3D model: MTGCM Hydrodynamic Model

The MTGCM is a 3-D upper atmosphere-ionosphere model [Bougher et al. 1988; 1990; 1993; 1997; 1999a,b] that has been used successfully to address the Mars upper atmospheric structure and dynamics above ~ 70 km. The code itself is a finite-difference primitive equation model that self-consistently solves for neutral temperatures, neutral-ion densities, and 3-component neutral winds over the globe. Most importantly, the MTGCM is firmly based on well studied CO_2 energetic and chemical processes for Venus that should apply to Mars as well [Bougher, 1995]. Prognostic equations for the major neutral species (CO_2 , CO, N_2 , and O), selected minor neutral species (Ar and O_2), and several

photochemical ions (e.g. O_2^+ , CO_2^+ , O^+ , NO^+ below 200 km) are included. Zonal, meridional, and vertical velocities, total temperatures, and geopotential heights are also obtained on 33-pressure levels (above 1.32 μ bar), corresponding to \sim 70-300 km, with a 5 degrees latitude and longitude resolution. The vertical coordinate is log-pressure, with a vertical spacing of two grid points per scale height. Adjustable parameters which can be varied for individual MTGCM cases include the F10.7 index (solar EUV/UV flux variation), heliocentric distance (orbital variation), solar declination (seasonal variation), and the maximum eddy coefficient (K_t) for eddy diffusion and viscosity. The MTGCM can also be modified to accommodate atmospheric inflation/contraction and semi-diurnal (2,2) to (2,6) tidal mode amplitudes and phases consistent with episodic dusty conditions present in the Mars lower atmosphere during dust storm events [Bougher et al. 1993; 1997; 1999a].

The MTGCM has been validated using Mariner 9 Ultraviolet Spectrometer (UVS) datasets that provide dayside oxygen mixing ratios near the ionospheric peak [Stewart et al. 1992]. Several airglow measurements by various spacecraft (Mariner 6, 7, 9) and descent probe density profiles (Viking 1 and 2, Mars Pathfinder) provide scale heights and inferred temperatures for constraining MTGCM simulations [e.g. Stewart et al. 1972; Nier et al. 1977; Seiff and Kirk, 1977; Barth et al. 1992; Schofield et al. 1997]. Most recently, Mars Global Surveyor (MGS) Accelerometer data obtained during its two aerobraking phases has been used to validate the simulated MTGCM vertical, latitudinal, and diurnal structure [Keating et al. 1998; Bougher et al. 1999a]. In the Fall of 1999, the Mars Climate Orbiter (MCO) will undergo aerobraking at lower thermospheric heights, again providing a probe of atmospheric structure. In 2004, the Japanese Planet-B (Nozomi) mission is slated to arrive at Mars and investigate the thermosphere and the solar wind-ionosphere interaction above \sim 150 km. Solar cycle variations of Mars thermospheric temperatures, densities, and airglow intensities have been crudely observed thusfar. However, with the advancement of solar cycle 23 (1997-2006), these MGS, MCO, and Planet-B missions will make in-situ and remote measurements covering SMIN to SMAX conditions. DYNAMO would also provide airglow, neutral-ion density, neutral temperature and wind measurements (probably during the rising phase of solar cycle 24).

The MTGCM code can be used to supply neutral densities and temperatures as well as first order estimates of photochemical ion densities to the 1-D TRANSCAR code for various solar, orbital, seasonal, and dust conditions at Mars. MTGCM output fields can be tabulated as a function of altitude, latitude, local time, season, dust, and solar flux conditions in a format suitable for ingestion into the TRANSCAR code.

7 Laboratory measurements

In order to have a good prediction of the ion densities, it is necessary to take into account all their productions and loss reactions. Laboratory measurements are not available for all the possible reactions in the Mars ionosphere, in particular for ions in an excited state. It is proposed to study these reactions with the apparatus called CERISES, which uses synchrotron radiation on a beam line in LURE (the french synchrotron radiation facility) to produce state-selected reactant ions by photo-ionization with VUV photons and a coincidence technique to select them in internal energy. In particular, data will be collected for the reactions of excited oxygen ($O^+(^2P)$ and (^2D)) and nitrogen ($N^+(^1D)$) atomic ions with the main neutral constituents of Mars (CO_2 , N_2 , O_2).

8 Conclusion and perspectives

The TRANSCAR code already showed that it can describe with accuracy the Earth ionosphere and the atomic oxygen forbidden lines. On Titan, the intensity of molecular nitrogen emission lines have been successfully compared with the Voyager 1 observations. We showed some interesting preliminary results regarding the modeling of the martian ionosphere, in the daytime. Regarding the airglow, the code is particularly adapted to model the emissions arising from electron impact, photo-dissociation/photo-ionization due to solar photons, and chemical reactions (OI at 297.2 and at 135 nm, CO^+ , $N_2 N^+$, O^+ , and emission of doubly-charged ions). Its utility will be increased by the use of an hydrodynamic code (MTGCM). This second code can be used to supply neutral densities and temperatures as well as first order estimates of photochemical ion densities to the 1-D TRANSCAR code for various solar, orbital, seasonal, and dust conditions at Mars. MTGCM output fields can be tabulated as a function of altitude, latitude, local time, season, dust, and solar flux conditions in a format suitable for ingestion into the TRANSCAR code.

To summarize, we propose the following goals:

- Predictions of thermospheric/exospheric/ionospheric airglow features (day and night), before the NOZOMI and DYNAMO mission data analysis begins (including nightside auroras).
- Analysis of airglow processes (including the role of neutral dynamics) using NOZOMI and DYNAMO UVS airglow data. The combined observations of these lines and their modelization will permit to obtain information on the densities of both the ionosphere and the thermosphere, on the exospheric temperature, and also on excitation and ionization processes occurring in the martian atmosphere.

- Analysis of the penetration of the interplanetary magnetic field in the martian atmosphere. Indeed, the inclusion of the transport equation for the magnetic field which results in a downward ion flux associated to Lorentz force. This brings the ions in a region where the chemical recombination processes are dominant.
- Predictions of plasma densities, temperatures and velocities, as a function of time, altitude, latitude, longitude. The code will allow to study the sensitivity of these parameters to the solar EUV fluxes, seasons and dust storms (through the 3-D model). Close collaboration is needed with two instruments aboard DYNAMO: the Langmuir probe, which is devoted to the measurement of the electron density and temperature; and the ion/neutral mass spectrometer, which will measure the ion velocities, temperatures and composition.
- Evaluation of ionospheric properties and their relation to neutral thermospheric structure. Estimate of the neutral atmosphere, when the model is used to reproduce experimental measurements.
- To extract exospheric escape rates (hot neutrals, ion-pickup, etc). The pick-up ions and sputtering calculations are based on the derived upper atmosphere densities.
- Investigation of the double ionization of NO and N_2 , and the single to the quadruple ionization of CO_2 (*Tian and Vidal, 1998*).

Schedule

- Year 1999-2000: - the kinetic part of TRANSCAR will be adapted to the martian ionosphere, and to the fluid model. The most recent atomic physics parameters will be used.
 - Comparisons with Viking measurements, and also with other ionospheric models (e.g. *Fox and Dalgarno [1979]*, *Shinagawa and Cravens [1989]*).
- Year 2000: - Modeling of the martian airglow. Comparisons with Mariner observations and with the calculations of *Fox and Dalgarno [1979]*.
 - Scientific visit in the USA (Tucson), in order to study the coupling between 1-D and 3-D models, and to progress in the airglow calculations.
 - Laboratory experiments with CERISES in LURE on the O^+ and N^+ reactions.

The present study is included in the fourth field of the Dynamo mission "Atmosphere/Ionosphere/Solar Wind", lead by the coordinating scientists Michel Blanc and Andrew Nagy. Strong collaborations with other Dynamo instrument scientists and scientists of the third field "Mesosphere-Thermosphere Dynamics" is planned.

References

- [1] Acuna *et al.*, Magnetic field and plasma observations at Mars: Initial results of the Mars Global Surveyor Mission, *Science*, 279, 1676, 1998.
- [2] Anderson, D. E., and Hord, C. W., Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: analysis of Hydrogen Lyman α data, *Journal of Geophysical Research*, 76, 6666, 1971.
- [3] Barth, C. A., A. I. F. Stewart, S. W. Bougher, D. M. Hunten, S. A. Bauer, and A. F. Nagy, *Mars, Ch. 5.7: Aeronomy of the Current Martian Atmosphere*, U. of Arizona Press, 1054-1089, 1992.
- [4] Bertaux, J.-L., Thermal structure and chemical composition of the atmosphere by UV limb sounding, DYNAMO International Workshop, 1999.
bibitem Bertaux, J.-L., et al., The study of Mars atmosphere from ground to top with SPICAM light on Mars Express, 1999.
- [5] Bletly, P-L, J. Lilensten, A. Robineau, J. Fontanari, and D. Alcaydé, Calibration of a numerical ionospheric model using EISCAT data : effect of the neutral atmosphere and the suprathermal electrons on the ionospheric plasma structure, *Ann. geophysic*, 1996
- [6] Bougher, S. W., Comparative thermospheres: Venus and Mars, *Adv. in Space Research*, 15, #4, 21-45, 1995.
- [7] Bougher, S. W., Dickinson, R. E., Roble, R. G., and Ridley, E. C., Mars thermospheric general circulation model: Calculations for the arrival of Phobos at Mars, *Geophysical Research Letters*, 15, 1511, 1988.
- [8] Bougher, S. W., R. G. Roble, E. C. Ridley, and R. E. Dickinson, The Mars thermosphere II. General circulation with coupled dynamics and composition, *J. Geophys. Res.*, 95, 14811-14827, 1990.
- [9] Bougher, S. W., E. C. Ridley, C. G. Fesen, and R. W. Zurek, Mars mesosphere and thermosphere coupling: Semidiurnal tides, *J. Geophys. Res.*, 98, 3281-3295, 1993.
- [10] Bougher, S. W., J. M. Murphy, and R. M. Haberle, Dust Storm Impacts on the Mars Upper Atmosphere, *Adv. in Space Research*, 19, #8, 1255-1260, 1997.
- [11] Bougher, S. W., G. M. Keating, R. W. Zurek, J. M. Murphy, R. M. Haberle, J. Hollingsworth, and R. T. Clancy, Mars Global Surveyor Aerobraking : Atmospheric Trends and Model Interpretation, *Adv. in Space Research*, in press, 1999a.

- [12] Bougher, S. W., S. Engel, R. G. Roble, and B. Foster, Comparative Terrestrial Planet Thermospheres : 2. Solar Cycle Variation of Global Structure and Winds at Equinox, *J. Geophys. Res.*, in press, 1999b.
- [13] Cossart, D., Launay, F., Robbe, J. M., and G. Gandara, *J. Mol. Spectry.*, 113, 142, 1985.
- [14] Cossart, D., Bonneau, M., and Robbe, J. M., *J. Mol. Spectry.*, 125, 413, 1987.
- [15] Cossart, D. and Cossart-Magos, C., A new spectral emission of rotationally cooled molecular ions. Application to supersonic expansions of CO and CO₂ gases, *Chemical Physics Letters*, 250, 128, 1996.
- [16] Diloy P.Y., A. Robineau, J. Lilensten, P.L. Blelly and J. Fontanari, A numerical model of the ionosphere including the E-region above EISCAT, *Ann. geophysic*, 14, 191, 1996
- [17] Fox, J. L., and Dalgarno, A., Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research*, 84, 7315, 1979.
- [18] Fox, J. L., Models for aurora and airglow emissions from other planetary atmospheres, *Can. J. Phys*, 64, 1631, 1986.
- [19] Fox, J.L. and Stewart, A. I. F., he Venus ultraviolet aurora: a soft electron source, *Journal of Geophysical Research*, 96, 9821, 1991.
- [20] Galand, Lilensten, J., Kofman, W., and Lummerzheim, D., Proton transport model in the ionosphere. 2. Influence of magnetic mirroring and collisions on the angular redistribution in a proton beam, *Ann. geophysic*, 16, 1308, 1998.
- [21] Galand, M., Lilensten, J., Toublanc, D., and Maurice S., The ionosphere of Titan : ideal diurnal and nocturnal cases, *Icarus*, in press.
- [22] Haider, S.A, *et al.*, Calculated ionization rates, ion densities, and airglow emission rates due to precipitating electrons in the nightside ionosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research*, 97, 10637, 1992.
- [23] Hanson, W. B., Sanatani, S., and Zuccaro, D. R., The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *Journal of Geophysical Research*, 82, 4351, 1977.
- [24] Hedin, A. E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 96, 1159, 1991
- [25] Keating, G. M., The structure of the upper atmosphere of Mars : In-situ accelerometer measurements from Mars Global Surveyor, *Science*, 279, 1672-1676, 1998.

- [26] J. Liliensten, P-L. Blelly, W. Kofman and D. Alcayd, Auroral ionospheric conductivities : A comparison between experiment and modeling, and theoretical f107 dependant model for EISCAT and ESR, *Ann. geophysic*, 1996.
- [27] Lummerzheim D., and J. Liliensten, Electron transport and energy degradation in the ionosphere : evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations, *Ann. Geophysicae*, 12, 1039, 1994.
- [28] McElroy, M. B., and McConnel, J. C., Atomic carbon in the atmosphere of Mars and Venus, *Journal of Geophysical Research*, 76, 6674, 1971.
- [29] Meier, R. R., and Lee, J.-S., An Analysis of the O I 1304 Å dayglow using a Monte Carlo resonant scattering model with partial frequency redistribution, *Planet. Space Sci.*, 30, 439, 1982.
- [30] Meier, R. R., Ultraviolet spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere, *Space Science Review*, 58, 1, 1991.
- [31] Nier, A. O., and M. B. McElroy, Composition and structure of Mars upper atmosphere: Results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2, *J. Geophys. Res.*, 82, 4341-4349, 1977.
- [32] Richards, P. G., J. A. Fennelly, and D. G. Torr, EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations, *Journal of Geophysical Research*, 99, 8981, 1994
- [33] Shinigawa, H., and Cravens, T. E., A one-dimensional multispecies magnetohydrodynamic model of the dayside ionosphere of Mars, *Journal of Geophysical Research*, 94, 6506, 1989
- [34] Schofield, J. T., Preliminary results from the Pathfinder Atmospheric Structure Investigation/Meteorology Experiment (ASI/MET), *Science*, 278, 1752-1758, 1997.
- [35] Sharp, Sources of the emission features between 2000 and 8000 Å in the thermosphere, *Can. J. Phys.*, 64, 1594, 1986.
- [36] Seiff, A., and D. B. Kirk, Structure of the atmosphere of Mars in summer in mid-latitudes, *J. Geophys. Res.*, 82, 4364-4378, 1977.
- [37] Stewart, A. I., C. A. Barth, C. W. Hord, and A. L. Lane, Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: Structure of Mars upper atmosphere, *Icarus*, 17, 469-474, 1972.
- [38] Stewart, Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: Implication of CO_2^+ , CO , and O airglow, *Journal of Geophysical Research*, 77, 54, 1972.

- [39] Stewart, A. I. F., Alexander, M. J., Meier, R. R., Paxton, L. J., Bougher, S. W., and Fesen, C. G., Atomic oxygen in the martian thermosphere, *Journal of Geophysical Research*, 97, 91, 1992.
- [40] Tian, C., and Vidal, C. R., Single to quadruple ionization of CO_2 due to electron impact, *Phys. Rev. A*, 58, 3783, 1998.
- [41] Thomas, neutral composition of the upper atmosphere of Mars as determined from the Mariner UV spectrometer experiment, *J. Atmos. Sci.*, 28, 859, 1971.
- [42] Witasse, O., Lilensten, J., Lathuillère, C., and Blelly, P.-L., Modeling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements, *Journal of Geophysical Research*, submitted.

Annexe D

Articles publiés pendant la thèse

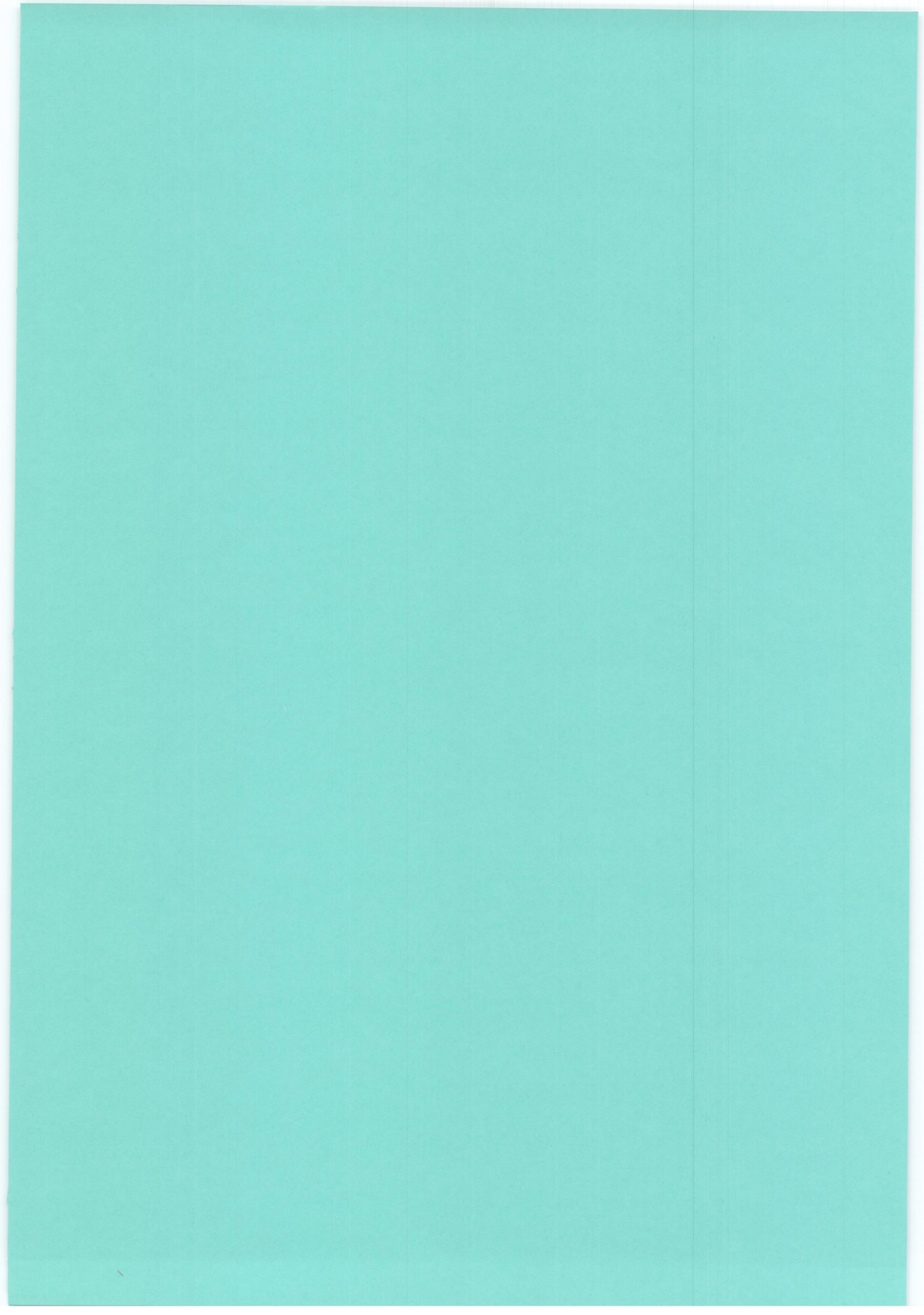
D.1 Articles sur le sujet de thèse

O Witasse, J Lilensten, C Lathuillere, et PL Blelly, Modeling the OI 630.0 and 557.7 thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements, *Journal of Geophysical Research*, 104, 24639-24655, 1999

D.2 Autres articles

1) O. Witasse, J. Lilensten, C. Lathuillere, et B. Pibaret, Meridional thermospheric neutral wind at high latitude over a full solar cycle, *Annales Geophysicae*, 16, 1400-1409, 1998

2) M. J. Buonsanto et O Witasse, An updated climatology of thermospheric neutral winds and F region ion drifts above Millstone Hill, *Journal of Geophysical Research*, 104, 24675-24687, 1999



MODÉLISATION DES IONOSPHERES PLANÉTAIRES ET DE LEUR RAYONNEMENT : LA TERRE ET MARS

L'étude comparative des atmosphères planétaires est une science jeune, pleine d'intérêt du fait de la diversité des situations observées. Dans ce cadre, l'exploration de la planète Mars est actuellement un enjeu important. Ce travail de thèse concerne plus particulièrement la double modélisation de l'ionosphère martienne et de son rayonnement dans le domaine ultraviolet. Le modèle de l'ionosphère de Mars est basé sur un modèle ionosphérique terrestre couplé cinétique/fluide. Sont notamment décrits les profils de production et de concentration des ions H^+ , O^+ , O_2^+ et CO_2^+ et des électrons thermiques, et les températures des électrons. Le modèle reproduit convenablement les mesures du module Viking 1. Pour nous familiariser avec l'étude d'un rayonnement, nous avons développé un modèle d'émission de deux raies de l'oxygène atomique (558 et 630 nm), validé pour la Terre par des comparaisons avec des mesures d'un interféromètre embarqué. Fort de cette expérience, un modèle de l'émission lumineuse des ions CO_2^+ (288 nm) et de l'oxygène atomique (135 et 297 nm) dans l'atmosphère martienne est présenté. Les comparaisons avec les mesures des spectromètres des sondes Mariner 6 et 7 sont satisfaisantes.

Mots-clés: Ionosphères et atmosphères planétaires - Planétologie comparée - Terre - Mars - Transport fluide - Transport cinétique - Rayonnement

MODELING OF PLANETARY IONOSPHERES AND OF THEIR AIRGLOW : THE EARTH AND MARS

The comparative study of the planetary atmospheres is a young and interesting science, because of the diversity of the situations. As part of this programme, the exploration of Mars is very challenging. This work concerns more particularly the modeling of the martian ionosphere and of its airglow. The ionospheric model is based on a terrestrial coupled kinetic and fluid model. The productions and the densities of the ions H^+ , O^+ , O_2^+ et CO_2^+ and of the thermal electrons are especially described, and also the thermal electrons temperatures. The Viking 1 lander measurements are well reproduced. In order to get familiarized with the study of a planetary airglow, we developed a model of the atomic oxygen dayglow (558 et 630 nm) for the Earth atmosphere. A very good agreement has been found between the model and measurements from an interferometer. Thanks to this experience, we modeled the emissions lines in the martian atmosphere at three wavelenghts (135, 288 and 297 nm), corresponding to the CO_2^+ ions and to the atomic oxygen. Comparisons with Mariner data were good.

Keywords: Planetary ionospheres and atmospheres - Compared planetology - Earth - Mars - Fluid transport - Kinetic transport - Airglow