

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Physique
Département de Physique Théorique



THÈSE de Doctorat

Présentée pour l'obtention du grade de Docteur

En : **PHYSIQUE**

Spécialité : **Physique Théorique**

Par : **Mohammed Amin FERDI**

SUJET :

Équations de transport appliquées pour un plasma ionosphérique

Soutenue publiquement le 20/10/2021, devant le jury composé de :

M. Yacine Salhi	Professeur à l'USTHB	Président
M. Mourad Djebli	Professeur à l'USTHB	Directeur de Thèse
M. Abdelatif Toufik El-hak	Directeur de recherche au CRAAG	Examineur
M. Abderrezeg Bendib	Professeur à l'USTHB	Examineur
M. Abdelatif Tahraoui	Professeur à l'USTHB	Examineur
M. Mohamed Hamoudi	Professeur à l'USTHB	Examineur
M. Jean Lilensten	Directeur de recherche à l'IPAG	Examineur

REMERCIEMENTS

AVANT tout louange à **Allah** qui a créé l'être humain et lui a appris à s'exprimer. De par sa grâce, nous avons commencé et fini cette thèse avec toutes les épreuves et difficultés traversées dans la quête du savoir.

Cette thèse de doctorat a été entièrement réalisée au sein de l'équipe de Physique des Plasmas du Laboratoire de Physique Théorique de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene USTHB. Je tiens à remercier toutes les personnes, qui depuis mon premier pas dans le domaine de la recherche scientifique ont contribué à ouvrir des perspectives pour mes travaux.

Je suis reconnaissant à mon directeur de thèse, le Professeur **Mourad DJEBLI** d'avoir accepté de diriger ma thèse, de son soutien, de la confiance qu'il a placée en moi et de toutes les choses que j'ai pu apprendre à ses côtés.

J'exprime mes plus sincères remerciements à monsieur le Professeur **Yacine Salhi** du laboratoire de Mécanique des Fluides Théoriques et Appliquées (USTHB) qui m'a fait l'honneur de présider le jury de la présente thèse.

Je remercie le docteur **Abdelatif Toufik El-hak**, Directeur de recherche au CRAAG d'avoir accepté d'être membre du jury.

Mes remerciements les plus vifs vont également au Professeur **Abderrezeg Bendib** et au Professeur **Abdelatif Tahraoui** du laboratoire d'Electronique Quantique (USTHB), ainsi qu'au Professeur **Mohamed Hamoudi** de la Faculté des Sciences de la Terre, de Géographie et de l'Aménagement du Territoire (USTHB) pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury de la présente thèse.

Je ne saurais oublier le docteur **Jean Lilensten** Directeur de recherche au laboratoire de Planétologie de Grenoble (IPAG) pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail et de participer au jury. Je le remercie aussi pour ses conseils toujours très précieux. De plus, Dr Lilensten a été toujours d'un grand soutien pour notre équipe de recherche. Nous le remercions de nous avoir introduit dans ce domaine de recherche fascinant, et plus particulièrement d'avoir mis à notre disposition son code de calcul TRANSOLO.

Mes remerciements s'adressent également à toute ma famille et tous mes amis.

Enfin, j'adresse mes remerciements à tout ceux qui, de près ou de loin mon aidé à mener à bien ce travail, particulièrement **M A. Bouziane** et les membres de l'équipe de Physique Théorique de la Faculté de Physique de l'USTHB.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	vi
LISTE DES FIGURES	ix
INTRODUCTION	5
1 L'IONOSPHERE TERRESTRE	7
1.1 LE SOLEIL ET LA MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE	9
1.1.1 le cycle solaire	9
1.1.2 La météorologie spatiale	9
1.2 L'ATMOSPHERE TERRESTRE	10
1.2.1 Les couches atmosphériques	10
1.2.2 Formation de l'ionosphère	12
1.2.3 Les couches ionosphériques	14
1.2.4 Le chauffage de l'atmosphère	16
1.2.5 Le transport dans l'atmosphère	17
1.2.6 Sondage de l'ionosphère	18
1.3 CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DE L'IONOSPHERE	18
1.3.1 Région polaire	19
1.3.2 Région équatorial	19
1.3.3 Région de latitude moyenne	19
1.4 MODÉLISER L'IONOSPHERE	20
1.4.1 Les modèles théoriques	20
1.4.2 Les modèles empiriques	21
2 LES ÉQUATIONS DE TRANSPORT	23
2.1 ÉQUATION DE BOLTZMANN ET SES MOMENTS	25
2.1.1 Équation de continuité	27
2.1.2 Équation de mouvement	28
2.2 LE FLUX SOLAIRE	29
2.2.1 La photo-ionisation	30
2.2.2 La photo-excitation	31
2.3 LE FLUX DES ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES	32
2.4 LE TRANSPORT DANS L'ATMOSPHERE :	36

2.4.1	La diffusion	36
2.4.2	La vitesse de dérive	37
3	LA CHIMIE DES PROCESSUS DES ÉLECTRONS DE HAUTE ÉNERGIE	39
3.1	INTRODUCTION	41
3.2	ÉLECTRONS ÉNERGÉTIQUES	42
3.3	L'IMPORTANCE DES ÉLECTRONS ÉNERGÉTIQUES	43
3.3.1	L'ionisation	43
3.3.2	Les composés hydrogénés et azotés	44
3.4	LA CHIMIE DES ESPÈCES EXCITÉES ET IONISÉES	48
3.4.1	Les états excités de l'hydroxyle	49
3.4.2	Les états excités et ionisés de NO	50
4	LE MODÈLE À UNE DIMENSION (1D) DES ÉTATS EXCITÉS (NO^*) ET (OH^*)	53
4.1	DESCRIPTION DU MODÈLE	55
4.2	LES PRODUCTIONS	59
4.2.1	Analyse des productions	60
4.2.2	Sensibilité aux conditions géophysiques	61
4.3	LES CONCENTRATIONS	66
4.3.1	Validation et limites du modèle	66
4.3.2	Sensibilité des concentrations aux paramètres géophysiques	67
5	LE MODÈLE À UNE DIMENSION (1D) DE L'ION (NO^+)	73
5.1	DESCRIPTION DU MODÈLE	76
5.2	LES ENTRÉES DU MODÈLE	77
5.2.1	Conditions initiales du modèle	77
5.2.2	Les productions	77
5.2.3	Les pertes	78
5.3	LES SORTIES DU MODÈLE	80
5.3.1	Effet de transport	80
5.3.2	Effet de E_0	85
5.4	LES LIMITES DU MODÈLE	86
	CONCLUSION GÉNÉRALE	91
A	ANNEXES	93
A.1	TABLES DES CONSTANTES UTILISÉES DANS LES MODÈLES	95
A.2	LES MODÈLES UTILISÉES DANS CETTE ÉTUDE	96
A.2.1	Transsolo	96
A.2.2	IRI	96
A.2.3	MSIS	97
A.3	LES DONNÉES SATELLITAIRES UTILISÉES	97
A.3.1	SNOE	97

A.3.2	Les vents neutres	97
A.4	LE CHAMP MAGNÉTIQUE DE LA TERRE	97
A.5	LES ÉTATS EXCITATION MOLÉCULAIRES	98
A.5.1	Excitation électronique :	99
A.5.2	Excitation vibrationnelle :	99
A.5.3	Excitation rotationnelle	99
A.6	L'ACTIVITÉ SOLAIRE : INDICE $f_{10.7}$	99
A.7	L'ACTIVITÉ MAGNÉTIQUE : LES INDICES MAGNÉTIQUES	100
BIBLIOGRAPHIE		101

LISTE DES FIGURES

1.1	Un schéma représentatif des régions qui constituent la magnétosphère de la terre (Lilensten et Blelly 1999)	10
1.2	Profils de température de l'atmosphère et de la densité électronique de l'ionosphère pendant le jour (Schunk et Nagy 1925).	11
1.3	Un schéma simplifié pour la photo-ionisation	13
1.4	Profil de la densité électronique avec les différentes couches ionosphériques pendant le jour (Lilensten et Blelly 1999).	14
1.5	La profondeur de pénétration des radiations UV en fonction de la longueur d'onde (Brasseur et Solomon 2006).	16
1.6	Les différentes régions de l'ionosphère selon l'angle d'inclinaison (Warnant et al. 2002).	18
2.1	Schéma qui montre la propagation d'un rayons dans l'atmosphère	29
2.2	le taux de production des ions et électron par la photo-ionisation	31
2.3	le taux de production des états excités par la photo-excitation	32
3.1	L'altitude où les particules énergétiques interagissent avec l'atmosphère de la terre.	41
3.2	L'altitude où les électrons énergétiques déposent leur maximum énergie (Schunk et Nagy 2009).	43
3.3	Le Cycle catalytique pour le NO_x	45
3.4	Le Cycle catalytique pour le OH_x	48
3.5	L'intensité des émissions principales dans la haute atmosphère (Schmidt 1975)	49
4.1	Les sections efficaces des états excités de NO^*	56
4.2	Les sections efficaces des états excités de OH^*	57
4.3	Le taux de production des états excités de NO^* en haut et OH^* en bas pour une période moyenne durant la nuit	60
4.4	Le taux de production des états excités $NO(C)$ en haut et $OH(1)$ en bas pour différentes valeurs de $f_{10.7}$	61
4.5	Le taux de production des états excités $NO(C)$ en haut et $OH(1)$ bas pour différentes latitudes	63
4.6	Le taux de production des états excités $NO(C)$ en haut et $OH(1)$ en bas pour différentes latitudes	64

4.7	Le taux de production des états excités NO(C) en haut et OH(1) bas pour différentes valeurs de E_0	65
4.8	La densité des états excités NO(A), NO(B), NO(C) pour un aurore boréal IBC II (Wu et al. 2014)	66
4.9	La densité des états excités NO(C) en haut et OH(1) en bas pour différentes valeurs de $f_{10.7}$	68
4.10	La densité des états excités NO(C) en haut et OH(1) en bas pour deux latitudes différentes	69
4.11	La densité des états excités NO(C) en haut et OH(1) bas pour différentes valeurs de A_p	70
4.12	La densité des états excités NO(C) en haut et OH(1) en bas pour différentes valeurs de E_0	71
5.1	Le profil de densité de NO^+ et de la densité électronique totale.	75
5.2	Les taux de productions et de pertes de NO^+	79
5.3	Les taux de productions et de pertes de N_2^+	79
5.4	Calcul de la densité de NO^+ et N_2^+ pour $f_{10.7} = 150$, $A_p = 9$, $E_0 = 500$ eV. .	80
5.5	Calcul des productions et des pertes de NO^+ pour $f_{10.7} = 150$, $A_p = 9$, $E_0 = 500$ eV.	81
5.6	Calcul de la densité de NO^+ en considérant le vent neutre horizontal. . . .	82
5.7	Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0009 EST	83
5.8	Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0130 EST	83
5.9	Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0300 EST	83
5.10	Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0430 EST	84
5.11	Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0602 EST	84
5.12	La densité de NO^+ en haut le taux de production de N_2^+ en bas pour différentes valeurs de E_0	85
5.13	Productions et pertes de NO^+ en haut et de N_2^+ en bas pour $E_0 = 100$ eV . .	87
5.14	Productions et pertes de NO^+ en haut et de N_2^+ en bas pour $E_0 = 1$ keV . .	88
5.15	Productions et pertes de NO^+ en haut et de N_2^+ en bas pour $E_0 = 10$ keV . .	89
A.1	Schéma qui illustre la relation entre les différents éléments magnétiques. .	98

GLOSSAIRE : ABRÉVIATIONS ET TERMES SPÉCIFIQUES

Afin de faciliter la lecture du texte, nous avons ajouté un glossaire des termes spécifiques et les abréviations utilisés dans cette thèse.

Tache solaire : des zones sombres qui apparaissent dans l'atmosphère solaire, généralement situées à une latitude entre 40° nord et 40° sud. Elles sont caractérisées par une température plus basse, environ 4000 K. Elles sont aussi utilisées pour estimer l'activité solaire et les cycles solaires.

Activité solaire : on appelle une activité solaire toutes les variations et les fluctuations du soleil qui arrivent à la terre.

Indice de Wolf : cet indice caractérise l'activité des taches solaires (le nombre de groupes de tache et le nombre des taches dans chaque groupe). Il est donné par :

$$R = k_{corr}(10G + T) \quad (1)$$

Avec G est le nombre de groupes, T représente le nombre de taches et k_{corr} est un coefficient qui dépend de l'appareil d'observation.

Ap : il représente l'activité magnétique d'un jour. Il est défini comme la moyenne journalière de 8 valeurs de ap (mesuré chaque 3 heures) et varie de 0 à 400. Il est régulièrement publié dans le journal of geophysical research (voir annex A.7).

F10.7 : représente la valeur du flux solaire à 10.7 cm (2800 MHz), exprimé en $10^{-22} W.m^{-2}.Hz^{-1}$. Due au fait que les émissions solaires dans cette longueur d'onde sont très sensibles à l'activité solaire, le $f_{10.7}$ est le mieux pour mesurer le niveau d'activité solaire. Il varie sur une plage de 65 pour une activité faible à 360 pour une activité extrême. Il est régulièrement publié dans "journal of geophysical research" (voir annex A.6).

Énergie caractéristique : représente l'énergie moyenne de la distribution des électrons.

Aurore : des émissions lumineuses généralement visibles dans le ciel dans les hautes latitudes due à la désexcitation des particules.

Électron primaire : les électrons précipités et les photoélectrons.

Électron secondaire : les électrons créés par les collisions entre les électrons primaires et les neutres.

Libre parcours moyen : pour une particule, c'est la distance moyenne entre deux collisions successives.

Électron suprathermique : les électrons qui ont des énergies élevées.

Particule énergétique : toute particule (électron, proton) qui a une énergie élevée.

Photoélectron : les électrons créés par photoionisation des neutres.

Section efficace : une grandeur proportionnelle à la probabilité qu'une particule A entre en collision avec une autre particule B.

Vent solaire : un plasma avec une température très haute provenant du soleil, composé principalement des électrons et des protons.

Couche stratifiée : l'atmosphère neutre est considérée stratifiée verticalement d'où elle est composée de plusieurs couches qu'on peut les distinguer par l'altitude (voir chapitre 1).

La raie Lyman : une émission de longueur d'onde 121.6 nm émise par l'atome d'hy-

drogène. Elle est absorbée dans l'atmosphère, donc elle est seulement détectable par les satellites.

Couche Chapman : la variation de la densité des ions dans cette couche dépend seulement de l'angle zénithal .

L'angle zénithal : c'est l'angle entre un rayon incident du soleil et la verticale.

Photoionisation : le processus d'arracher un électron d'une particule neutre lors d'une collision avec un photon.

Photoexcitation : le processus d'exciter une particule neutre lors d'une collision avec un photon.

Effet Doppler : s'applique aux profils d'émission qui explique la variation apparente de la fréquence d'une onde émise par une source en mouvement par rapport à un observateur immobile.

NO* : par convention, il s'agit des états excités de NO.

OH* : par convention, il s'agit des états excités de OH.

NO(A) : une notation simplifiée qui représente l'état excité $NO(A^2\Sigma^+)$.

NO(B) : une notation simplifiée qui représente l'état excité $NO(B^2\Pi)$.

NO(C) : une notation simplifiée qui représente l'état excité $NO(C^2\Pi)$.

EST : il s'agit de l'Heure de l'Est qui représente le fuseau horaire utilisé dans le côté est et ouest de l'Amérique.

UV : rayons solaires ultraviolets qui se situent dans une gamme entre 100 à 390 nm.

EUV : rayons solaires extrêmes ultraviolets qui se situent dans une gamme entre 20 à 100 nm.

$\overline{f_{10.7}}$: c'est la moyenne de 81 jours de valeurs journalières de $f_{10.7}$.

Force de Coriolis : elle est due à la rotation de la Terre et qui s'exerce sur toutes les particules en mouvement à la surface de la Terre.

Force de traînée : une force qui oppose le mouvement d'une particule ce qui diminue la vitesse de cette dernière.

Angle d'inclinaison magnétique : c'est l'angle que fait la ligne du champ magnétique de la Terre avec l'horizontale (voir A.4).

État excité : on dit une particule est excitée lorsque l'énergie de cette dernière est supérieure à sa énergie dans l'état fondamental. Il y a plusieurs formes d'excitation : excitation électronique, vibrationnelle et rotationnelle (voir A.5)

IRI : International Reference Ionosphere, modèle de l'ionosphère (voir A.2).

INTRODUCTION

L'histoire de la modélisation des atmosphères planétaires a commencé avec la prévision météorologique. En effet, pour des milliers d'années, l'être humain a essayé de prédire les événements météorologiques qui sont une nécessité pour les fermiers et les marins. En 1870, la prévision météorologique devient un métier reconnu, mais à cette époque elle était regardée beaucoup plus un art qu'une science, malgré les données qui existaient à cette époque. En 1903, V. Bjerknes a annoncé l'idée que la prévision météorologique doit être basée sur les lois de physique et en 1904, il a suggéré que l'évolution d'un système atmosphérique peut être décrite par sept variables : la pression, la température, la densité de l'air, la densité de l'eau contenue dans l'air et les trois composants de la vitesse du vent.

Après, il a déterminé que ces variables peuvent être décrites par des lois physiques, l'équation de continuité, la loi des gaz parfaits, l'équation de l'hydrostatique, le premier principe de la thermodynamique (loi de conservation de l'énergie) et la deuxième loi de Newton (principe fondamental de la dynamique). Due au fait que la résolution du problème nécessite la résolution de ces équations couplées, il était clair à V. Bjerknes qu'une solution analytique est difficile à obtenir.

En 1922, L. F. Richardson a proposé pour la première fois une méthode numérique pour obtenir une solution au problème précédant où il a essayé de prédire la météo, malheureusement la tentative a échoué. Ainsi, les travaux de Richardson ont été négligés jusqu'à l'arrivée de J. Von Neumann où il a proposé d'utiliser le premier ordinateur électronique ENIAC (Electronic Numerical Integrator And Computer) pour prédire la météo. En 1950, ENIAC a produit le premier modèle numérique à une dimension destiné à la prévision météorologique sous la direction de Charney et al. (1950).

Après, les modèles ont été rapidement perfectionnés par l'amélioration de la capacité des ordinateurs ce qui a aidé à résoudre plus facilement l'équation de continuité, de mouvement et de l'énergie qui nécessitent un nombre de calculs énorme.

Aujourd'hui, les modèles atmosphériques sont utilisés pour augmenter notre compréhension des processus chimiques, radiatifs qui contrôlent les atmosphères planétaires et évaluer la validité des théories scientifiques et prédire l'évolution de l'atmosphère pour des durées courtes ou longues.

Le but de cette thèse est d'étudier les processus d'entrée d'énergie dans l'atmosphère terrestre dominants dans le côté nuit de la Terre. Donc on va s'intéresser principalement aux particules énergétiques de haute énergie transportées par les vents solaires éjectés par le soleil. Notre étude est concentrée sur les régions où l'impact des particules énergé-

tiques est dominant, principalement la couche F, E et D de l'ionosphère. Deux processus qui impliquent les particules énergétiques seront exposés dans ce manuscrit, l'ionisation et l'excitation des composants minoritaires de l'atmosphère ainsi que le transport qui contrôle la dynamique de l'atmosphère dans ces régions.

L'un des problèmes étudiés jusqu'à présent, est le rôle des espèces minoritaires dans l'atmosphère surtout durant les événements de précipitations des particules chargées qui peuvent durer jusqu'à des jours. En effet, les particules énergétiques qui entrent l'atmosphère ionisent et excitent les constituants neutres du milieu et produisent les espèces minoritaires NO_x et HO_x , ce qui déclenche le processus de catalyse de O_3 (Krivolutsky et al. 2002). Le NO_x produit durant ces événements est 20% plus grand que dans les jours calmes. Des observations ont aussi indiqué de larges rapports de NO^+/O_2^+ dans la région E ce qui signifie l'existence d'une densité plus élevée du NO (Zipf et al. 1970). Motivé par ces observations, ce manuscrit est consacré à modéliser la densité ionique de NO et les espèces excitées de NO et OH au niveau de la Terre due au transport des particules énergétiques. Cette idée fait suite aux études de Cartwright sur les états excités de NO (Cartwright et al. 2000) puis celle de A. Vialatte et co-auteurs (Vialatte et al. 2017) d'une part et les études de Brunger et co-auteur qui ont calculé la densité des états excités de OH sous l'effet des électrons thermiques (Campbell et Brunger 2018). Afin d'accomplir ce travail, les productions ioniques et d'excitation via les électrons suprathermiques et les pertes chimiques dues aux réactions chimiques avec les particules neutres sont considérées avant de calculer les densités de NO^* , OH^* et l'ion NO^+ .

La présente thèse est divisée en 5 parties. Dans la première partie, nous avons décrit l'ionosphère terrestre, ses propriétés et son importance. Dans le chapitre 2, nous avons choisi de parler des équations de transport où nous avons décrit l'équation de Boltzmann ainsi que le passage mathématique pour retrouver l'équation radiative qui régit la dégradation de l'énergie des électrons suprathermiques. On termine ce chapitre par le passage de l'équation de Boltzmann aux équations fluides qui nous donne des informations sur les quantités macroscopiques (la densité, la vitesse,...).

Le chapitre 3 a fait l'objet d'une description détaillée sur la chimie des processus déclenchés par les électrons énergétiques sur les espèces minoritaires NO_x et HO_x . En fin, le chapitre 4 et 5, décrivent les résultats obtenus par nos deux modèles à une dimension qui donnent le profil vertical des états excités de NO et OH ainsi que la densité ionique de NO^+ pour plusieurs conditions géophysiques.

Nos résultats numériques ont montré que la densité des états excités est relativement négligeable devant les densités ioniques à l'ordre de 10^{-9} . Aussi, la variation des paramètres géophysiques a un effet significatif sur la distribution verticale des densités de NO^* et OH^* . Ajouter à ça, l'effet du vent neutre et de l'énergie caractéristique du flux des électrons sur la densité ionique de NO^+ ont été étudiés en considérant différentes entrées comme données pour le modèle où on a trouvé que le NO^+ change largement avec le flux et la vitesse du vent utilisés.

L'IONOSPHERE TERRESTRE



SOMMAIRE

1.1	LE SOLEIL ET LA MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE	9
1.1.1	le cycle solaire	9
1.1.2	La météorologie spatiale	9
1.2	L'ATMOSPHERE TERRESTRE	10
1.2.1	Les couches atmosphériques	10
1.2.2	Formation de l'ionosphère	12
1.2.3	Les couches ionosphériques	14
1.2.4	Le chauffage de l'atmosphère	16
1.2.5	Le transport dans l'atmosphère	17
1.2.6	Sondage de l'ionosphère	18
1.3	CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DE L'IONOSPHERE	18
1.3.1	Région polaire	19
1.3.2	Région équatorial	19
1.3.3	Région de latitude moyenne	19
1.4	MODÉLISER L'IONOSPHERE	20
1.4.1	Les modèles théoriques	20
1.4.2	Les modèles empiriques	21

Les recherches sur l'ionosphère ont commencé avec la première tentative de transmettre une onde radio par Guglielmo Marconi en 1901 de l'Europe vers le nord de l'Amérique. La distance entre le transmetteur situé à Poldhu à Cornwall et le récepteur situé à Newfoundland Canada est environ 3500 km. Cela dit, l'hypothèse d'une propagation en ligne droite pour cette expérience n'est pas possible due à la sphéricité de la terre.

Plus tard, Kennelly et Heaviside ont proposé une explication pour la réflexion de l'onde radio. Ils ont prédit l'existence d'une couche atmosphérique réfléchive à une altitude approximative de 80 km. Elle est découverte la première fois par Edward Appleton en 1924. Une autre expérience menée par Marconi où il a remarqué que le taux d'ionisation et l'altitude varient avec l'heure local et la latitude. Ces caractéristiques impliquent que la propagation des ondes radio change avec le temps.

À cause de ces propriétés, cette couche a été nommée *Ionosphère*. À partir de là et avec l'invention des fusées et des satellites, plusieurs recherches ont indiqué l'importance de cette dernière dans l'atmosphère et sa relation avec l'environnement géomagnétique et solaire.

1.1 LE SOLEIL ET LA MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

Sans le soleil, l'ionosphère n'existerait pas. La production des électrons libres dans cette dernière est principalement due à l'interaction des particules neutres (molécules et atomes) avec les rayons UV ou les rayons X émises par le soleil.

1.1.1 le cycle solaire

Le cycle solaire est défini selon le nombre des taches solaires où ces dernières sont sensibles à l'activité solaire. Généralement, pour une activité solaire faible le nombre de taches solaires est entre 10 et 20 et pour une activité extrême, le nombre de taches est entre 100 et 120. Pour surveiller ces dernières, on utilise l'indice de Wolf qui mesure le nombre de taches solaires observées. Le soleil suit un cycle appelé le cycle solaire avec une période qui varie d'un cycle à un autre. En général, un cycle solaire dure environ 11 ans et peut varier de 9 à 14 ans.

Une autre quantité utile est l'indice $f_{10.7}$, appelée flux à 10.7 cm (ou 2800 MHz). Cette émission se trouve être un bon indicateur sur l'activité solaire (voir A.6).

1.1.2 La météorologie spatiale

L'interaction des vents solaires et le champ magnétique de la terre construit ce qu'on appelle météorologie spatiale qui influence la climatologie de la terre.

Le champ magnétique de la terre peut être assimilé à un dipôle avec des lignes de champ orientées du pôle sud vers le pôle nord. Étant donné que l'orbite de la terre est sphérique, l'interaction avec les vents solaires rend le champ magnétique étendu dans le sens contraire du soleil et lui donne une forme de queue (Figure 1.1). Cette région de la terre

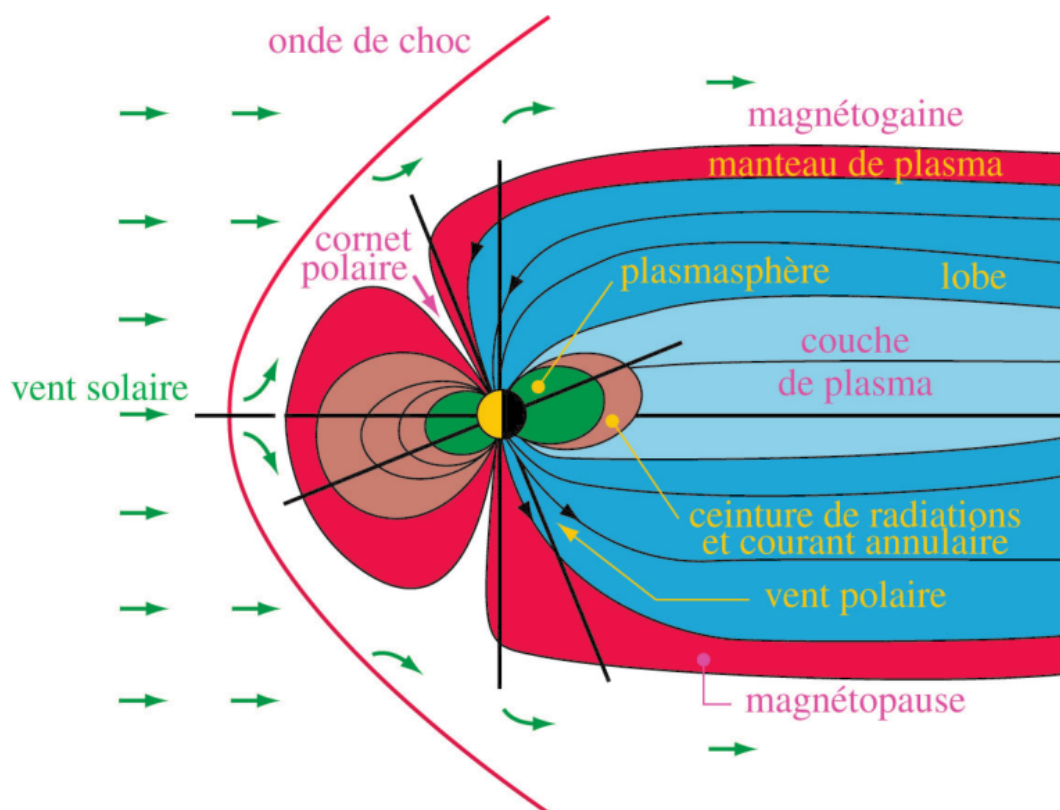


FIGURE 1.1 – Un schéma représentatif des régions qui constituent la magnétosphère de la terre (Lilensten et Bletly 1999)

où les particules chargées sont dominées par le champ magnétique est appelée la magnétosphère.

1.2 L'ATMOSPHERE TERRESTRE

L'atmosphère de la terre se décompose en sa partie ionisée appelée : l'ionosphère et sa partie neutre appelée : l'atmosphère neutre. Il y a aussi une classification connue basée sur la variation de la température avec l'altitude, ainsi l'atmosphère est décomposée en 4 couches, en ordre ascendant : troposphère, stratosphère, mésosphère et la thermosphère. Au-dessus de 60 km, la densité des ions et des électrons est très faible en comparant avec la densité des neutres (environ 1000 fois plus petites), on constate que l'ionosphère est un gaz faiblement ionisé.

1.2.1 Les couches atmosphériques

L'atmosphère sert comme un bouclier qui absorbe et filtre les radiations solaires. L'absorption de ces rayons chauffe l'atmosphère et produit des couches distinguées appelées "couche stratifiée". Ainsi l'atmosphère est décomposée en 4 couches (1.2) qui est basée sur la variation de la température qui caractérise chaque région, en ordre ascendant :

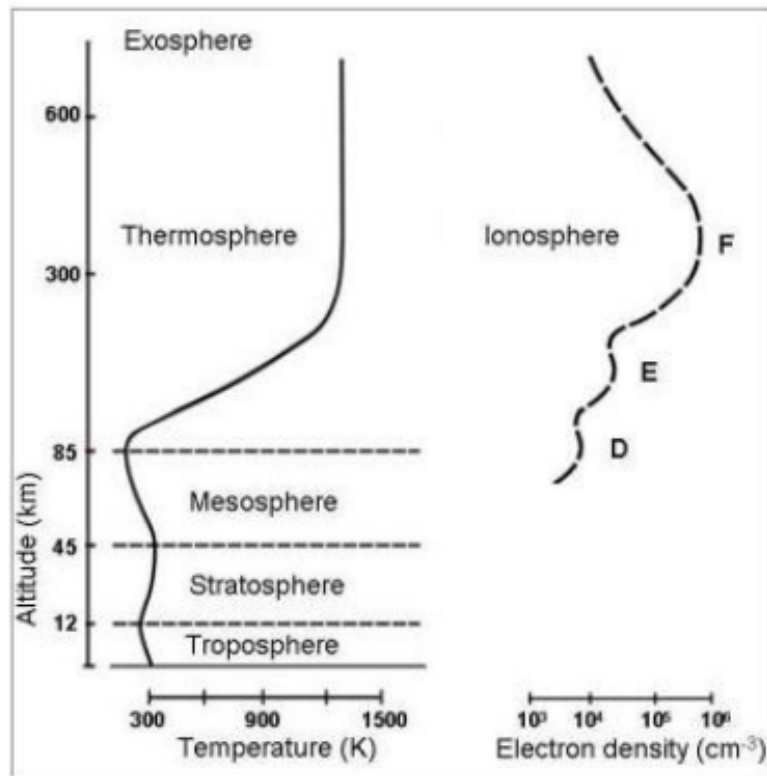


FIGURE 1.2 – Profils de température de l'atmosphère et de la densité électronique de l'ionosphère pendant le jour (Schunk et Nagy 1925).

Troposphère

C'est la couche inférieure, elle s'étend de 0 à 15 km. Cette région est caractérisée par la diminution de la température quand l'altitude augmente où elle chute de 290 k à 222 k. Le nom (*Tropos*) est d'origine Grec signifie "Tour" dû au comportement instable de cette couche comme la position de l'air chaud en dessous de l'air froid (Seinfeld et Pandis 2016). Elle contient environ 90 % de la masse totale de l'atmosphère. Elle est aussi le lieu où se produit tous les événements météorologiques (Iribarne et al. 1981). Au-dessus de cette région, on entre la tropopause qui est la région qui sépare la troposphère de la stratosphère, elle est située environ de 15 km et marque la température minimale entre les deux couches.

Stratosphère

Elle s'étend de 15 km à 50 km, découverte la première fois par Leon Philippe Teisserenc de Bort en 1902 (Hare 1962). Le nom est d'origine latine (*stratum*) qui signifie couche. Cette région est caractérisée par l'augmentation de la température avec l'altitude. Ce comportement est dû à l'absorption des radiations solaires de longueur 240 - 295 nm par la couche d'ozone (Andrews 2010). Cette action protège les organismes vivants qui existent dans les régions inférieures contre la quantité dangereuse des rayonnements ultraviolets (UV).

La stratopause situe environ 50 km où la température est au maximum (270 k) entre la stratosphère et la mésosphère.

Mésosphère

Cette couche s'étend de 50 à 85 km. Le mot (*Meso*) est d'origine Grec qui signifie (milieu). Elle est la région la plus froide dans l'atmosphère, la température peut baisser jusqu'à 100 k. Cette région est aussi le milieu où la plupart des météores brûlent en entrant l'atmosphère.

La température chute avec l'altitude jusqu'à environ 85 km qui marque la limite supérieure de la mésosphère : la mésopause.

Thermosphère

Elle s'étend de 85 à 600 km. Le mot (*thermos*) signifie (chaud). La température dans cette région augmente à nouveau avec l'altitude à cause de l'absorption des rayons solaires UV et EUV. La température peut varier entre 400 k et 2000 k selon la latitude et l'activité solaire. Elle est caractérisée par une faible densité moléculaire, une faible pression et un grand libre parcours moyen pour les molécules.

Exosphère

Au-dessus de 600 km les principales composantes sont : H et He. La densité des particules devient très faible. En conséquence, les collisions dans cette région sont fortement diminuées. Les particules acquises des grandes vitesses où elles peuvent accumuler de l'énergie cinétique suffisante pour échapper à la gravité de la terre.

1.2.2 Formation de l'ionosphère

L'ionosphère est définie comme la partie ionisée de l'atmosphère composée des électrons et des ions libres et située entre 50 km et 1000 km pour la terre. Cette couche est principalement produite par les rayons émis par le soleil, en particulier les rayons EUV et X qui ont suffisamment d'énergie pour arracher les électrons d'un atome ou une molécule. Une deuxième source est les électrons de haute énergie (suprathermique).

Photo-Ionisation

Les radiations émises par le soleil sont absorbées par les particules neutres ce qui arrache des électrons de ces dernières. un schéma simplifié est représenté par la figure (1.3). Ce processus est représenté par l'équation 1.1 :



X représente la particule neutre, X^+ représente un ion, e^- un électron libre et $h\nu$ l'énergie du photon.

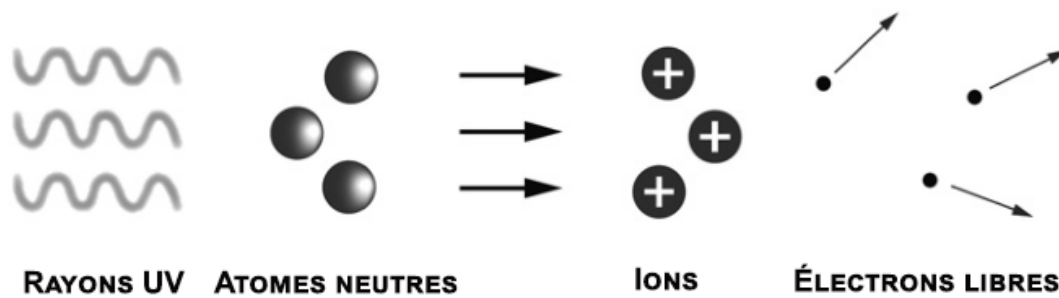


FIGURE 1.3 – Un schéma simplifié pour la photo-ionisation

La gamme de longueur d'onde responsable de la photoionisation est de 2 nm à 105 nm. Cette dernière est très difficile à obtenir comme mesure, on a généralement recours à des modèles basés sur des données empiriques (Tobiska 1993) :

- **Modèles de Torr et Torr :**

Il est basé sur deux références de spectres donnés, correspondant à un soleil calme ($f_{10.7}=68$) et à un soleil actif ($f_{10.7}=243$). Le spectre est partagé en 37 intervalles qu'on appelle aussi boîte d'énergie. Pour un flux $f_{10.7}$ donné, le spectre EUV est simplement obtenu en interpolant linéairement entre les deux flux de référence (Torr et Torr 1985).

- **Modèles de Tobiska :**

Ce modèle utilise des bases de données plus larges que Torr et Torr. Il a couplé plusieurs mesures de fusées et satellites. Le spectre EUV est calculé en utilisant l'indice $f_{10.7}$ et $\overline{f_{10.7}}$ (la moyenne de 81 jours) (Tobiska 1991).

- **Modèles de Richard :**

Modèle développé par Richard et co-auteurs en 1994 basé sur un flux différent de celui de Torr et Torr ce qui permet d'atteindre des longueurs d'onde inférieures à 5 nm. Le calcul du spectre EUV se fait encore avec l'indice $f_{10.7}$ et $\overline{f_{10.7}}$ (Richards et al. 1994).

Ionisation par électron suprathermique

Le deuxième type d'entrée énergétique dans l'atmosphère est les électrons suprathermiques. La source principale de ces particules est encore le soleil. Ce dernier perd régulièrement sa masse sous forme de vents solaires. Lorsque les particules chargées sont capturées par le champ magnétique de la terre, elles sont accélérées à des énergies supérieures qui peuvent atteindre plusieurs dizaines de keV. Une fois les électrons sont guidés par le champ magnétique, ils entrent en collision avec les particules présentes dans l'atmosphère. Les électrons vont alors se dégrader en énergie. Le mécanisme le plus efficace est la collision ionisante (qui donne un pair électron-ion). Si un électron produit par ce mécanisme a une énergie suffisante, il peut à son tour ioniser des neutres. Les électrons qui n'ont pas assez d'énergie pour ioniser peuvent exciter des neutres et donner des particules excitées ce qui est l'origine des aurores.

La prise en compte des électrons suprathermiques est beaucoup plus compliquée que les

rayons solaires dû à leur variabilité, ils nécessitent des mesures in situ pour connaître le spectre de ces électrons et leur répartition angulaire (Rees 1969).

Le processus de perte

La production des électrons par photoionisation et par impact des électrons suprathermiques est compensée par le processus de perte qui est principalement la recombinaison des électrons et des ions afin de reproduire des particules neutres (atomes, molécules). Il y a deux types de recombinaison : la première est appelée la recombinaison radiative, l'électron e^- s'attache directement avec l'ion X^+ en donnant une particule neutre avec un excès d'énergie $h\nu$:



La deuxième est appelée la recombinaison dissociative. C'est la plus fréquente, l'électron se combine avec une molécule positive XY^+ et donne deux atomes neutres :



1.2.3 Les couches ionosphériques

La structure verticale de l'ionosphère est divisée en trois principales couches : région D, E et F (Figure 1.4). Chaque couche est caractérisée par des mécanismes dominants.

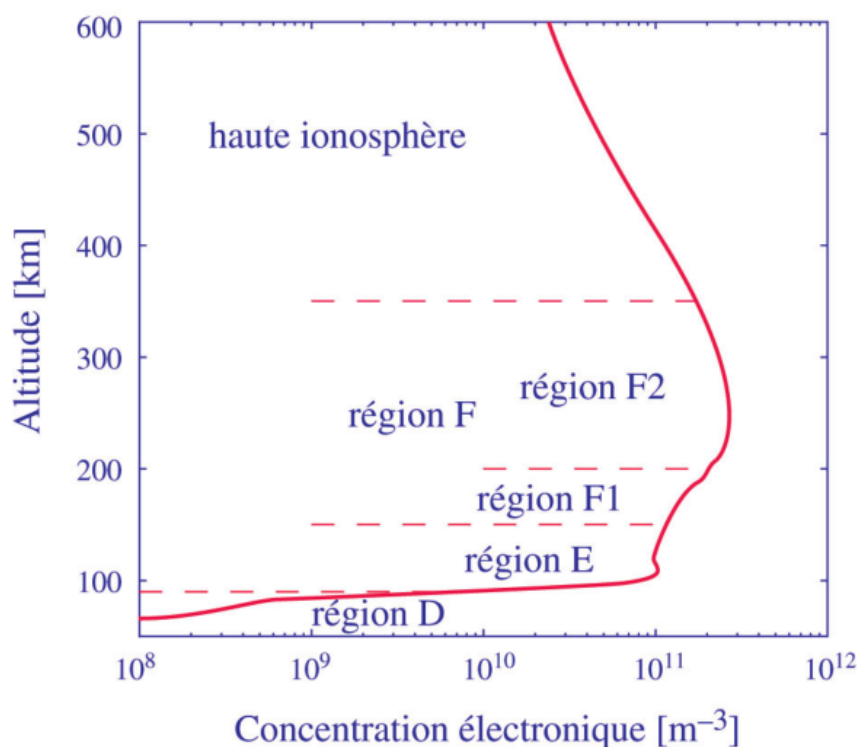


FIGURE 1.4 – Profil de la densité électronique avec les différentes couches ionosphériques pendant le jour (Lilensten et Blelly 1999).

• **Couche D** : La couche D s'étend environ de 60 à 90 km, connue comme la couche la plus profonde de l'ionosphère. Les composants neutres de cette dernière consistent principalement de N_2 , O_2 , Ar, CO_2 , He et une quantité très variable de O_3 et les molécules hydratées comme le OH et H_2O . Pour les composants ionisés, le NO^+ (monoxyde d'azote) domine dans cette région comme un porteur de charge positive. Tandis que les électrons, O_2^- et d'autres possibles ions négatifs sont des porteurs de charge négative. La source principale de l'ionisation à cette altitude est la raie Lyman α (121.6 nm) responsable d'ioniser la molécule NO, le rayonnement X (0.8 nm) pour ioniser le O_2 , N_2 et Ar. Ainsi que l'impact des particules de haute énergie qui ont un impact considérable dans la production d'ions dans cette région (Calisto 2011). Enfin, la couche D est très mal connue due à la variété des éléments présents qui rend la chimie très complexe.

• **Couche E** : Cette couche s'étend de 90 km à 150 km, elle est connue comme la première couche découverte due à ses propriétés réfléchives pour les ondes radio utilisées dans la télécommunication. Les espèces neutres les plus dominantes dans cette région sont N_2 , O_2 et O qui ont une énergie de seuil respectivement, 12.1 eV, 13.6 eV et 15.6 eV ce qui les rend sensibles aux radiations de longueur d'onde inférieure à 100 nm. L'ionisation de ces dernières donne naissance aux ions N_2^+ , O_2^+ , et O^+ . D'autre part les ions N_2^+ et O^+ sont rapidement transformés en NO^+ et O_2^+ qui sont de fait les ions dominants dans la couche E. Cette région est aussi caractérisée par un équilibre photochimique qui lui donne un comportement de celui d'une couche Chapman où la concentration d'une telle couche est sensible à l'angle zénithal.

Due au fait que la région E dépend du rayonnement solaire, elle disparaît pendant la nuit sous le mécanisme de recombinaison. Cependant, il y a des exceptions comme les vents et les électrons suprathermiques dans la haute latitude qui peuvent maintenir la couche pendant la nuit.

• **Couche F** : Cette couche est la plus haute et la plus dense de l'ionosphère avec une altitude comprise entre 150 km et 1000 km. Les espèces neutres majoritaires sont O_2 , N_2 et O qui deviennent les principaux constituants à partir de 200 km. Cela dit, la production des ions dans la couche F est principalement due à l'ionisation de l'oxygène atomique par les EUV. En général, elle est divisée en trois sous-couches où chacune est caractérisée par une chimie prépondérante.

La première sous-couche s'étend environ depuis la couche E à 200 km. Le mécanisme d'ion-recombinaison est responsable de la perte de O^+ par deux réactions :



Ainsi les ions dominants sont O_2^+ et NO^+ (comme la région E).

À partir de 200 km, on a la sous-couche F2 où la densité de N_2 et O_2 décroît ce qui affecte aussi le taux de perte de O^+ par recombinaison des ions qui dépend fortement de ces deux dernières. Dans cette région, l'effet de transport est important comme la diffusion

ambipolaire et la vitesse de dérive induite par les vents et le champ magnétique.

Au-dessus de la sous-couche F2, nous avons la haute ionosphère. Les constituants atomiques sont dominants comme l'ion O^+ accompagné des atomes d'hydrogène ionisés par le mécanisme d'échange de charge avec O^+ , cela est dû à leurs potentiels qui sont voisins 13.61 eV et 13.59 eV, ce qui permet l'échange d'électrons plus facilement.



Le transport dans cette région est très dominant

1.2.4 Le chauffage de l'atmosphère

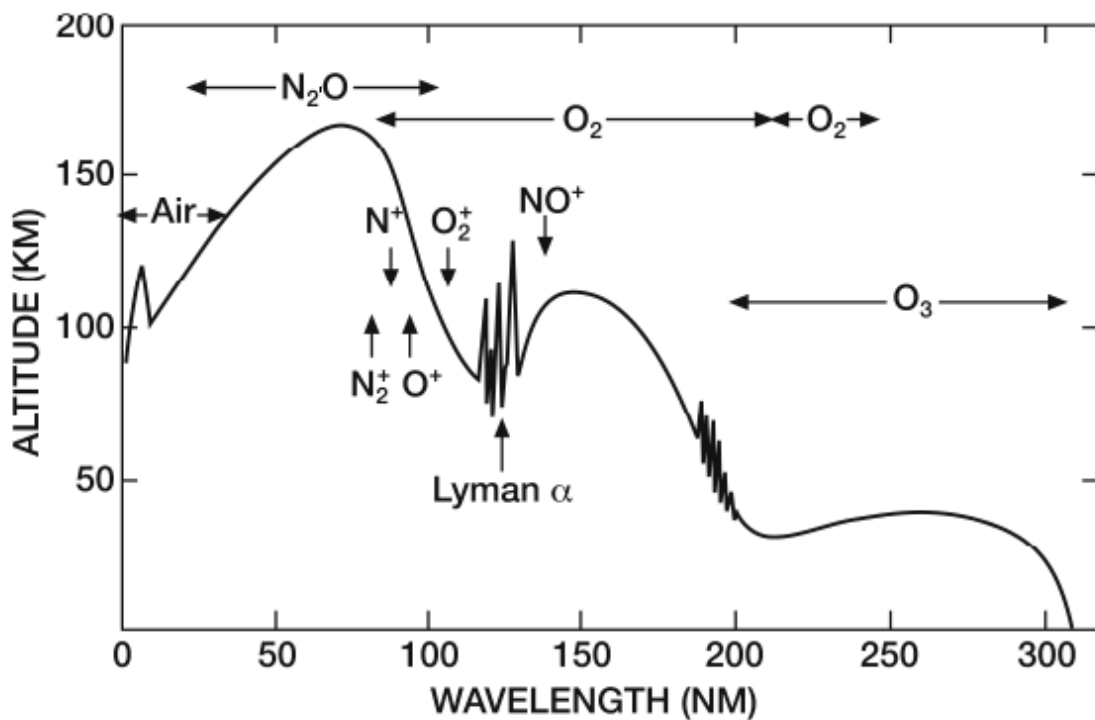


FIGURE 1.5 – La profondeur de pénétration des radiations UV en fonction de la longueur d'onde (Brasseur et Solomon 2006).

L'énergie absorbée par l'atmosphère est due à deux facteurs, l'absorption des rayonnements solaires et les particules énergétiques en entrant l'atmosphère. Les ondes à courte longueur d'onde (<100 nm) sont absorbées à des altitudes au-dessus de 100 km par contre les ondes visibles peuvent pénétrer jusqu'à la surface de la Terre. La figure (1.5) montre les espèces principales responsables de l'absorption pour des longueurs d'onde inférieures à 300 nm en fonction de l'altitude. Dans la stratosphère, l'ozone O_3 absorbe les radiations UV dans la gamme 203 - 397 nm (bandes de Hartley et Huggins). Cela peut chauffer la stratopause jusqu'à 12 kelvin par jour en dépendant de la densité d'ozone. Dans la mésosphère, les espèces O_2 , O_3 , CO_2 sont responsables de l'absorption pour une gamme allons

de 121.5 nm à 4.3 μm . L'énergie absorbée par O_2 et O_3 est redistribuée comme un potentiel chimique ou énergie interne en donnant des particules ionisées et excitées. L'énergie interne est transférée aux autres composants de l'atmosphère par collisions ce qui chauffe cette dernière. Dans la couche thermosphérique, la majorité des longueurs d'onde inférieures à 200 nm sont absorbées. Au-dessous de 150 km, le chauffage est principalement dû à l'absorption des radiations dans la gamme 130-200 nm (bandes de Schumann-Runge) qui peut générer un taux de chauffage de 30-40 kelvin par jour. Au-dessus de 150 km, le chauffage est dû à l'absorption de la gamme 10-100 nm qui peut produire un taux de chauffage entre 500 et 2000 k/jour qui dépend du cycle solaire qu'elle soit minimum ou maximum.

Une autre forme de source de chauffage dans les hautes latitudes est les vents solaires qui injectent de grandes quantités de particules chargées de haute énergie. Ces dernières sont accélérées par le champ magnétique de la terre et atteignent de grandes vitesses (jusqu'à 10 keV), ce qu'il leur permet de pénétrer profondément dans l'atmosphère. Ainsi les collisions entre ces particules avec les constituants neutres chauffent l'atmosphère.

1.2.5 Le transport dans l'atmosphère

Due aux différentes entrées énergétiques, on observe une augmentation dans la température de l'atmosphère de la Terre. Du fait, un gradient de pression se manifeste horizontalement orienté du côté jour (milieu chaud) au côté nuit (milieu froid). Ainsi, on observe un mouvement horizontal des vents (Kohl et King 1967). Le vent neutre qui souffle selon la direction est-ouest est appelé zonale et s'il souffle selon la direction sud-nord, il est appelé méridien. Le mouvement du vent est dominé par la force de Coriolis associée à la rotation de la Terre ainsi que les collisions entre les particules neutres et chargées qui dépendent de la latitude, l'altitude et le temps. D'un autre côté, les ions ne suivent pas la même trajectoire que les vents neutres à cause de leur mouvement contrôlé par le champ magnétique de la Terre et cela résulte une force de trainée exercée par les ions sur les neutres à travers les collisions (Rishbeth 1972). La force de trainée joue un rôle d'une contrainte qui limite la vitesse des vents neutres. En effet, l'amplitude de vitesse du vent est entre 20 et 50 m.s^{-1} pour une plage d'altitude de 100-200 km et augmente jusqu'à 50-100 m.s^{-1} pour la partie supérieure de la couche thermosphérique (Rishbeth 1972) (Kohl et King 1967). L'étude des vents neutres est très importante pour comprendre les variations des composants neutres ou chargés qui existent dans ces régions. Dans la région E, les vents neutres peuvent produire une déférence de vitesse et de densité entre les ions et les électrons ce qui produit un champ électrique ce qui produit aussi un mouvement de dérive $\text{E} \times \text{B}$ qui transporte le plasma vers d'autres régions. Cela produit une augmentation dans la densité de plasma souvent aperçue dans la région équatoriale (basse latitude) appelée aussi «Equatorial Ionization Anomaly » (EIA).

Cependant, les méthodes pour mesurer et observer les vents neutres sont très limitées. Par exemple, les mesures à partir du sol sont menues en utilisant une technique d'interférométrie qui utilise l'effet Doppler des raies d'émission (Hays et Roble 1971). Malheureu-

sement, les données obtenues par cette méthode sont valables seulement durant les nuits sans nuages ainsi que cette technique est disponible seulement à quelque endroit (Drob et al. 2008). Les données sur les vents sont aussi obtenues à partir des satellites, cependant il y a souvent un problème de précisions, de continuité et la gamme de temps qui peut être couverte.

1.2.6 Sondage de l'ionosphère

À l'exception des mesures in situ menées par les satellites et les fusées, le sondage des plasmas ionosphériques est obtenu en utilisant les ondes radio. Une basique propriété du plasma est la fréquence de plasma f_{n_i} qui quantifie l'oscillation des particules chargées. Elle est définie comme :

$$f_{n_i} = \sqrt{\frac{n_i e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m}} \quad (1.7)$$

Où n_i est la densité de la particule chargée i , e est la charge de l'électron, ϵ_0 est la permittivité du vide, m la masse de la particule i (Davies 1990).

Considérons un plasma homogène de densité n_i et une propagation perpendiculaire d'une onde électromagnétique. Si la fréquence f de l'onde est inférieure ou égale à la fréquence de plasma f_{n_i} l'onde est réfléctée. Et si $f > f_{n_i}$ elle pénètre le plasma. Cette propriété est utilisée dans l'ionosphère pour examiner sa structure verticale.

1.3 CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DE L'IONOSPHERE

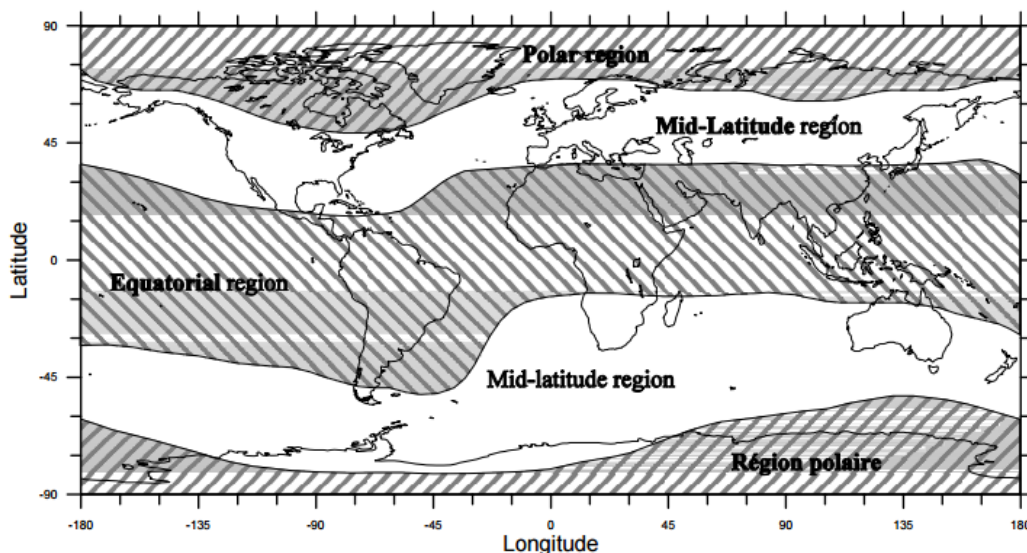


FIGURE 1.6 – Les différentes régions de l'ionosphère selon l'angle d'inclinaison (Warnant et al. 2002).

La structure de l'ionosphère varie avec les jours, les saisons et les conditions géomagnétiques et solaires. Selon l'angle d'inclinaison magnétique (voir A.4), l'ionosphère est

divisée en trois parties (figure 1.6). Chaque partie est caractérisée par des propriétés et mécanismes spécifiques.

1.3.1 Région polaire

Appelée aussi haute latitude, elle est définie comme la région située au-dessus de 60° où les lignes du champ magnétique vertical sont très proches de l'ionosphère. En conséquence, elle est couplée avec la magnétosphère (région où le champ magnétique est très dominant 1.1). En particulier, les particules chargées sont transportées par les vents solaires. L'énergie de ces dernières est amplifiée et accélérée par le champ magnétique, elle peut atteindre plusieurs keV. Ce qui rend la densité électronique très variable. Contrairement aux régions de l'équatorial et les latitudes moyennes où l'ionisation est principalement due aux rayonnements solaires UV et EUV, dans les régions polaires elle est partiellement due à la précipitation des particules suprathermiques notamment dans la nuit (absence du flux solaire). Les électrons créés à partir de l'ionisation ont un excès d'énergie et peuvent à leur tour ioniser les neutres et produire d'autres électrons avec une énergie allant de 1 à 100 eV, ils sont appelés les électrons secondaires et considérés comme un autre réservoir d'énergie qui affecte l'atmosphère. Les vents solaires contiennent aussi des protons avec une énergie qui peut atteindre 10-300 MeV. Ce phénomène peut augmenter le taux d'ionisation dans les couches ionosphériques et permet de pénétrer profondément dans l'atmosphère et de changer ses composants neutres.

1.3.2 Région équatorial

S'étend en latitude de 20° à 0° , elle est caractérisée par un champ magnétique circulant vers l'est appelé électrojet équatorial qui résulte d'une grande conductivité dans la direction est - ouest. Le champ magnétique est horizontal ce qui induit une vitesse de dérive ($E \times B$). Ce dernier transporte le plasma vers des latitudes plus hautes. Des anomalies peuvent se former dans cette région comme les trous d'ionisation qui se forme par l'effet des processus de transport, spécifiquement la diffusion et la vitesse de dérive (Anderson 1973).

1.3.3 Région de latitude moyenne

Cette partie s'étend de 20° à 60° . La densité électronique est généralement le résultat de l'équilibre entre l'ionisation et les pertes. Cette région est aussi affectée par le transport comme les vents neutres et la diffusion. Le tableau (1.1) résume quelques caractéristiques de plasma ionosphérique.

Région	D	E	F
n_n (cm^{-3})	10^{15}	10^{12}	10^{10}
n_e (cm^{-3})	10^3	10^3	10^6
T_e (k)	200	200	600-1500
T_n (k)	200	200	700-800
λ_D (cm)	3	0.6	0.4
ν_{ne} (s^{-1})	-	10^5	$2 \cdot 10^3$
ν_{ni} (s^{-1})	-	$6 \cdot 10^3$	30

TABLE 1.1 – Les caractéristiques principales de l'ionosphere

1.4 MODÉLISER L'IONOSPHERE

Connaitre la structure de l'ionosphere et sa dynamique est nécessaire pour garantir la bonne gestion des systèmes de navigation et de communications radio. Plusieurs modèles ont été établis pour simuler l'ionosphere de la terre. Ils sont classés généralement par latitude (faible, moyenne, haute) et inclus les régions D, E, F. Les modèles ionosphériques se divisent en plusieurs types, les plus connus sont les modèles théoriques et empiriques.

1.4.1 Les modèles théoriques

Ces modèles tentent de résoudre l'équation de Boltzmann pour un plasma ionosphérique en commençant par l'équation de continuité, de mouvement et de l'énergie pour chaque espèce. Les paramètres ionosphériques sont calculés à partir des processus qui contrôlent le comportement du système. Comme les équations de transport dépendent du temps, non linéaires et couplées, plusieurs méthodes numériques sont utilisées pour obtenir la densité des ions et des électrons, leurs vitesses et températures en fonction de l'altitude, la latitude, la longitude et le temps. Ces informations sont très importantes afin de les comparer avec les observations ou étudier certains phénomènes. Voici quelques modèles largement utilisés (Schunk 1996) grâce aux améliorations ajoutées régulièrement :

- Global Theoretical Ionospheric Model (GTIM) développé par le laboratoire de Phillips USA.
- Coupled Thermosphere-Ionosphere Model (CTIM) développé par University College de Londres et l'université de Sheffield UK.
- Time Dependent Ionospheric Model (TDIM) développé par l'université d'État de l'Utah USA.
- Thermosphere-Ionosphere Global Circulation Model (TIGCM) développé par National Center for Atmospheric Research USA.

Bien que les modèles théoriques ont prouvé leurs capacités de reproduire plusieurs conditions géomagnétiques, ils nécessitent des durées très grandes en raison de la complexité de ces modèles, ce qui est une importante limitation notamment pour des applications en temps réel.

1.4.2 Les modèles empiriques

Ses modèles sont basés sur des fonctions analytiques et des observations expérimentales. Plusieurs modèles ont été développés ces dernières années comme MSIS qui décrit l'atmosphère neutre et simule leurs densités et températures et le modèle IRI (International Reference Ionosphere) qui donne les densités ioniques et électroniques ainsi que leurs températures, Il est capable de reproduire les fréquences critiques et l'altitude des pics des couches E et F ainsi que les profils de densité électronique de 90 à 1600 km. À part IRI, il y a plusieurs d'autres modèles ionosphériques qui sont connus comme le modèle de Klobuchar et NeQuick. Mais, IRI reste généralement le plus utilisé dû à l'utilisation facile du code de FORTRAN et aux améliorations continues apportées dans les méthodes. Pavel Najman et Tomislav Kos on fait une étude comparative entre ces modèles où ils ont conclu que la performance des modèles varie avec le temps, le lieu et le flux solaire ce qui signifie qu'il n'y a pas un modèle parfait pour tous les conditions (Kos et Najman 2014).

LES ÉQUATIONS DE TRANSPORT

2

SOMMAIRE

2.1	ÉQUATION DE BOLTZMANN ET SES MOMENTS	25
2.1.1	Équation de continuité	27
2.1.2	Équation de mouvement	28
2.2	LE FLUX SOLAIRE	29
2.2.1	La photo-ionisation	30
2.2.2	La photo-excitation	31
2.3	LE FLUX DES ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES	32
2.4	LE TRANSPORT DANS L'ATMOSPHÈRE :	36
2.4.1	La diffusion	36
2.4.2	La vitesse de dérive	37

L'idée d'utiliser les lois principales de la physique pour les prévisions météorologiques pour la première fois a été proposée par V. Bjerknes en 1904. Il a suggéré que l'évolution de l'atmosphère peut être décrite par 7 variables : la pression, la température, la densité de l'air et de l'eau qu'il contient et les 3 composantes de vitesse du vent. Pour simplifier le problème et réduire les problèmes liés aux lois principales de la physique :

- La conservation de la masse est représentée par l'équation de continuité pour calculer la densité de l'air et de l'eau.
- La conservation du moment est représentée par l'équation des vitesses pour calculer les composantes de la vitesse.
- La conservation de l'énergie est représentée par l'équation de l'énergie pour calculer la pression et la température.

Ces équations sont appelées les équations de transport qui sont souvent utilisées pour simuler l'ionosphère des planètes

2.1 ÉQUATION DE BOLTZMANN ET SES MOMENTS

L'approche des équations de transport est basée sur l'équation de Boltzmann avec laquelle on peut déterminer l'évolution de la fonction de distribution f_s d'un nombre N de particule s . La distribution $f_s(v_s, r_s, t)$ nous donne l'information sur la vitesse v_s de la particule s dans l'intervalle $v_s, v_s + dv_s$ à une position r_s dans l'intervalle $r_s, r_s + dr_s$ et un temps t . L'équation de Boltzmann est donnée par :

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v}_s \cdot \nabla (f_s) + \mathbf{a}_s \cdot \nabla_v (f_s) = \frac{\delta f_s}{\delta t} \quad (2.1)$$

avec \mathbf{a}_s est l'accélération de la particule s qui représente les forces externes (forces de Lorenz et la gravité) appliquées à la particule s , on peut l'écrire comme :

$$\mathbf{a}_s = \mathbf{G} + \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}) \quad (2.2)$$

Où G est l'accélération gravitationnelle, E est le champ électrique, B est le champ magnétique, q_s et m_s sont, respectivement la charge et la masse de la particule s .

Le terme $\delta f_s / \delta t$ représente l'effet des collisions sur l'évolution de f_s , appelé aussi opérateur de collision. Dans les milieux ionosphériques où les mécanismes de collisions sont très importants, l'établissement de l'opérateur de collision pour qu'il englobe toute la physique des collisions est très difficile et souvent impossible. Pour cela, on a généralement recours à une approche indirecte pour contourner le problème, appelée "approche fluide". Cette dernière consiste à utiliser les paramètres macroscopiques qui caractérisent le système étudié (densité, température, vitesse,...). Ces quantités macroscopiques sont calculées en multipliant la fonction de distribution par un polynôme qui définit la quantité macroscopique puis l'intégré sur les dimensions des vitesses. On appelle cette procédure "moment de la fonction de distribution". À titre d'exemple, on va donner les moments

les plus utilisés :

- **La densité de particule** : elle représente le nombre de particules dans un élément de volume dr^3 . Pour la calculer, il suffit de prendre le moment scalaire d'ordre 0 en multipliant la fonction f_s par le polynôme 1. On a alors :

$$n_s(r, t) = \int_v \mathbf{1} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}_s, t) d^3v \quad (2.3)$$

- **La vitesse moyenne** : elle est définie comme la vitesse moyenne des particules dans un volume dr^3 calculée en multipliant par le polynôme \mathbf{v}_s puis on divise par la densité n_s :

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_s} \int_v \mathbf{v}_s f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}_s, t) d^3v \quad (2.4)$$

Elle est souvent appelée moment d'ordre 1 de la fonction de distribution. Il faut noter que la définition générale de la moyenne d'une fonction $A(\mathbf{V}_s)$ est donnée par :

$$\langle A(\mathbf{v}_s) \rangle = \frac{1}{n_s} \int_v A(\mathbf{r}, \mathbf{v}_s, t) f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}_s, t) d^3v \quad (2.5)$$

- **La température** : elle est obtenue en prenant le moment scalaire d'ordre 2 associé au polynôme $\frac{1}{2}m\mathbf{c}_s^2$ représentant l'énergie thermique où $\mathbf{c}_s = \mathbf{v}_s - \mathbf{u}_s$ est définie comme la vitesse thermique. En effet dans le référentiel local, les particules ne sont soumises qu'à l'agitation thermique. Ainsi, la température est donnée par :

$$\frac{1}{2}m \langle \mathbf{c}_s^2 \rangle = \frac{m}{2n_s} \int_v \mathbf{c}_s^2 f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}_s, t) d^3v \quad (2.6)$$

- **Le flux de chaleur** : il est défini comme un transport d'énergie dans une direction due à une dissymétrie. Lorsqu'il y a interaction entre de deux volumes de particules de la même espèce s avec des températures différentes, un transport d'énergie se manifeste suivant une direction spécifique du milieu, le plus chaud vers le plus froid. Le flux de chaleur est obtenu par le moment vectoriel d'ordre 3 en multipliant par le polynôme $\frac{1}{2}n_s m \mathbf{c}_s^2 \mathbf{c}_s$:

$$\mathbf{q}_s = \frac{1}{2}n_s m \langle \mathbf{c}_s^2 \mathbf{c}_s \rangle = \frac{m}{2} \int_v \mathbf{c}_s^2 \mathbf{c}_s f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}_s, t) d^3v \quad (2.7)$$

- **Le tenseur de pression** : est obtenu en prenant le moment tensoriel d'ordre 2 associé au polynôme $n_s m_s \mathbf{c}_s \mathbf{c}_s$:

$$\mathbf{P}_s = n_s m \langle \mathbf{c}_s \mathbf{c}_s \rangle = m \int_v \mathbf{c}_s \mathbf{c}_s f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}_s, t) d^3v \quad (2.8)$$

2.1.1 Équation de continuité

Elle est calculée en prenant le moment 0 associé au polynôme 1 de l'équation de Boltzmann (2.1), on a :

$$\int \frac{\partial f_s}{\partial t} dv^3 + \int \mathbf{v}_s \cdot \nabla (f_s) dv^3 + \int \mathbf{a}_s \cdot \nabla_v (f_s) dv^3 = \int \frac{\delta f_s}{\delta t} dv^3 \quad (2.9)$$

Les variables r, v_s sont indépendants l'un de l'autre alors nous avons :

$$\mathbf{v}_s \cdot \nabla (f_s) = \nabla \cdot (\mathbf{v}_s f_s) \quad (2.10)$$

et

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_s \cdot \nabla_v (f_s) &= \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) - f_s \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s) \\ &= \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) - f_s \nabla_v \cdot (\mathbf{G} + \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B})) \\ &= \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) \end{aligned} \quad (2.11)$$

le terme $f_s \nabla_v \cdot (\mathbf{G} + (q_s/m_s)(\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}))$ est nul car \mathbf{G} et \mathbf{E} sont indépendants de v_s et le terme $\mathbf{v}_s \times \mathbf{B}$ est perpendiculaire à ∇_v .

La substitution de (2.10) et (2.11) dans (2.9), nous donne :

$$\int \frac{\partial f_s}{\partial t} dv^3 + \int \nabla \cdot (\mathbf{v}_s f_s) dv^3 + \int \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) dv^3 = \int \frac{\delta f_s}{\delta t} dv^3 \quad (2.12)$$

Puisque la distribution f_s est nulle pour $v_s \rightarrow \infty$, le terme $\int \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) dv^3 = 0$ (le théorème de Green-Ostrogradsky). L'équation (2.12) devient :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_s n_s) = \frac{\delta n_s}{\delta t} \quad (2.13)$$

avec

$$\frac{\delta n_s}{\delta t} = \int \frac{\delta f_s}{\delta t} dv^3 \quad (2.14)$$

Cette équation décrit la conservation de la masse dans l'atmosphère lorsque le terme (2.14) est nul. Dans le cas contraire, l'équation nous donne des informations sur les systèmes non fermés, en particulier les réactions chimiques qui affectent le nombre des particules. Pour cela, cet opérateur est souvent écrit comme une somme de taux de production de particules P_s et de taux de perte de particules $L_s n_s$. Alors on obtient l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_s n_s) = P_s - L_s n_s \quad (2.15)$$

2.1.2 Équation de mouvement

Prenons le moment d'ordre 1 associé au polynôme $m_s c_s$ de l'équation de Boltzmann (2.1) et utilisant les mêmes propriétés (2.10) et (2.11), on trouve :

$$\int m_s \mathbf{c}_s \frac{\partial f_s}{\partial t} dv^3 + \int m_s \mathbf{c}_s \nabla \cdot (\mathbf{v}_s f_s) dv^3 + \int m_s \mathbf{c}_s \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) dv^3 = \int m_s \mathbf{c}_s \frac{\delta f_s}{\delta t} dv^3 \quad (2.16)$$

On développe les termes de la partie gauche :

$$\begin{aligned} \int m_s \mathbf{c}_s \frac{\partial f_s}{\partial t} dv^3 &= m_s \int \mathbf{v}_s \frac{\partial f_s}{\partial t} dv^3 - m_s \mathbf{u}_s \int \frac{\partial f_s}{\partial t} dv^3 \\ &= m_s \frac{\partial (n_s \mathbf{u}_s)}{\partial t} - m_s \mathbf{u}_s \frac{\partial n_s}{\partial t} \\ &= m_s n_s \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \int m_s \mathbf{c}_s \nabla \cdot (\mathbf{v}_s f_s) dv^3 &= \int m_s \mathbf{v}_s \nabla \cdot (\mathbf{v}_s f_s) dv^3 - \int m_s \mathbf{u}_s \nabla \cdot (\mathbf{v}_s f_s) dv^3 \\ &= m_s \nabla \cdot (n_s \langle \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s \rangle) - m_s \mathbf{u}_s \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Les deux termes de l'équation peuvent être écrits comme :

$$\begin{aligned} m_s \nabla \cdot (n_s \langle \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s \rangle) &= m_s \nabla \cdot (n_s \mathbf{c}_s \mathbf{c}_s) + m_s \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) + 2m_s \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s \langle \mathbf{c}_s \rangle) \\ &= \nabla \cdot \mathbf{P}_s + m_s \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$m_s \mathbf{u}_s \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s) = m_s \nabla \cdot (n_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) - m_s n_s (\mathbf{u}_s \cdot \nabla) \mathbf{u}_s \quad (2.20)$$

De (2.19) et (2.20), le terme (2.18) s'écrit :

$$\int m_s \mathbf{c}_s \nabla \cdot (\mathbf{v}_s f_s) dv^3 = \nabla \cdot \mathbf{P}_s + m_s n_s (\mathbf{u}_s \cdot \nabla) \mathbf{u}_s \quad (2.21)$$

$$\int m_s \mathbf{c}_s \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) dv^3 = m_s \int \mathbf{v}_s \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) dv^3 - m_s \mathbf{u}_s \int \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) dv^3 \quad (2.22)$$

En utilisant encore le théorème de Green-Ostrogradsky, le deuxième terme dans la partie droite de l'équation (2.22) est nul alors :

$$\begin{aligned} \int m_s \mathbf{c}_s \nabla_v \cdot (\mathbf{a}_s f_s) dv^3 &= m_s \int \nabla_v \cdot (\mathbf{v}_s \mathbf{a}_s f_s) dv^3 - m_s \int \mathbf{a}_s f_s \nabla_v \cdot \mathbf{v}_s dv^3 \\ &= -m_s \int \mathbf{a}_s f_s dv^3 \\ &= -m_s n_s \mathbf{G} - q_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Après la substitution de (2.17), (2.21) et (2.23) dans (2.16), le résultat prend la forme suivante :

$$m_s n_s \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{P}_s + n_s m_s (\mathbf{u}_s \cdot \nabla) \mathbf{u}_s - m_s n_s \mathbf{G} - q_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}) = \frac{\delta M_s}{\delta t} \quad (2.24)$$

avec

$$\frac{\delta M_s}{\delta t} = \int m_s c_s \frac{\delta f_s}{\delta t} dv^3 \quad (2.25)$$

Cela dit, il faut noter que les équations de transport sont des équations couplées. Par exemple dans le cas de l'équation de continuité il y a le terme de vitesse qui est décrit par l'équation de mouvement. On constate qu'il y a une hiérarchie d'équations où chaque moment l contient un moment $l+1$. Pour résoudre ces équations, on impose une fermeture en utilisant des distributions approximées ou des équations d'états.

2.2 LE FLUX SOLAIRE

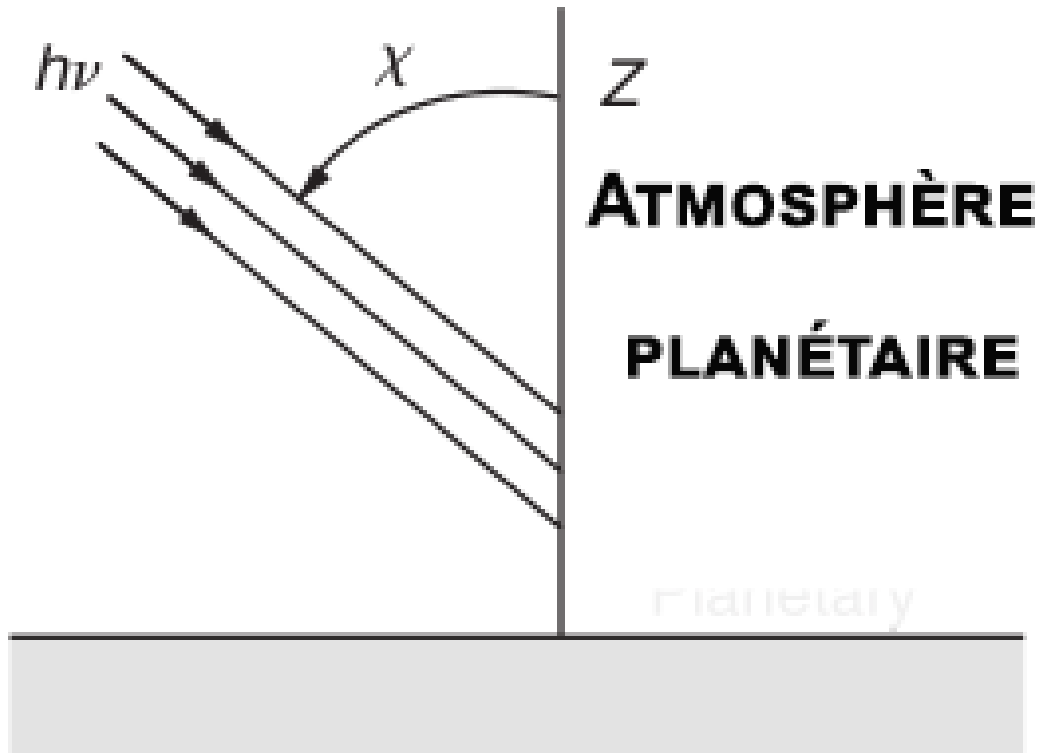


FIGURE 2.1 – Schéma qui montre la propagation d'un rayons dans l'atmosphère

Lorsque les rayons solaires traversent l'atmosphère de la terre, les constituants de ce dernier absorbent le flux solaire. Ainsi les couches ionosphériques sont créées. Soit $I(\lambda, z)$ l'intensité d'un rayon lumineux en fonction de la longueur d'onde et de l'altitude z qui traverse une atmosphère constituée de plusieurs espèces (Figure 2.1). Nous avons donc :

$$\frac{dI(\lambda, z)}{dz} = - \sum_n I(\lambda, z) \sigma_a^n(\lambda) n_n(z) \sec \chi \quad (2.26)$$

Avec σ_a^n est la section efficace de la photo-absorption d'une longueur d'onde λ pour l'espèce s , n_s la densité de l'espèce s , sec est la fonction sécante et χ est l'angle zénithal. L'équation (2.26) représente la variation de l'intensité à travers une épaisseur dz . En intégrant sur toute l'altitude, nous retrouvons :

$$I(\lambda, z) = I(\lambda, z)_\infty \exp\left(-\sum_s \int_\infty^z \sigma_a^s(\lambda) n_s(z') sec\chi(z') dz'\right) \quad (2.27)$$

Où $I(\lambda, z)_\infty$ est le flux solaire au sommet de l'atmosphère il est généralement mesuré ou calculé par des modèles semi-empiriques (voir les modèles du flux solaire dans le chapitre 1). À partir de l'équation (2.27), on peut déduire que le processus de photo-absorption augmente lorsque la densité des constituants ou les sections efficaces sont élevées. Ainsi plus l'atmosphère est dense et plus l'intensité de flux solaire diminue. L'énergie transférée aux particules neutres peut déclencher plusieurs processus qui peuvent être l'ionisation ou l'excitation. Le taux d'absorption pour une longueur d'onde λ à une altitude z pour l'espèce s est égal à :

$$P_p^s(\lambda, z) = n_n(z) \sigma_p^s(\lambda) I(\lambda, z) \quad (2.28)$$

$\sigma_p^n(\lambda)$ est la section efficace de l'absorption du processus p pour une longueur d'onde λ où p représente le processus d'ionisation ou excitation.

2.2.1 La photo-ionisation

La photo-ionisation des constituants neutres de l'atmosphère produit des paires d'électron-ion. L'équation qui décrit le taux de production des ions est :

$$P_i^s(z) = n_n(z) \int \sigma_i^s(\lambda) I(\lambda, z) d\lambda \quad (2.29)$$

La résolution numérique de l'équation (2.29) nous donne le taux de production en fonction de l'altitude z . Afin de montrer la forme générale de la solution de l'équation (2.29), nous avons tracé la figure (2.2) qui représente le profil du taux de production des ions et électrons (O_2^+ , O^+ , N_2^+ , e) pendant le jour à une latitude moyenne. Les densités des neutres utilisées sont fournies par *MSIS90* et les sections efficaces sont celles de Lummerzheim (Lummerzheim et Lilensten 1994).

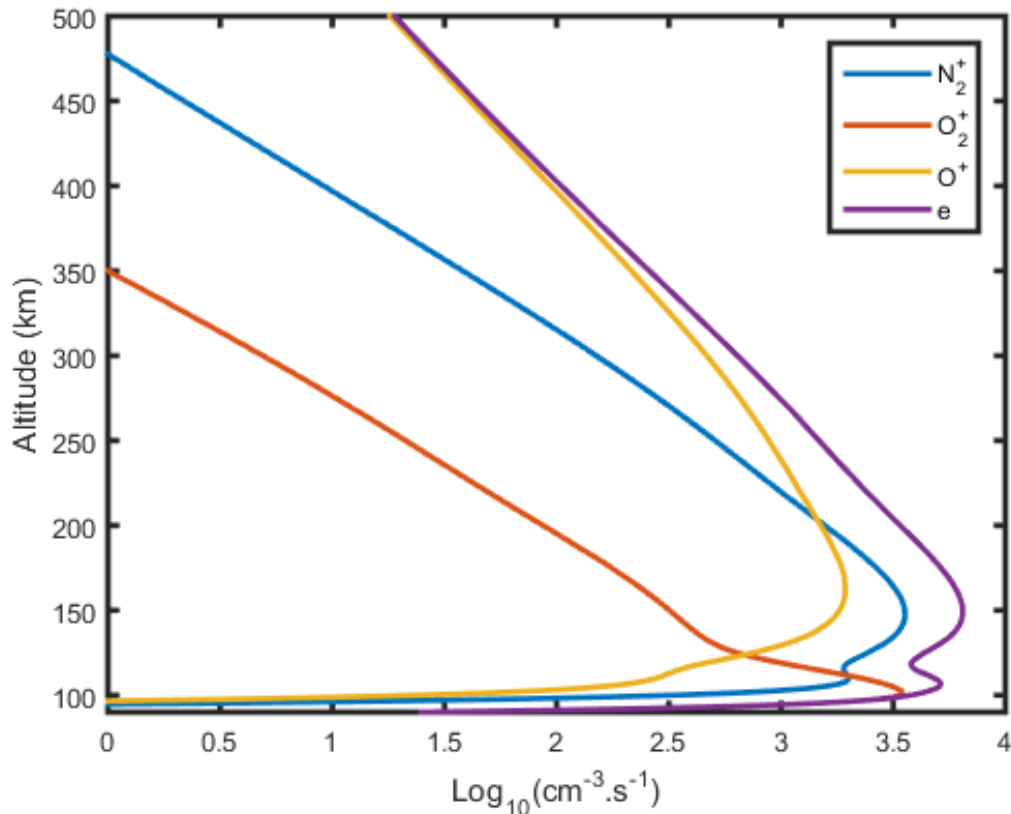


FIGURE 2.2 – le taux de production des ions et électron par la photo-ionisation

La production des électrons (qui est la somme des taux de production des ions) a deux maxima, le premier pic situé à une altitude de 106 km est dû principalement à la contribution de l'ion O_2^+ et le deuxième à 150 km est dû à deux ions N_2^+ et O^+ . On remarque aussi que la production diminue avec l'altitude où elle devient faible à haute altitude. Cela revient à la faible densité des neutres dans les hautes altitudes.

2.2.2 La photo-excitation

Lorsque le photon est absorbé à une énergie faible par rapport au seuil d'ionisation d'une espèce neutre, elle peut être excitée à un état plus élevé que l'état de repos ou l'état fondamental. Contrairement à la photo-ionisation, la photo-excitation n'est pas due aux ondes EUV mais à des ondes de faible énergie (> 100 nm). La production d'un état excité ν est donnée par l'équation suivante :

$$P_\nu^s(z) = n_s(z) \int \sigma_\nu^s(\lambda) I(\lambda, z) d\lambda \quad (2.30)$$

Avec les mêmes conditions que la figure (2.2), nous avons tracé la figure (2.3) pour les états excités ($O(1D)$, $O(1S)$). On voit que les états excités ont le même comportement que les ions avec un maximum pour chaque profil. La seule différence est le taux faible de

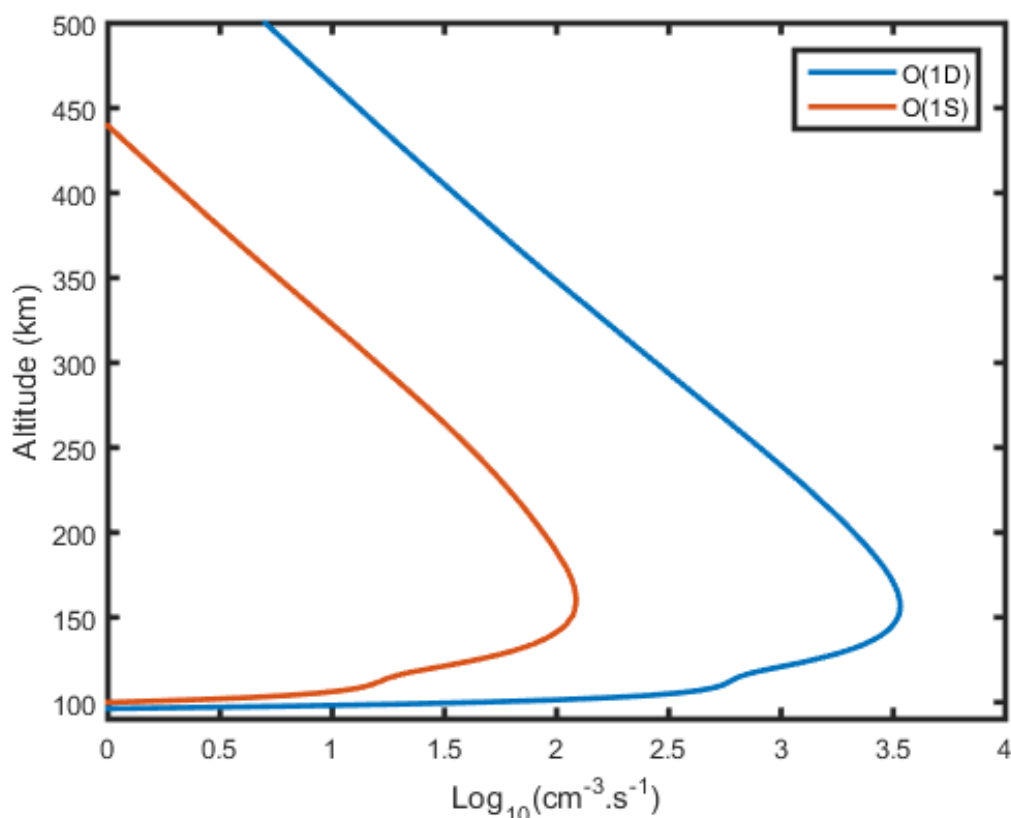


FIGURE 2.3 – le taux de production des états excités par la photo-excitation

production de ces états qui revient aux faibles sections efficaces d'excitation par rapport aux celles de l'ionisation.

2.3 LE FLUX DES ÉLECTRONS SUPRATHERMIQUES

À part les électrons transportés avec les vents solaires qui entrent l'atmosphère, il y a aussi les électrons issus de la photo-ionisation qu'on appelle les photo-électrons. Ces derniers peuvent avoir une énergie bien supérieure au seuil d'ionisation des particules neutres. Alors, elles ionisent à son tour d'autres constituants. Cette nouvelle population d'électron est appelée électron secondaire. Lorsque les électrons de haute énergie subissent des collisions avec les constituants de l'atmosphère, ils perdent de l'énergie jusqu'à ce qu'ils atteignent une énergie près de la population ambiante (énergie thermique 0.1 eV) qui ont une distribution de Maxwell. Pour étudier l'évolution du flux des électrons, on fait recours cette fois aussi à l'équation de Boltzmann. Soit la fonction de distribution des électrons suprathermiques $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}_e, t)$:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v}_e \cdot \nabla(f_e) + \mathbf{a}_e \cdot \nabla_v(f_e) = \frac{\delta f_e}{\delta t} \quad (2.31)$$

Utilisant les propriétés (2.10) et (2.11), on a donc :

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \nabla(f\mathbf{v}_e) + \nabla_v(f_s\mathbf{a}_e) = \frac{\delta f_e}{\delta t} \quad (2.32)$$

Dans l'équation (2.32), le troisième terme dans la partie gauche inclut les forces externes qui agissent sur les électrons suprathérmiqes. Alors on peut l'écrire comme :

$$\nabla_v(f_s\mathbf{a}_s) = \frac{1}{m_s} \nabla_v(f_s \sum_{ext} \mathbf{F}) \quad (2.33)$$

Etant donné que la trajectoire des électrons est autour des lignes du champ magnétique, nous nous placerons dans la référentiel du centre de guidance. Cela nous permet de prendre seulement les forces parallèles aux lignes du champ magnétique. On a alors la force de pesanteur est négligeable dû à la masse faible de l'électron. En supposant que les électrons se déplacent suivant les lignes du champ magnétique, le champ électrique est principalement créé par la polarisation du plasma qui est faible. Alors on peut négliger la force créée par le champ électrique. Ainsi, il ne reste à considérer que la force de friction qui décrit le chauffage des électrons ambiant (il y a un transfert d'énergie des particules vers les particules ambiantes), le seul problème est qu'en réalité on ne peut pas mesurer expérimentalement la fonction de perte car on n'a pas les données des sections efficaces associées. C'est la raison pour laquelle nous introduisons une approximation appelée *continuous slowing down* (Swartz et Nisbet 1972). Elle est de la forme :

$$- n_e.L(E).\Omega \quad (2.34)$$

n_e est la densité des électrons thermique et le terme Ω représente le vecteur unité \mathbf{v}_s/v . $L(E)$ est la fonction de perte qui décrit l'énergie perdue par friction reliée aux électrons suprathérmiqes, elle est exprimée par $eV.cm^2$ (Stamnes et Rees 1983) :

$$L(E) = \frac{3.3710^{-12}}{E^{0.94}n_e^{0.03}} \left[\frac{E - E_e}{E - 0.53E_e} \right]^{2.36} \quad (2.35)$$

Avec $E_e = 8.61810^{-5}$ définie comme l'énergie thermique, T_e la température électronique. La substitution de (2.34) dans (2.33), on a :

$$\nabla_v(f_s\mathbf{a}_s) = \frac{1}{m_s} \nabla_v(-n_e.L(E).\frac{\mathbf{v}_s}{v}f_s) \quad (2.36)$$

L'opérateur de gradient (∇_v) s'écrit comme $\sum_i \partial/\partial v_i$ ($i = x, y, z$) et en factorisant un coefficient commun (v^2), le terme (2.36) peut être développé comme suit :

$$\nabla_v(f_s\mathbf{a}_s) = \frac{v^2}{m_s} (-n_e.L(E).f_s) \cdot \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{v_i}{v^3} \right) + \frac{\mathbf{v}}{v^3} \nabla_v \cdot \left(-\frac{v^2}{m_s} n_e.L(E).f_s \right) \quad (2.37)$$

Où

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{v_i}{v^3} \right) = 0 \quad (2.38)$$

et

$$\frac{\mathbf{v}}{v^3} \nabla_v = \frac{m_s}{v_s} \frac{\partial}{\partial E} \quad (2.39)$$

ce qui implique :

$$\frac{1}{m_s} \nabla_v (-n_e \cdot L(E) \cdot \frac{\mathbf{v}_s}{v} f_s) = \frac{m_s}{v_s} \frac{\partial}{\partial E} \left(-\frac{v^2}{m_s} \cdot n_e \cdot L(E) \cdot f_s \right) \quad (2.40)$$

l'équation (2.32) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}_s, t)}{\partial t} + \nabla_r (f_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}_s, t) \mathbf{v}_s) - n_e \frac{m_s}{v_s} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{v^2}{m_s} \cdot n_e \cdot L(E) \cdot f_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}_s, t) \right) \\ = \left(\frac{\delta f_s(\mathbf{r}_s, \mathbf{v}_s, t)}{\delta t} \right)_{coll} \end{aligned} \quad (2.41)$$

La fonction de distribution f_e peut être reliée au flux (intensité) $\phi_e(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$ des électrons suprathermiques qui représente l'ensemble des électrons par énergie dans un volume dr^3 . Ce dernier est une quantité mesurable exprimée par ($cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot eV^{-1} \cdot sr^{-1}$) :

$$f_e(\mathbf{r}_e, \mathbf{v}_e, t) = \frac{m_e}{v^2} \phi_e(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad (2.42)$$

Après la simplification de (2.41), nous retrouvons :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \phi_e(\mathbf{r}, E, \Omega, t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{v}_s}{v} \nabla_r (\phi_e(\mathbf{r}, E, \Omega, t)) - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \cdot \phi_e(\mathbf{r}, E, \Omega, t)) \\ = \frac{1}{v} Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \end{aligned} \quad (2.43)$$

avec

$$Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \frac{v^2}{m} \left(\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} \right)_{coll} + \frac{v}{m} Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (2.44)$$

Due à la complexité de l'équation (2.3), on fait appel à deux hypothèses.

- La première est l'hypothèse de stationnarité : les collisions dans l'atmosphère neutre est de l'ordre de la seconde, par contre les perturbations dues à les précipitations durent des heures. De ce fait, on peut dire que le flux est indépendant du temps, le terme $\partial \phi_e(\mathbf{r}, E, \Omega, t) / \partial t = 0$.
- La deuxième hypothèse concerne la géométrie du problème. Supposons une atmosphère stratifiée perpendiculaire à la verticale du lieu considéré, si on prend aussi l'axe \mathbf{z} parallèle à \mathbf{B} , le terme $(\mathbf{v}/v) \nabla_r = \mu \partial / \partial z$.

Nous retrouvons ainsi une équation de Boltzmann considérablement simplifiée :

$$\mu \frac{\partial}{\partial z} (\phi_e(\mathbf{z}, E, \mu)) - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \cdot \phi_e(\mathbf{z}, E, \mu)) = \frac{1}{v} Q(\mathbf{z}, E, \mu) \quad (2.45)$$

où μ est le cosinus de l'angle entre la direction du champ magnétique \mathbf{B} et l'angle d'attaque de l'électron θ . Le terme $Q(\mathbf{z}, E, \mu)$ est considéré comme la différence à chaque altitude entre les sources (les précipitations, les photoélectrons) et les pertes qui sont dues aux collisions.

Introduisons maintenant le paramètre $d\tau$ définis comme :

$$d\tau = \sum_s n_s(z) \sigma_s^T(E) dz \quad (2.46)$$

τ est le libre parcours moyen, Il représente la distance moyenne qu'une particule peut parcourir sans collision. Il est sans dimension (équivalent à la profondeur optique). $n_s(z)$ et $\sigma_s^T(E)$ est la densité à une altitude z et la section efficace totale de l'espèce s . On a donc :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} (\phi_e(\tau, E, \mu)) - \frac{n_e}{\sum_s n_s(z) \sigma_s^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \cdot \phi_e(\tau, E, \mu)) \\ = \frac{1}{\sum_s n_s(z) \sigma_s^T(E)} \frac{1}{v} Q(\tau, E, \mu) \end{aligned} \quad (2.47)$$

Le terme $Q(\tau, E, \mu)$ est la somme des termes qui décrivent les électrons primaires, les collisions et la redistribution en énergie des électrons produits par ionisation.

La résolution de l'équation (2.47) nous donne le flux stationnaire $(\phi_e(\tau, E, \mu))$ où la connaissance de ce dernier nous permet d'accéder à plusieurs paramètres essentiels comme le flux montant $\phi_e(\tau, E)^+$ et le flux descendant $\phi_e(\tau, E)^-$ qui sont des paramètres mesurés par les satellites :

$$\phi_e(\tau, E)^+ = 2\pi \int_0^1 \phi_e(\tau, E, \mu) \mu d\mu \quad (2.48)$$

$$\phi_e(\tau, E)^- = 2\pi \int_{-1}^0 \phi_e(\tau, E, \mu) \mu d\mu \quad (2.49)$$

Un autre paramètre qui nous intéresse est le taux de production des ions par impact des électrons suprathermiques et la production des électrons secondaires qui est la somme de tous les taux de production des ions. Elle est exprimée comme :

$$P_{sec} = \sum_s n_s(z) 2\pi \int_{-1}^1 d\mu \int \sigma_s^{ion}(E) \phi_e(z, E, \mu) dE \quad (2.50)$$

Si on veut obtenir la production des états excités, il faut juste remplacer les sections efficaces d'ionisation dans l'équation (2.50) $\sigma_s^{ion}(E)$ par les sections efficaces d'excitation

$\sigma_s^{ex}(E)$ correspondantes :

$$P_{sec} = \sum_s n_s(z) 2\pi \int_{-1}^1 d\mu \int \sigma_s^{ion}(E) \phi_e(z, E, \mu) dE \quad (2.51)$$

2.4 LE TRANSPORT DANS L'ATMOSPHERE :

L'une des propriétés de l'atmosphère est le transport qui domine certaines régions en fonction de plusieurs paramètres comme l'altitude et la latitude. Etant donné que l'atmosphère est supposée stratifiée, il n'y a pas de variation de la densité des composantes de ce dernier. Par contre, le transport vertical affecte largement les constituants de l'atmosphère en transportant les atomes et les molécules loin de leur site d'origine ce qui ouvre de nouvelles réactions chimiques. L'évolution d'un système dynamique qui a les propriétés citées en haut est établie en invoquant l'équation de continuité qui calcule la densité des espèces étudiées et l'équation de mouvement qui donne le transport. Cependant, la résolution directe de l'équation de mouvement pour un tel système est très difficile alors il faut adapter des approximations pour simplifier le problème.

2.4.1 La diffusion

Soit l'équation de mouvement suivante pour la direction verticale (axe z) :

$$m_s n_s \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{P}_s + n_s m_s (\mathbf{u}_s \cdot \frac{\partial}{\partial z}) \mathbf{u}_s - m_s n_s \mathbf{G} - q_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}) = \frac{\delta M_s}{\delta t} \quad (2.52)$$

La vitesse des particules neutres est lente alors les termes $(m_s n_s \partial \mathbf{u}_s / \partial t \rightarrow 0)$ et $(n_s m_s (\mathbf{u}_s \cdot \partial / \partial z) \mathbf{u}_s \rightarrow 0)$ sont négligés. Les forces extérieures appliquées sur une particule neutre sont dues seulement à la gravité, on a donc :

$$\frac{\partial}{\partial z} p_s - m_s n_s \mathbf{G} = \frac{\delta M_s}{\delta t} \quad (2.53)$$

Où l'opérateur de collision de mouvement est donné par (Schunk 1996) :

$$\frac{\delta M_s}{\delta t} = -n_s m_s \sum_{t \neq s} v_{st} (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_t) \quad (2.54)$$

v_{st} est la fréquence de collision entre les deux particules s et t.

Étant donné que la diffusion est une forme de flux, on définit gamma le flux de diffusion comme :

$$\begin{aligned} \Gamma_s &= n_s \mathbf{u}_s \\ &= - \frac{1}{m_s \sum_{t \neq s} v_{st}} \left(\frac{\partial}{\partial z} p_s - m_s n_s \mathbf{G} - n_s m_s \sum_{t \neq s} v_{st} \mathbf{u}_t \right) \end{aligned} \quad (2.55)$$

La pression cinétique est reliée à la température par la relation :

$$p_s = n_s k T_s \quad (2.56)$$

La substitution du terme (2.56) dans l'équation (2.55) nous obtenons l'expression finale du flux vertical :

$$\Gamma_s^D = -D_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial z} + \frac{n_s}{T_s} \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{n_s}{H_s} - \frac{n_s m_s}{k T_s} \sum_{t \neq s} v_{st} \mathbf{u}_t \right) \quad (2.57)$$

D_s est le coefficient de la diffusion moléculaire ($D_s = k T_s / m_s \sum_{t \neq s} v_{st}$) et H_s est la hauteur d'échelle de l'espèce s ($H_s = k T_s / m_s g$).

À part la diffusion moléculaire, on a la diffusion d'Eddy qui est aussi importante que la première. On a la définition de la vitesse due à la diffusion est de la forme :

$$u_{Eddy} = -K_z \left(\frac{1}{n_s} \frac{\partial n_s}{\partial z} - \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \quad (2.58)$$

Pour simplification nous supposons que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique d'où vient l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial z} p - m n g = 0 \quad (2.59)$$

avec n est la densité totale et $m = \sum_s n_s m_s / n$ est la masse moyenne. L'équation qui exprime le flux vertical de la diffusion d'Eddy est :

$$\Gamma_s^K = n_s u_{Eddy} = -K_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial z} + \frac{n_s}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{n_s}{H} \right) \quad (2.60)$$

H est la hauteur d'échelle d'air ($H = k T / m g$).

En fin, la diffusion totale Γ_s est donnée par :

$$\begin{aligned} \Gamma_s &= \Gamma_s^D + \Gamma_s^K \\ &= -D_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial z} + \frac{n_s}{T_s} \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{n_s}{H_s} - \frac{n_s m_s}{k T_s} \sum_{t \neq s} v_{st} \mathbf{u}_t \right) - K_s \left(\frac{\partial n_s}{\partial z} + \frac{n_s}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{n_s}{H} \right) \end{aligned} \quad (2.61)$$

2.4.2 La vitesse de dérive

La variation de température entre le côté jour et le côté nuit de l'atmosphère est traduite par un gradient de pression enchainant un système très complexe de vent horizontal appelé aussi vent est - ouest. Ce dernier cause un mouvement vertical ascendant ou descendant des particules chargées (ions et électrons). Même que la diffusion, le calcul de la vitesse de dérive est aussi basé sur l'équation de mouvement (2.24) qui est très complexe à résoudre directement. Alors, on introduit des approximations pour simplifier le problème.

On suppose que les vents sont soumis à un régime stationnaire, le terme $(m_s n_s \partial \mathbf{u}_s / \partial t)$ devient nulle et les termes qui représentent la gravité, le champ électrique et la pression sont négligés par rapport aux autres termes (Chimonas et Axford 1968), alors l'équation (2.24) est simplifiée à :

$$n_s m_s \nu_i (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{wind}) - q_i n_i (\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.62)$$

\mathbf{u}_i est la vitesse de dérive de l'ion i , n_i est la densité de l'ion i , q_i est la charge de l'ion i , \mathbf{u}_{vent} est la vitesse des vents neutre, ν_i est la fréquence de collisions et \mathbf{B} est le champ magnétique, pour les axes x, y, z ces composantes sont $B_0 \cos I, 0, B_0 \sin I$, respectivement avec I est l'angle d'inclinaison magnétique et B_0 est l'amplitude ..

La projection de l'équation (2.62) sur les 3 axes nous donne :

$$n_i m_i \nu_i (u_{ix} - u_{wind,x}) - q_i n_i u_{iy} B_z = 0 \quad x - axe \quad (2.63)$$

$$n_i m_i \nu_i (u_{iy} - u_{wind,y}) - q_i n_i (u_{iz} B_x - u_{ix} B_z) = 0 \quad y - axe \quad (2.64)$$

$$n_i m_i \nu_i (u_{iz} - u_{wind,z}) + q_i n_i u_{iy} B_x = 0 \quad z - axe \quad (2.65)$$

La composante verticale de la vitesse des vents neutres ($u_{wind,z}$) est d'environ 1 à 3 m/s (Constantinides et Bedinger 1971). En conséquence, on peut la négliger d'où on se retrouve avec 3 inconnues ($u_{i,x}, u_{i,y}, u_{i,z}$) et 3 équations alors on peut tirer l'expression finale de $u_{i,z}$ est :

$$u_{iz} = \frac{\cos I \sin I}{1 + (\nu_i / \omega_i)^2} u_{wind,y} + \frac{(\nu_i / \omega_i)^2 \cos I}{1 + (\nu_i / \omega_i)} u_{wind,x} \quad (2.66)$$

Où ω_i est la gyro-fréquence. Équation (2.66) nous donne la variation verticale de la vitesse de dérive induite par le vent neutre horizontal ($u_{wind,x}, u_{wind,y}$).

LA CHIMIE DES PROCESSUS DES ÉLECTRONS DE HAUTE ÉNERGIE

3

SOMMAIRE

3.1	INTRODUCTION	41
3.2	ÉLECTRONS ÉNERGÉTIQUES	42
3.3	L'IMPORTANCE DES ÉLECTRONS ÉNERGÉTIQUES	43
3.3.1	L'ionisation	43
3.3.2	Les composés hydrogénés et azotés	44
3.4	LA CHIMIE DES ESPÈCES EXCITÉES ET IONISÉES	48
3.4.1	Les états excités de l'hydroxyle	49
3.4.2	Les états excités et ionisés de NO	50

3.1 INTRODUCTION

Il y a plusieurs types de particules qui pénètrent l'atmosphère de la terre et interagissent avec les constitutions qui existent dans cette dernière. Les collisions entre les particules énergétiques et les neutres transfèrent une portion de l'énergie à travers plusieurs mécanismes comme l'ionisation et l'excitation ce qui entraîne des changements dans les réactions chimiques et leurs vitesses menant à des nouvelles espèces créées et variations dans leurs densités et températures. Généralement, ces particules sont distinguées par deux propriétés : la première est l'intervalle de l'énergie qui détermine la distribution en latitude et la pénétration dans l'atmosphère.

Particule	Intervalle d'énergie	Référence
LEE	< 100 KeV	(Hardy et al. 1985)
HEE	> 1 MeV	(Pesnell 2001)
SPE	10 MeV - 10 GeV	(Makhmutov et al. 2005)
GCR	> 10 ¹³ MeV	(Bazilevskaya et al. 2008)

TABLE 3.1 – Les particules énergétiques qui entrent l'atmosphère terrestre.

Le tableau (3.1) représente l'intervalle de l'énergie de chaque type de particules. En ordre ascendant, il y a les électrons de faible et haute énergie (LEE , HEE), les protons solaires (SPE) et les rayons cosmiques (GCR).

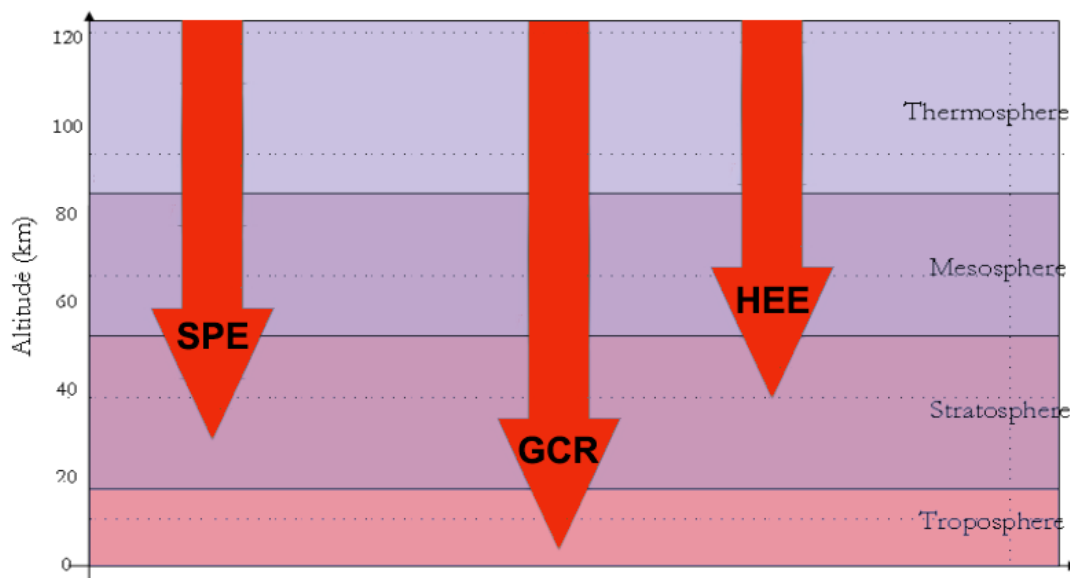


FIGURE 3.1 – L'altitude où les particules énergétiques interagissent avec l'atmosphère de la terre.

Étant donné que la pénétration dépend de l'énergie de la particule, les rayons cosmiques sont les seuls qui peuvent atteindre la surface de la terre, ce qui est illustré par la figure (3.1), plus l'énergie augmente plus la particule atteint une altitude plus basse.

La deuxième propriété est la probabilité d'occurrence qui caractérise chaque type de particule. Les rayons cosmiques sont des particules qui viennent hors du système solaire et elles interagissent avec l'atmosphère tout le temps (Bazilevskaya et al. 2008) par contre les protons et les électrons de haute énergie sont éjectés par le soleil d'une façon périodique et dépendent de l'activité solaire. Puisque le but de cette thèse est d'étudier l'effet des électrons énergétiques sur les composants de l'atmosphère, on va s'intéresser uniquement aux particules émises par le soleil.

3.2 ÉLECTRONS ÉNERGÉTIQUES

La source principale de ces particules est la ceinture interne de radiations connue aussi sous le nom de ceinture de Van Allen. Elle est située au-dessus de l'équateur et constituée principalement de protons et électrons piégés dans le champ magnétique de la Terre par un phénomène appelé le miroir magnétique. Quand les particules chargées se déplacent le long des lignes de champ, elles rencontrent des régions avec un champ magnétique fort et les particules sont repoussées (Hudson et al. 2008). L'énergie des électrons varie selon l'accélération subit par le champ magnétique. Pour les électrons de faible énergie (LEE), le dépôt maximal d'énergie est situé au environ de 90 km à une latitude entre 60 et 75 (Barth et al. 2003). Par contre, les électrons de haute énergie (HEE) peuvent pénétrer jusqu'à 50 km pour une énergie de 2 MeV (Turunen et al. 2009). La figure (3.2) représente le taux de production électronique pour différents flux. On voit que la production augmente avec l'énergie, l'altitude de dépôt maximal de l'énergie diminue quand l'énergie augmente. Par exemple, si on prend les énergies 1 keV et 10 keV, les pics sont situés respectivement, à 120 km et 100 km. Ainsi, les électrons énergétiques avec une énergie de < 1 keV, 1-10 keV et > 10 keV vont ioniser respectivement, les couches F, E et D. Contrairement aux photons, les électrons ne sont pas détruits par les collisions en entrant l'atmosphère et lorsqu'ils perdent leurs énergies, ils deviennent indiscernables avec les électrons thermiques qui existent dans l'ionosphère. En conséquence, la densité des électrons augmente dans les altitudes inférieures à 200 km. Les électrons primaires qui se précipitent le long des lignes de champ magnétique de la Terre ionisent les gaz de l'atmosphère en produisant des paires d'électron-ion. Les électrons issus de l'ionisation ont un réservoir d'énergie suffisant pour ioniser et exciter à leur tour d'autres particules neutres qu'on appelle les électrons secondaires. Lors d'une collision, l'électron perd en moyenne 35 eV (Lummerzheim et Liliensten 1994) et le seuil d'ionisation moyen des particules neutres est d'environ 15 eV, la moitié de l'énergie est transférée aux électrons secondaires comme une énergie cinétique.

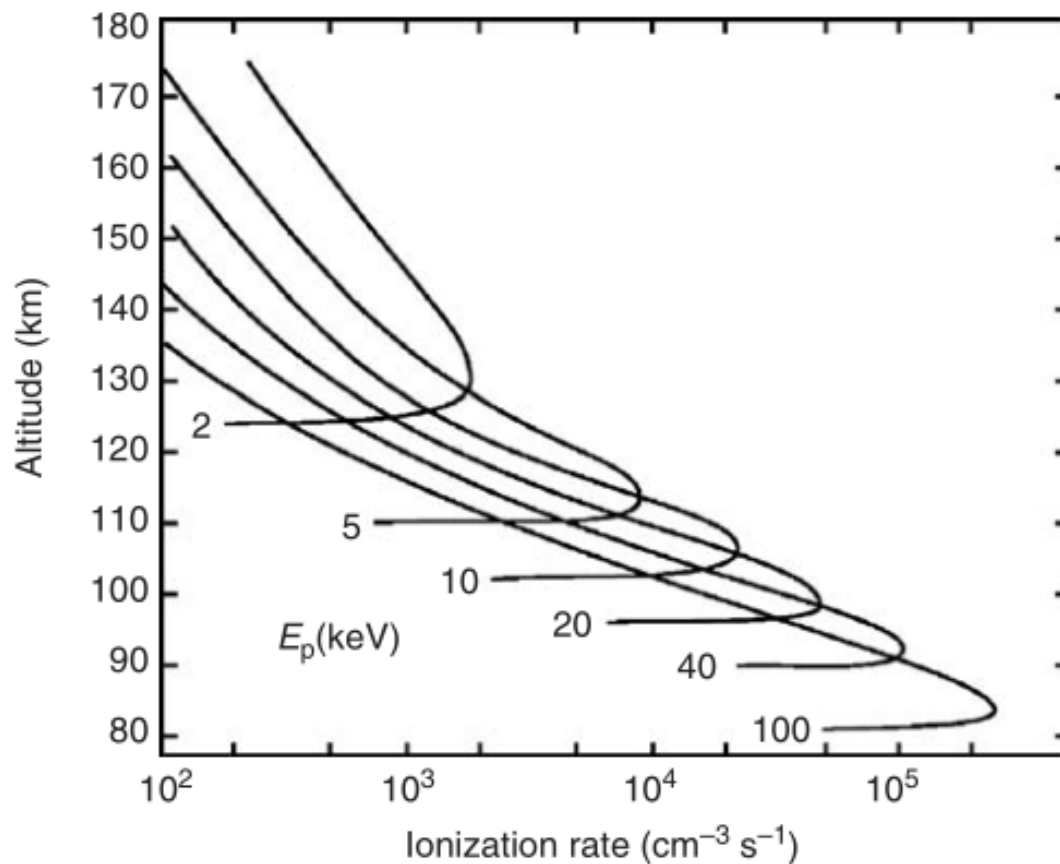


FIGURE 3.2 – L'altitude où les électrons énergétiques déposent leur maximum énergie (Schunk et Nagy 2009).

3.3 L'IMPORTANCE DES ÉLECTRONS ÉNERGÉTIQUES

3.3.1 L'ionisation

L'énergie transférée aux particules neutres de l'atmosphère par impact d'électrons énergétiques est négligeable en la comparant avec l'effet des radiations solaires. Cependant, elle contribue à créer des ions (O_2^+ , O^+ , N^+ , N_2^+) et à chauffer l'atmosphère. La plupart des ions sont rapidement perdus par les réactions d'échange de charge :



D'après les réactions (3.1-3.5), nous pouvons voir que le O_2^+ est rapidement créé par contre le NO^+ représente 6% d'ions produit (Gunton et al. 1977). Les ions O_2^+ et NO^+ sont dominant à partir de l'altitude 85 km (Johannessen et Krankowsky 1972). Au-dessous de cette altitude, la région est dominée par les réactions d'agrégats où on rencontre des ions positifs comme $(H^+(H_2O)_n, NO^+(H_2O)_n, H_3O^+(H_2O)_n)$ et même des ions négatifs comme le O_2^- due à la recombinaison électronique forte dans ces altitudes. La création des ions présentés ici est très dépendante de la température de l'atmosphère et les composants minoritaires (O, O_2, NO, OH, H_2O) ce qui rend l'effet des électrons énergétiques assez suffisant pour changer les composants chimiques de certaines régions.

3.3.2 Les composés hydrogénés et azotés

L'ionisation provoquée par les particules énergétiques augmente la production des composés azotés NO_x et hydrogénés OH_x (voir tableau 3.2) par des réactions en chaînes des particules chargées (électrons, ions positifs et négatifs) (Solomon et al. 1981). L'importance de ces composés est due à leurs rôles dans la destruction d'ozone et le changement climatique.

Familles chimiques

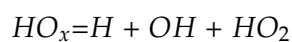


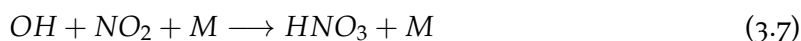
TABLE 3.2 – Les familles chimiques considérées.

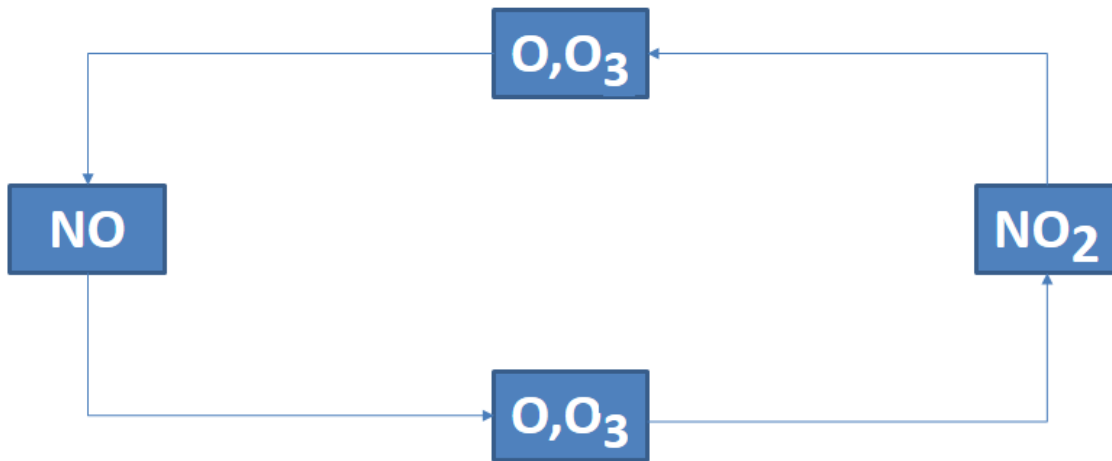
Les composés azotés

La première discussion sur un cycle catalytique qui implique les composés azotés était présentée par Crutzen (Crutzen 1970) où il a présenté la réaction en chaîne suivante :



La réaction (3.6) est importante dans les altitudes entre 25 et 45 km où elle détruit les composés oxygénés sans aucun changement dans la densité des composés azotés (NO_x) ce qui rend le mécanisme de destruction de l'ozone très effectif malgré la densité faible des composés azotés (3.3). Cependant, hors de ces altitudes, cette réaction est interrompue par les deux réactions rapides :



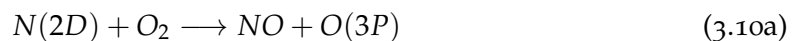
FIGURE 3.3 – Le Cycle catalytique pour le NO_x

Dans la couche stratosphérique, plusieurs sources pour les composés azotés ont été proposées. La plus importante est entre l'état excité de l'atome d'oxygène $\text{O}(1D)$ et N_2O qui produit le monoxyde d'azote NO (McElroy et McConnell 1971).



À cause de la diffusion, le N_2O est transporté verticalement de la surface vers la stratosphère où un pic de NO est produit par la réaction (3.9) entre 24 et 32 km (McElroy et McConnell 1971).

Dans les régions D et E, la source principale dans la production de NO est la réaction (Norton et Barth 1970) :



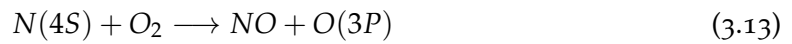
L'état excité $\text{N}(2D)$ est produit par les réactions chimiques d'échange de charge, elle réagit avec le O_2 pour donner le NO . Par contre l'état fondamental $\text{N}(4S)$ augmente le taux de perte pour le NO et le N_2O dans les altitudes environ de 70 km (Wofsy et McElroy 1974) par les réactions :



Pour estimer la densité de ces composés azotés, il est important de connaître les taux de productions de ces derniers. De ce fait, plusieurs modèles théoriques ont été établis. Stro-

bel et al ont suggérés qu'il faut un flux descendant de NO de $(1 - 5) \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour reproduire les observations de Barth dans la couche mésosphérique (Strobel et al. 1970) (Barth 1966). De même, la dissociation de NO dans cette région est très rapide (Strobel 1972) alors le flux de NO ne peut pas atteindre la stratopause. En conséquence, le NO produit dans la thermosphère n'affecte pas la chimie de l'ozone dans la stratosphère. On peut conclure que le NO responsable de la destruction d'ozone dans la couche stratosphérique est localement produit (dans la même région). Par contre dans les régions de haute latitude durant l'hiver, la dissociation est faible en comparant avec les autres régions et la durée de vie de NO devient plus longue ce qui lui permet de le transporter vers la stratosphère.

À partir de 110 km, le NO est produit par la réaction (Sultanov et Balakrishnan 2006) :



La réaction (3.13) est la source principale dans ces altitudes et les scientifiques estiment qu'elle est aussi importante dans la couche F (Yonker 2013).

Une autre importante source locale pour les composés azotés est l'ionisation et la dissociation de la molécule de nitrogène N_2 durant la précipitation des électrons. L'interaction des électrons avec le N_2 produit des ions d'atome de nitrogène (N^+) et des atomes excités (N^*)



Les produits de la réaction (3.14) par exemple les états excités de nitrogène $N^*(N(4S), N(2D))$ contribuent à la production de NO et N_2O . Étant donné que l'altitude de déposition maximale de l'énergie est reliée à l'énergie des électrons, l'effet de ces particules est très variable et dépend de plusieurs paramètres.

Les composés hydrogénés :

Le rôle des composés hydrogénés OH_x dans la destruction d'ozone est introduit pour la première fois par Bates et Nicolet en 1950 (Bates et Nicolet 1950). Le OH_x est principalement produit par la dissociation de H_2O , CH_2 et H_2 qui dépendent fortement de l'altitude. Dans la stratosphère et la région inférieure de la mésosphère, la source principale de OH_x est la réaction de vapeur, méthane et H_2 avec l'état excité d'atome d'oxygène $O(1D)$. Au-delà dans la mésosphère, le OH_x est produit par la photo-dissociation de la vapeur d'eau par les rayons solaires UV. Les particules énergétiques contribuent aussi dans la formation de OH_x . Les ions produits par l'ionisation due à la précipitation réagissent avec les agrégats d'eau pour former le OH_x (Solomon et al. 1981).

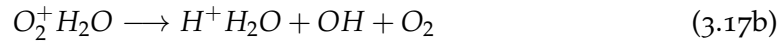
La chimie qui régit la création de OH_x est très complexe, elle nécessite plusieurs réactions

en chaînes pour obtenir ces composés. Alors on va citer les principaux chemins. Le premier chemin est initialisé par la création de O_2^+ et O_4^+ par les réactions :



Où M représente le N_2 et O_2 qui absorbe l'énergie de liaison libérée.

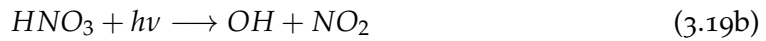
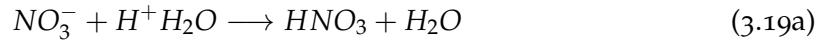
Ainsi le O_2^+ et le O_4^+ subissent les réactions en chaînes suivantes pour obtenir le OH_x



Le hydrogène atomique H produit par la réaction (3.17) se recombine avec le O_2 par une réaction de trois corps :



La molécule d'eau produit à son tour OH_x . La mésosphère est une couche enrichie avec les ions négatifs ce qui augmente les recombinaisons ion-ion. Ce chemin est décrit par les réactions (Aikin 1994) :

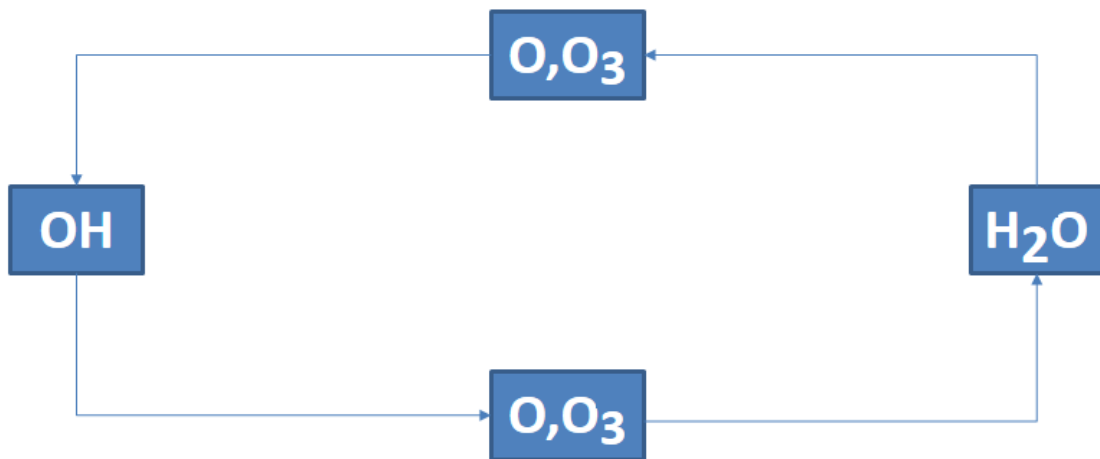


Un autre chemin pour produire le OH_x est à travers l'état excité $O(1D)$ avec H_2O , CH_4 et H_2 :



Contrairement aux composés azotés qui ont une durée de vie très longue, les composés hydrogénés ont des durées de vie très courte à cause de leur réactivité très rapide. En conséquence, ils ne sont pas affectés par le transport et donc la destruction d'ozone est provoquée seulement par le OH_x créé dans la même région. Il y a plusieurs cycles responsables dans la destruction d'ozone, on va citer les plus importants (3.4). Le premier cycle est généré par les réactions en chaînes suivantes :



FIGURE 3.4 – Le Cycle catalytique pour le OH_x

Ce cycle est dominant dans la stratosphère et la troposphère. Entre 30 - 40 km le mécanisme de destruction est contrôlé par le cycle suivant :



Mais à partir de 40 km, la densité de l'oxygène atomique augmente où la réaction (3.26) prend la relève



3.4 LA CHIMIE DES ESPÈCES EXCITÉES ET IONISÉES

Plusieurs espèces chimiques qui représentent une portion minoritaire dans l'atmosphère ont un important impact dans la chimie dans les couches atmosphériques. En effet, le NO est une espèce neutre minoritaire dans la thermosphère, mais à cause de la chimie des ions, le NO^+ est dominant dans la couche E et la partie inférieure de la couche F, pendant le jour, il représente environ 50 % de la densité ionique totale et passe à 98% durant la nuit (voir IRI2016). Le monoxyde d'azote produit aussi des émissions lorsqu'il est dans certains états excités comme la désexcitation de l'état $NO(A)$ qui émette une lumière entre 200 et 280 nm appelée la bande α . Cette bande est utilisée pour retrouver la densité de NO environ l'altitude 110 km (Lilensten et Blelly 1999). Le NO est aussi produit par la précipitation des particules chargées dans le côté sombre dans les hautes latitudes où le NO est transporté à la mésosphère ce qui intrigue la destruction de l'ozone (Randall et al. 2009). Une autre espèce très importante surtout dans la couche mésosphérique est la molécule d'hydroxyle OH. En plus de son rôle important dans les pertes de O_3 , les émissions des états vibrationnels de OH^* est l'une des raies les plus intense dans la mésosphère d'où on peut l'utiliser pour obtenir la densité de l'hydrogène atomique et aussi l'oxygène atomique (Xu et al. 2012)(Mlynczak et al. 1998).

3.4.1 Les états excités de l'hydroxyle

la source principale est à la réaction chimique entre l'hydrogène atomique et l'ozone, elle est donnée par :



À partir de la figure (3.5) qui représente l'intensité des émissions en fonction des lon-

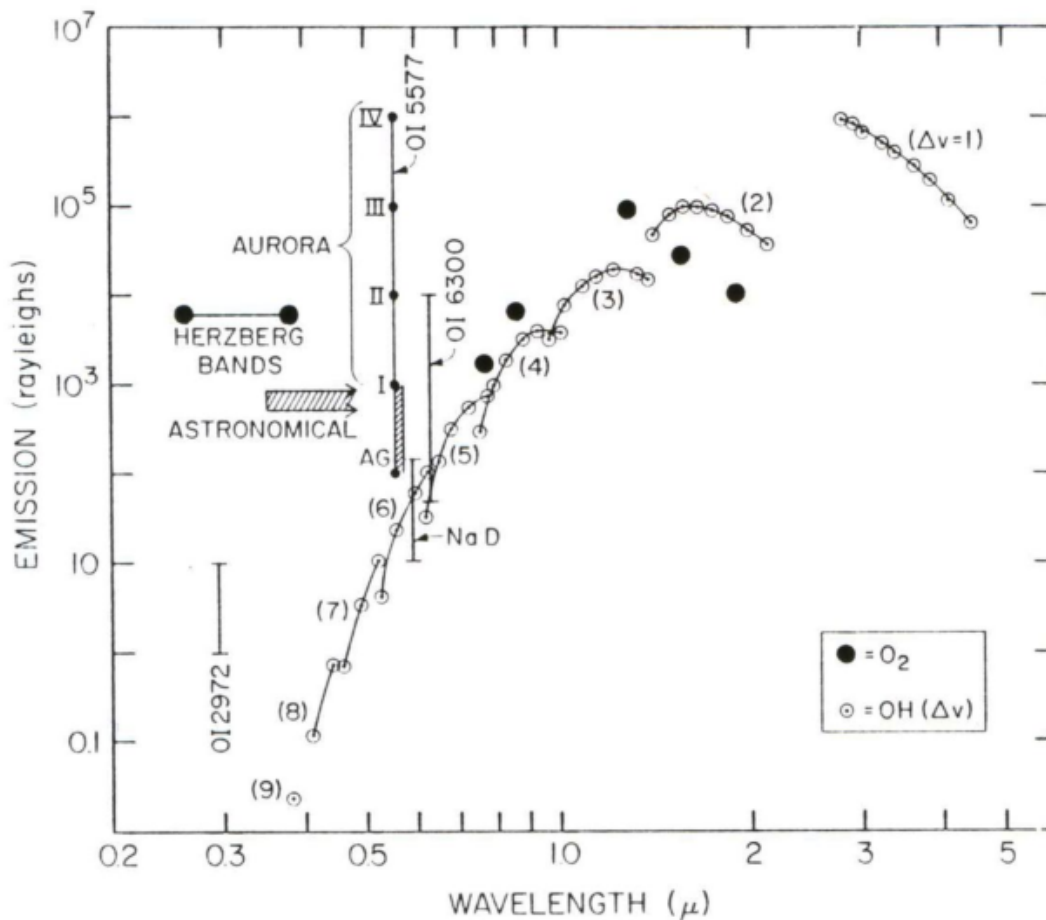


FIGURE 3.5 – L'intensité des émissions principales dans la haute atmosphère (Schmidt 1975)

gueurs d'onde dans la mésosphère, nous pouvons voir que la band d'émission de OH^* domine l'émission totale pendant la nuit. Cette émission est produite par des états vibrationnels précises qui se désexcite vers l'état fondamental et émit un photon. La transition $\Delta v=9$ a une seule possibilité de produire, lorsque $v=9$ qui est le plus haut état qui peut être donné par la réaction (3.27). La désexcitation de cet état vers l'état fondamental donne un photon avec une longueur d'onde de 370 nm ce qui est une énergie équivalente à 3.34 eV. Pour $v=8$, il y a la possibilité de transition (9-1) et 8 vers l'état fondamental et ainsi, on suit le même paterne pour $\Delta v=7$ et ainsi de suite.

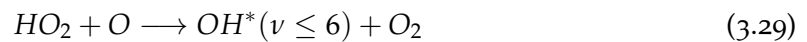
Comme nous avons dit dans la partie précédente, la densité de OH^* dans la mésosphère

est contrôlé par la réaction :



Où les états de OH^* produits sont entre 6 et 9. La quantité d'un état $OH(v)$ est déterminée par le rapport de branchement associé (Steinfeld et al. 1987) avec une majorité de 60% pour les deux états 9 et 8.

Une autre source de OH^* est la réaction chimique entre le Hydroperoxyde et l'oxygène atomique :



Qui produit des états vibrationnels de OH^* inférieur (≤ 6). Elle a été proposée la première fois par Breig en 1970.

Bien que la densité de OH^* est principalement due à la chimie présentée précédemment, il y avait des observations qui ne peuvent pas être expliquées par les modèles chimiques. Par exemple, McDade et co-auteurs ont observé des émissions plus intenses que prévue dans des altitudes plus hautes (McDade et al. 1987). Il y a aussi l'observation fait par Osterbrock and Fulbright où ils ont détecté des émissions de l'état $OH^*(10)$ qui ne peut être expliqué par la réaction (3.27). Afin d'expliquer ces observations, les scientifiques ont proposé de considérer l'effet de l'impact des électrons sur le OH. Cela dit, la résolution mathématique d'un tel phénomène nécessite les sections efficaces des états étudiés ce qui n'est pas possible due à l'absence des sections efficaces mesurée. En 2018, L. Campbell et M.J. Brunger ont calculé des sections efficaces théoriques pour OH^* où ils ont estimé la densité de OH^* sous l'effet des électrons thermiques. Comme extension de leur travail, nous avons calculé la densité de OH^* pour des électrons suprathermiques jusqu'à 100 keV (voir chapitre 4).

3.4.2 Les états excités et ionisés de NO

Le monoxyde d'azote est un constituant très important dans l'atmosphère, non seulement dans la destruction d'ozone, mais aussi comme la source d'ionisation principale dans la région D et E. Le NO est aussi connu par ces plusieurs bands d'émission radiative (Lias et al. 2018). Parmi les plus importantes, il y a les bandes, Beta(B-X), Alpha(A-X), Gama(C-X) qui sont connues par leurs intenses émissions, identifiées dans la gamme UV (170-250 nm). Ce qui permet de les utiliser pour prédire la température dans ces régions ainsi que la densité du NO neutre.

Lors d'une tempête aurorale où les précipitations électroniques deviennent dominantes, les scientifiques ont remarqué une augmentation dans la densité du monoxyde d'azote dans les hautes latitudes. En effet, TM Donahue et co-auteurs ont retrouvé les mesures des espèces ioniques durant une tempête aurorale où ils ont remarqué un rapport NO^+/O_2^+ très large ce qui implique une grande densité de NO neutre (Donahue et al. 1970). Zipf et co-auteurs ont aussi mesuré des émissions de NO pendant une tempête aurorale et trouvé

une amplitude 3 fois plus grande que prévus durant la nuit (Zipf et al. 1970). Malheureusement, afin de modéliser la chimie des processus d'impact des électrons, il y avait un besoin des sections efficaces d'ionisation et d'excitation pour le NO ce qui n'existait pas pendant ces années. En 2000, M. J. Brunger et co-auteurs ont déterminé les sections efficaces d'ionisation et d'excitation sous l'impact des électrons de NO pour des énergies d'électrons de 15, 20, 30 et 50 eV, ce qui a permis à D.C. Cartwright de calculer les densités des états excités de NO pour une altitude de 100 km (Cartwright et al. 2000). Après, A. Vialatte et co-auteurs ont calculé les taux de production des états excités et l'ion de NO dans toute la région E et F. En fin, nous complétons ces travaux en calculant les densités des états excités de NO et l'ion NO^+ dans la région E en considérant plusieurs conditions géophysiques. Afin que la modélisation de l'impact des électrons sur le NO soit plus précise, nous introduisons l'effet du transport, mais due aux faits que la durée de vie des états excités est de l'ordre de 10^{-5} s, le transport a un effet considérable seulement pour le NO^+ qui a une durée de vie environ de 10^3 s.

LE MODÈLE À UNE DIMENSION (1D) DES ÉTATS EXCITÉS (NO^*) ET (OH^*)

4

SOMMAIRE

4.1	DESCRIPTION DU MODÈLE	55
4.2	LES PRODUCTIONS	59
4.2.1	Analyse des productions	60
4.2.2	Sensibilité aux conditions géophysiques	61
4.3	LES CONCENTRATIONS	66
4.3.1	Validation et limites du modèle	66
4.3.2	Sensibilité des concentrations aux paramètres géophysiques	67

Ce chapitre présente les résultats de la modélisation des états excités de NO et OH dans la mésosphère et la thermosphère de la Terre. Afin d'étudier l'effet des électrons suprathermiques sur ces espèces, nous avons calculé les productions de quelques états excités ainsi que leurs densités. Le modèle à une dimension développé pour les états excités de l'oxide d'azote et de l'hydroxyle est conçu pour calculer 3 états excités de NO* (NO(A), NO(B), NO(C)) et 10 états excités vibrationnels de OH(1-10) pour plusieurs conditions géophysiques (Ferdj et Djebli 2021b), (Ferdj et al. 2021).

4.1 DESCRIPTION DU MODÈLE

Le modèle décrit le profil vertical des états excités de OH et NO pour un intervalle de 80 km à 250 km avec un pas de 1 km. La concentration de ces états se fait en calculant les productions et les pertes pour chaque état. L'équation de continuité considérée dans le modèle s'écrit comme :

$$\frac{\partial n_\nu}{\partial t} + \frac{\partial(v_z n_\nu)}{\partial z} = P_\nu - L_\nu n_\nu \quad (4.1)$$

Avec n_ν représente la densité des deux espèces OH et NO à un état excité ν . P représente le taux de production de l'espèce étudiée sous l'effet des électrons suprathermiques et L_ν représente les pertes par réaction chimique, collision et radiation.

Les états excités ont généralement une durée de vie très courte particulièrement dans la couche mésosphérique et la couche thermosphérique inférieure. Dans cette région, la densité de l'air est relativement petite par rapport aux basses couches, alors les pertes de l'énergie due aux collisions avec les particules neutres diminuent. Du coup, on observe deux mécanismes :

- Le premier mécanisme est la fluorescence où la particule émet un photon rapidement après absorption de l'énergie (par absorption d'un photon ou par collision avec un électron) :



- Le deuxième mécanisme est la chimiluminescence où la particule est excitée par une réaction chimique :



Où X, A, B, C sont des particules neutres.

Les états excités de NO* et OH* sont contrôlés par les deux mécanismes mentionnés précédemment. NO(A), NO(B), NO(C) ont une durée de vie respectivement, 2.10^{-7} , 3.10^{-6} , 3.10^{-8} s. Pour les états vibrationnels de OH leurs durées de vie dépendent de la transition

de l'émission, ils sont de l'ordre de ms (Turnbull et Lowe 1989). Cela dit, le transport qui contrôle ces régions est principalement dû à la diffusion d'Eddy, diffusion moléculaire et les vents neutres. Le temps caractéristique de ces dernières est de l'ordre de 10^5 s pour la diffusion et de l'ordre de 10^2 s pour les vents neutres. Ce qui résulte que le transport est lent par rapport aux pertes radiatives et donc on peut dire que la densité dépend seulement des termes de production et des pertes et on peut négliger le terme de transport dans l'équation (4.1). Par conséquent, l'équation de continuité est simplifiée par :

$$\frac{\partial n_\nu}{\partial t} = P_\nu - L_\nu n_\nu \quad (4.4)$$

Les conditions initiales pour démarrer le modèle sont obtenues à partir de plusieurs sources. La densité et la température des espèces neutres (O_2 , N_2 , O, N) qui constituent l'atmosphère sont obtenues à partir du modèle empirique MSIS90 (Hedin 1991). Les densités initiales de NO et OH sont obtenues respectivement, à partir du satellite SNOE (Barth et al. 2003) et le modèle théorique de (Campbell et Brunger 2018).

Les productions

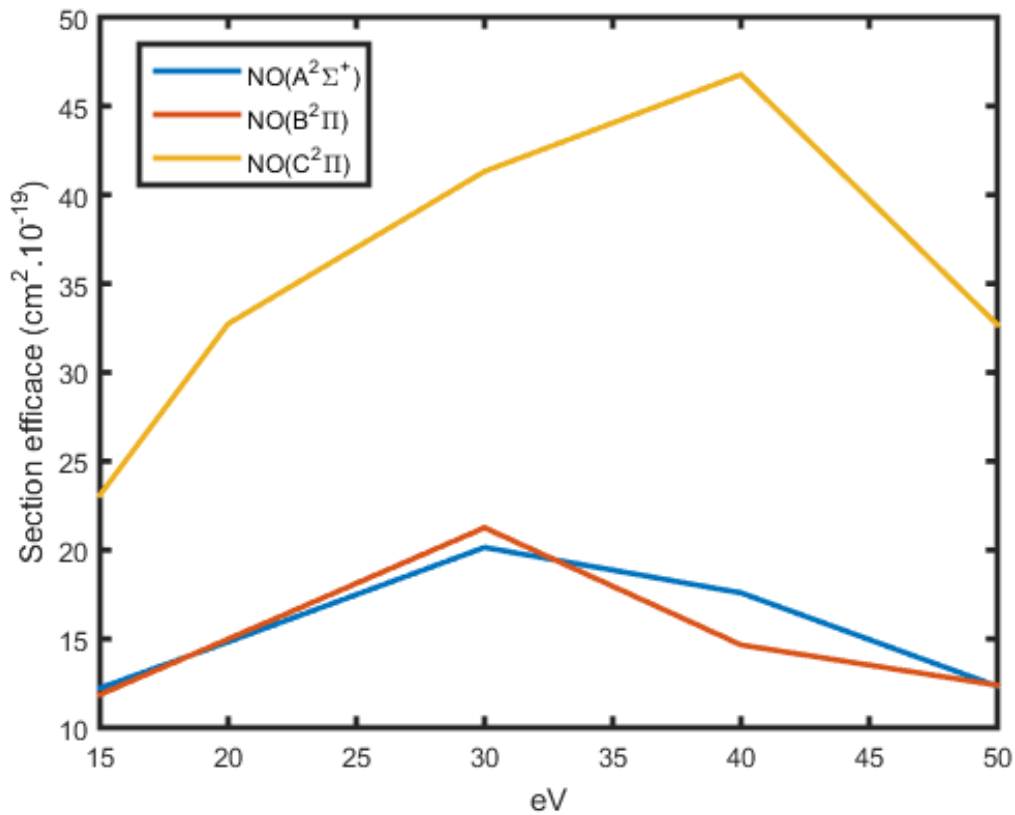


FIGURE 4.1 – Les sections efficaces des états excités de NO*

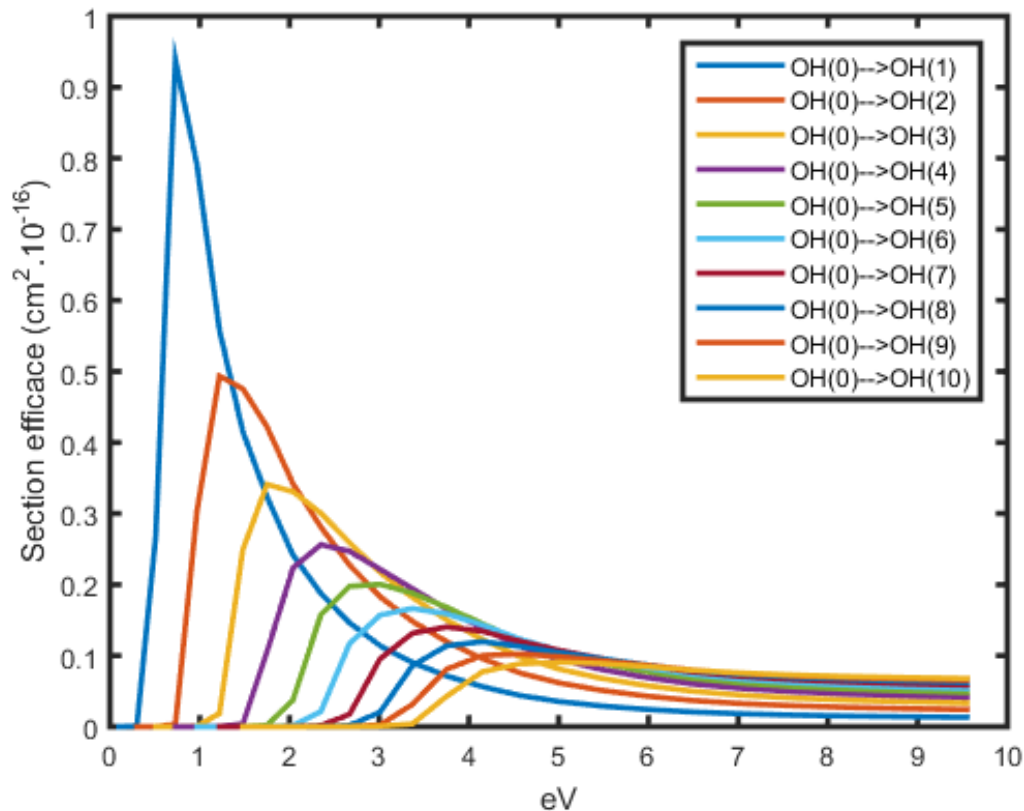


FIGURE 4.2 – Les sections efficaces des états excités de OH*

Pour calculer les densités, le modèle nécessite les vitesses de production des espèces étudiées. Dans notre cas où nous nous concentrons sur l'effet des électrons suprathermiques, nous avons besoin de résoudre l'équation de Boltzmann qui nous permettra d'obtenir le flux des électrons suprathermiques et en multipliant par les sections efficaces appropriées, nous pouvons trouver la vitesse de production. Pour cela, nous utilisons le code TRANSSOLO pour obtenir le flux. Les sections efficaces utilisées dans cette étude pour calculer les états excités de OH et NO sont montrées dans la figure (4.1) et (4.2).

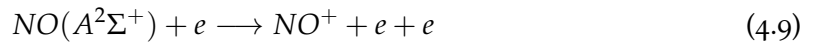
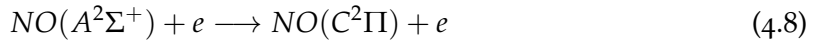
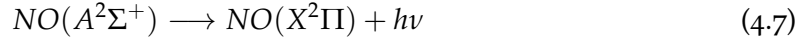
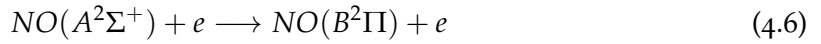
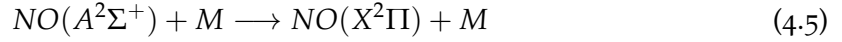
Les pertes

Dans un plasma ionosphérique constitué de plusieurs espèces, la destruction d'une espèce est due à plusieurs phénomènes : l'ionisation par photo-ionisation ou impact électronique, les réactions chimiques entre les différentes espèces. Étant donné que nous sommes intéressés par le côté nuit, la photo-ionisation est absente. Alors, il nous reste comme perte les réactions chimiques et la radiation.

NO^* : les particules excitées peuvent avec leur excès d'énergie influencer les réactions chimiques pour donner d'autres types d'espèces (Dyatko et al. 1996). Comme nous nous sommes intéressés à trois états excités de NO (A, B, C), nous avons introduit les réactions de pertes suivantes pour chaque état :

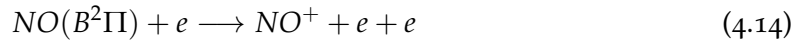
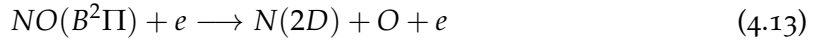
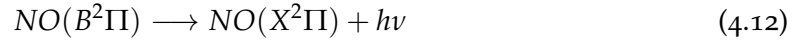
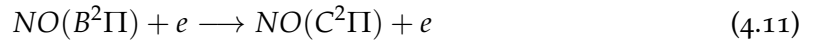
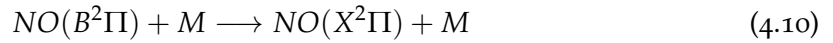
NO(A) : Cet état est relié à la bande d'émission gamma qui est l'une des plus brillantes

dans l'atmosphère de la Terre (Vialatte et al. 2017). Elle est définie comme la transition de A-X avec un seuil d'excitation égale à 5.480 eV. Ce qui le rend facile à exciter et être utilisé dans beaucoup de domaines comme les lasers (Burrows et al. 1985). Les réactions considérées pour l'annihilation de cet état sont :

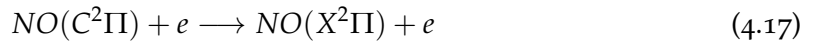
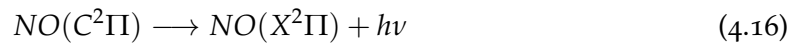
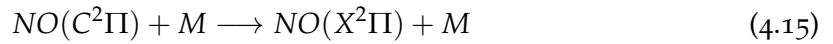


Avec M représente les particules neutres : O₂, O, N₂, N.

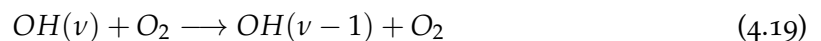
NO(B) : Elle correspond à un état avec une énergie de 5.642 eV. Elle est aussi connue par la transition B-X qui correspond à une émission dans la région ultraviolette (Vialatte et al. 2017). Les réactions considérées sont :

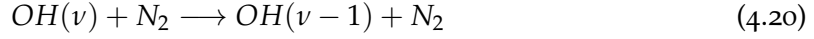


NO(C2) : Elle est associée à un seuil d'énergie de 6.499 eV (Vialatte et al. 2017) et reliée à une émission de la transition C-X. En comparant avec les deux derniers états, on remarque qu'elle a le plus haut seuil d'énergie. Les réactions considérées sont :



OH*(v) : nous introduisons aussi les états vibrationnels de OH qui sont connues par leur importance dans la détermination de la température mésosphérique et les ondes gravitationnelles (Campbell et Brunger 2018). Dans notre étude, on s'intéresse aux 10 premiers états (v=1-10) et on considère les pertes suivantes :





L'équation (4.4) représente une description simplifiée des mécanismes de réaction chimique, radiation et collision. On présente maintenant l'équation exacte pour chaque état excité :

$$\begin{aligned} \frac{\partial[NO(A)]}{\partial t} = & P_{NO(A)} - k_1[NO(A)][O] - k_1[NO(A)][O_2] \\ & - k_1[NO(A)][N] - k_1[NO(A)][N_2] - k_2[NO(A)][e] \\ & - k_3[NO(A)][e] - k_4[NO(A)][e] - A_{NO(A)}[NO(A)] \end{aligned} \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial[NO(B)]}{\partial t} = & P_{NO(B)} - k_5[NO(B)][O] - k_5[NO(B)][O_2] \\ & - k_5[NO(B)][N] - k_5[NO(B)][N_2] - k_6[NO(A)][e] \\ & - k_7[NO(B)][e] - k_8[NO(B)][e] - A_{NO(B)}[NO(B)] \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial[NO(C)]}{\partial t} = & P_{NO(C)} - k_9[NO(C)][O] - k_9[NO(C)][O_2] \\ & - k_9[NO(C)][N] - k_9[NO(C)][N_2] - k_{10}[NO(C)][e] \\ & - A_{NO(C)}[NO(C)] \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial[OH(\nu)]}{\partial t} = & P_{OH(\nu)} - k_{11}[OH(\nu)][O] - k_{12}^{\nu,\nu-1}[OH(\nu)][O_2] \\ & - k_{13}^{\nu,\nu-1}[OH(\nu)][N_2] - A_{OH}^{\nu,\nu-1}[OH(\nu)] \end{aligned} \quad (4.25)$$

Les équations (4.22-4.25) représentent une description précise pour chaque état étudié des deux espèces NO et OH. Les concentrations sont représentées par des crochets par exemple $[NO(A)]$ représente la densité de NO à l'état A. les coefficients des réactions chimiques sont représentés par $k^{\nu,\nu'}$ où k représente une réaction chimique avec une espèce s et ν, ν' représente une désexcitation d'un état vibrationnel ν à un état vibrationnel ν' . Les coefficients d'Einstein A sont associés aux pertes radiatives. Tous les coefficients de rections chimiques et d'Einstein sont listés dans l'annexe (A.1).

4.2 LES PRODUCTIONS

Les profils des taux de production des états excités de NO et OH sont calculés dans les hautes latitudes pour différentes conditions d'activité solaire, activité magnétique, énergie d'électron suprathermique. Le tableau (4.1) résume le jeu des paramètres géophysiques utilisés. Les paramètres ($f_{10.7}$, A_p et E_0) ont été choisis de sorte que représente 3 cas, une activité faible, moyenne et extrême et pour la latitude nous avons choisi une latitude moyenne et une haute latitude. Nous avons exclu les basses latitudes à cause des anomalies qui se manifestent dans ces latitudes (voir chapitre 1) et qui est hors du but de cette

TABLE 4.1 – Paramètres géophysiques utilisés pour calculer le taux de production et la densité des états excités

Paramètres	
Latitude	36 ⁰ , 76 ⁰
Activité solaire $f_{10.7}$	100, 150, 210
Indice magnétique A_p	3, 9, 21
énergie caractéristique E_0	1 keV, 10 keV, 100 keV

thèse. Particulièrement en termes de présence des électrons suprathermiques qui est très faible dans ces latitudes.

4.2.1 Analyse des productions

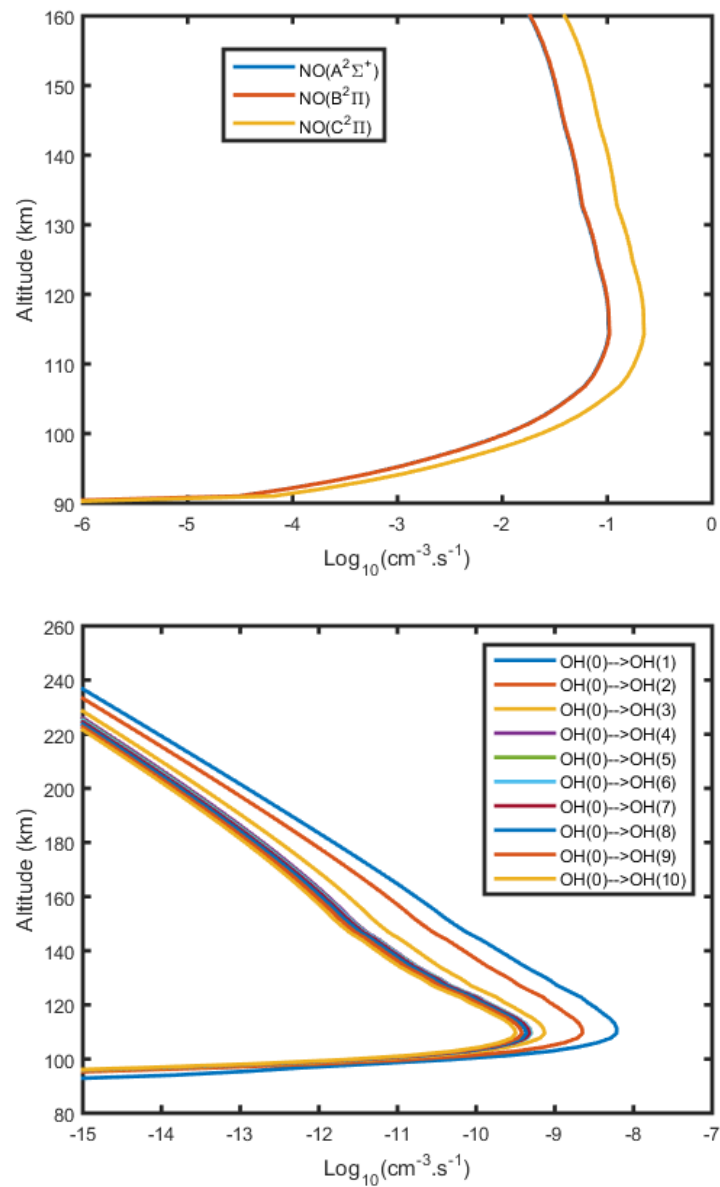


FIGURE 4.3 – Le taux de production des états excités de NO* en haut et OH* en bas pour une période moyenne durant la nuit

La figure (4.3) représente les profils de NO^* et OH^* pour une activité solaire et géomagnétique moyenne ($f_{10.7}=150$ et $A_p=9$) et une énergie caractéristique $E_0=500$ eV pendant la nuit. Nous pouvons voir que pour chaque état excité nous avons un seul pic qui est autour de 110 km pour le NO^* et le OH^* . Au-dessus de 110 km, le taux de production décroît rapidement et il devient négligeable à l'altitude 90 km pour le NO^* et 85 km pour l' OH^* . Dans le cas du OH^* , les états vibrationnels les plus faibles ont un taux de production élevé, par exemple l'état $\text{OH}(9)$ a un seuil d'excitation de 3.248 eV par contre l'état $\text{OH}(1)$ a 0.443 eV.

4.2.2 Sensibilité aux conditions géophysiques

Activité solaire

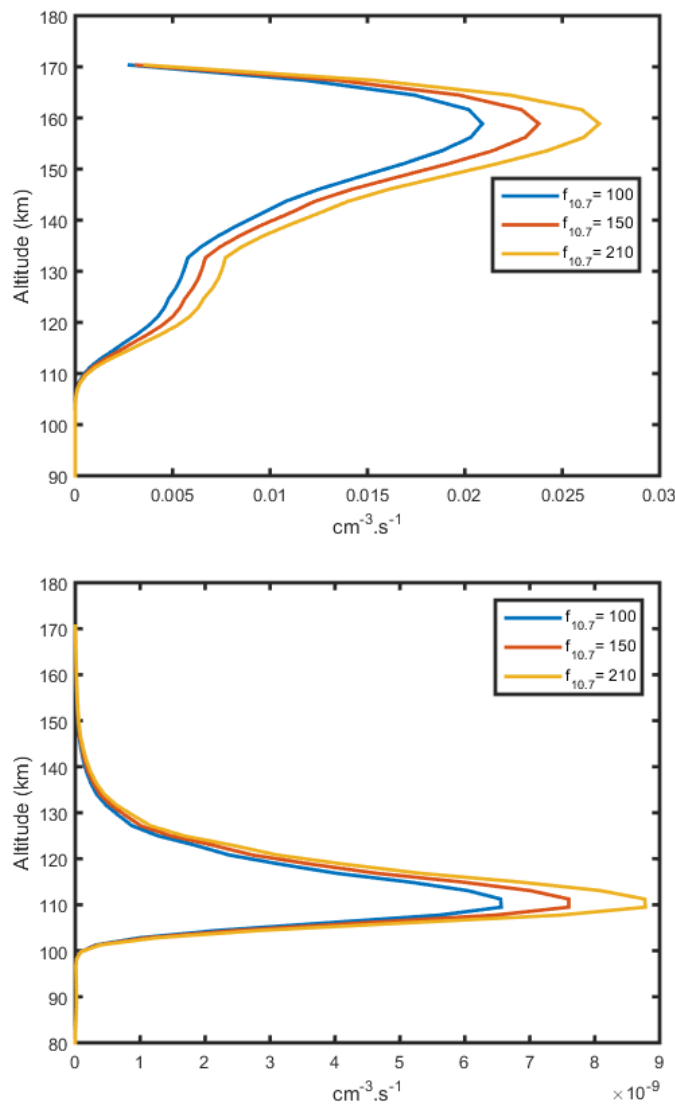


FIGURE 4.4 – Le taux de production des états excités $\text{NO}(\text{C})$ en haut et $\text{OH}(1)$ en bas pour différentes valeurs de $f_{10.7}$

Pour étudier la sensibilité des profils de production de NO* et OH*, nous présentons des données de productions pour 3 cas d'activité solaire $f_{10.7} = 100, 150, 210$ qui représentent un cas faible, moyen et fort respectivement, avec une activité magnétique et énergie caractéristique fixe ($A_p = 9$ et $E_0 = 500$ eV). On peut voir de la figure (4.3) que les états excités de NO ont le même comportement général alors pour faciliter l'étude, on va concentrer sur l'état NO(C). De même pour les états vibrationnels de OH, on présentera seulement l'état OH(1). La figure (4.4) nous montre les profils de production pour NO(C) et OH(1) pour différente valeur de $f_{10.7}$. Pour le NO(C), la production est négligeable jusqu'à l'altitude 109 km où on peut voir le taux de production augmente avec l'altitude. À 157 km, on voit un maximum et haut de la, le profil décroît de nouveau. Même pour le OH(1), au-dessous de 100 km le taux de production est négligeable et au-dessus de 100 km, pour $f_{10.7} = 150$ le profil augmente jusqu'à 110 km où on atteint un maximum et à partir de 110 km, la production diminue rapidement et passe de $(7.6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ à 110 km à $(5.47 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ à 130 km. Généralement pour les deux états, ils ont la même forme avec un pic qui caractérise chaque état. La variation de l'activité solaire affecte le taux de production, plus la valeur de $f_{10.7}$ augmente plus la production augmente. Le pic de NO(C) pour $f_{10.7} = 100$ a une valeur de $(2.09 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ et monte à $(2.38 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ et $(2.69 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ pour $f_{10.7} = 150$ et $f_{10.7} = 210$, respectivement. De même pour le OH(1), le taux de production pour $f_{10.7} = 100$ est $(6.55 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ qui augmente à $(7.6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ pour $f_{10.7} = 150$ et à $(8.77 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ pour $f_{10.7} = 210$. Ce qui est très intéressant surtout durant la nuit. Une explication à la production élevée est la densité des neutres qui augmente avec l'activité solaire (Hedin 1987), (Hedin 1991) alors la probabilité d'exciter les neutres augmente aussi. Il faut noter que nous avons trouvé le même résultat que Vialatte et al. (2017).

La latitude

Dans ce paragraphe, nous focalisons notre attention sur l'influence de la latitude sur les taux de production. Pour cela, nous fixons l'activité solaire à $f_{10.7} = 150$ et l'activité magnétique à 9 et une énergie caractéristique de 500 eV.

La figure (4.5) représente le taux de production de NO(C) à gauche et OH(1) à droite pour deux latitudes : haute latitude 76° et latitude moyenne 36° . Les profils pour la latitude 36° sont similaire en forme à celle de la latitude 76° parcontre, l'intensité à haute latitude est plus forte qu'aux moyennes latitudes. Cela est expliqué par la propriété du flux des électrons suprathermiques qui est plus intense dans les régions de haute latitude qui signifie que la probabilité d'exciter les molécules neutres de NO et OH augmente. Un autre résultat est le décalage en altitude entre les profils des deux régions qui est dû aussi au flux d'électron, plus le flux est intense plus les électrons peuvent pénétrer plus profond dans l'atmosphère.

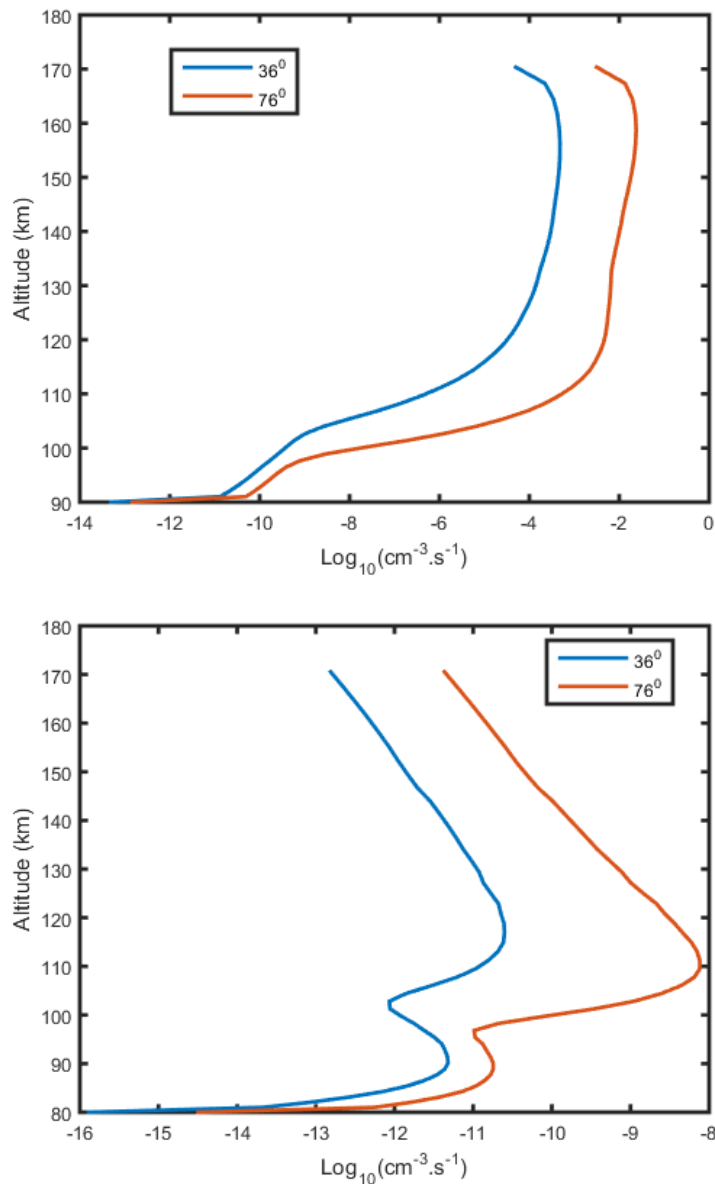


FIGURE 4.5 – Le taux de production des états excités NO(C) en haut et OH(1) bas pour différentes latitudes

Activité géomagnétique

La procédure est la même que les autres paramètres, on fixe le $f_{10.7}$, l'énergie caractéristique et nous varions le A_p . On a la figure (4.6) qui représente le profil de production de NO(C) à gauche et OH(1) à droite pour 3 valeurs de A_p 3, 9, 21 qui représente une activité magnétique faible, moyenne et forte.

À partir de la figure (4.6) nous pouvons voir que le taux de production accroît avec l'activité magnétique par exemple pour le NO(C) si on prend une valeur typique 130 km, le taux de production passe de $(5.29.10^{-3} \text{ cm}^{-3}.s^{-1})$ pour $A_p=3$ à $(8.43.10^{-3} \text{ cm}^{-3}.s^{-1})$ et $(9.63.10^{-3} \text{ cm}^{-3}.s^{-1})$ pour $A_p=9$ et $A_p=21$ respectivement.

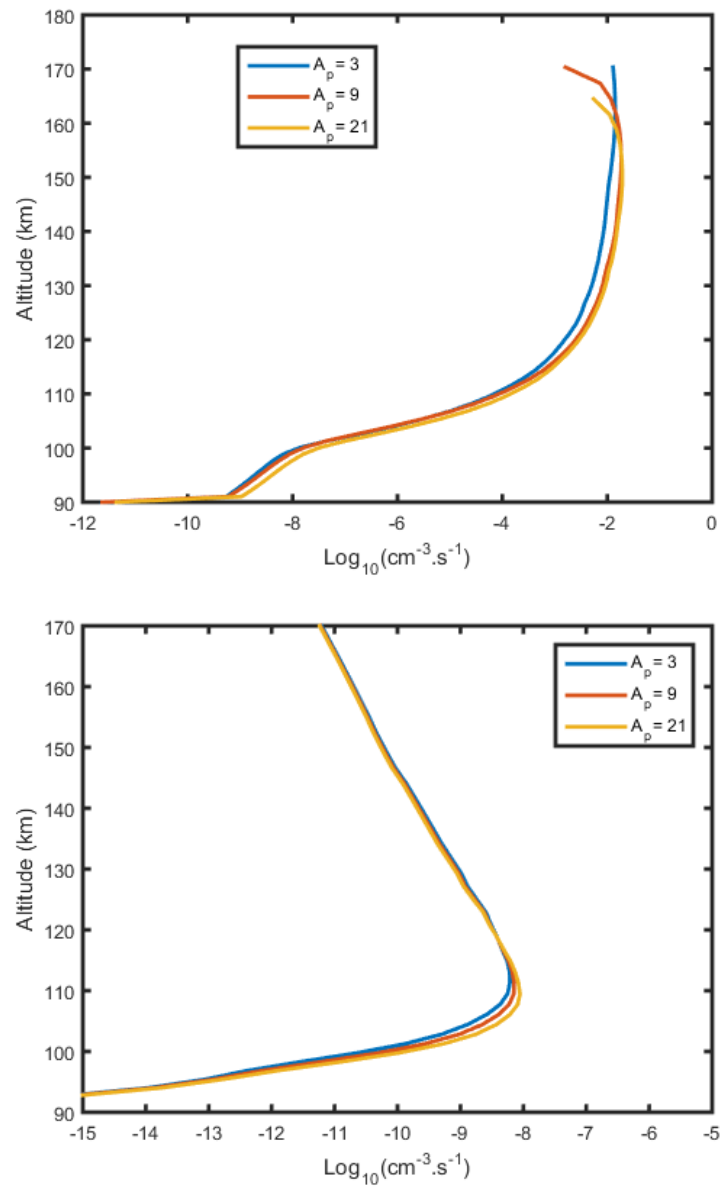


FIGURE 4.6 – Le taux de production des états excités NO(C) en haut et OH(1) en bas pour différentes latitudes

Même pour l'état OH(1), à l'altitude 110 km le taux de production s'élève de $(5.59 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ pour $A_p=3$ à $(8.85 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$ pour $A_p=21$. On remarque aussi la pénétration des électrons augmente avec le A_p , on ne peut pas le voir clairement sur le profil de NO(C) mais pour le OH(1) on peut facilement voir le pic diminue de 111.2 km pour $A_p=3$ à 109.5 km pour $A_p=21$. L'augmentation du taux de production et de la pénétration des électrons est due au fait que A_p est relié à l'intensité de flux des électrons suprathermiques (Hardy et al. 1985).

L'énergie des électrons

Dans cette partie, nous étudions l'effet de l'énergie des électrons sur les deux états NO(C) et OH(1). Pour cela, nous fixons respectivement, les paramètres $f_{10,7}$, A_p , à 150 et 9 et nous varions l'énergie E_0 .

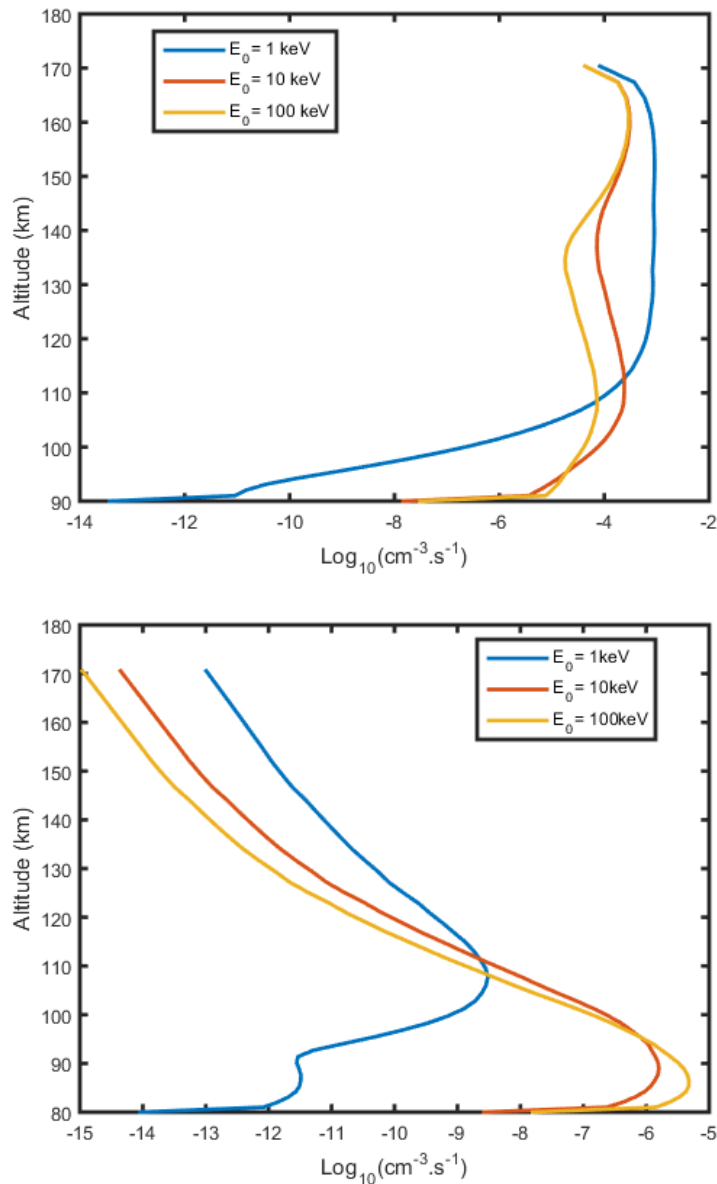


FIGURE 4.7 – Le taux de production des états excités NO(C) en haut et OH(1) bas pour différentes valeurs de E_0

La figure (4.7) représente le taux de production de NO(C) à gauche et OH(1) à droite. La pénétration des électrons augmente avec E_0 , en observant les pics des profils de NO(C), on peut voir clairement le déplacement de la production maximale en altitude pour $E_0=1$ keV le pic est situé à 110 km puis il passe à 90 km pour $E_0=10$ keV et 87 km pour $E_0=100$ keV. La même chose pour le NO(C), plus l'énergie E_0 est grande plus l'excitation atteint des altitudes plus basses.

4.3 LES CONCENTRATIONS

4.3.1 Validation et limites du modèle

Malheureusement jusqu'à présent, il n'y a pas de mesure pour les densités des états excités de NO ou les états vibrationnels de OH. Cependant nous avons comparé nos résultats pour l'état de NO* avec le travail de Cartwright qui a calculé la densité de NO* pour une altitude de 100 km où il a mené la simulation pour un aurore boréale de type IBC II pendant la nuit qui correspond à $E_0=2.9$ keV (Wu et al. 2014) et une énergie totale de 27 ergs (Campbell et Brunger 2007). Il n'a pas mentionné les autres paramètres qui définissent l'atmosphère, alors nous avons pris les valeurs suivant : $f_{10.7}=150$, $A_p=9$.

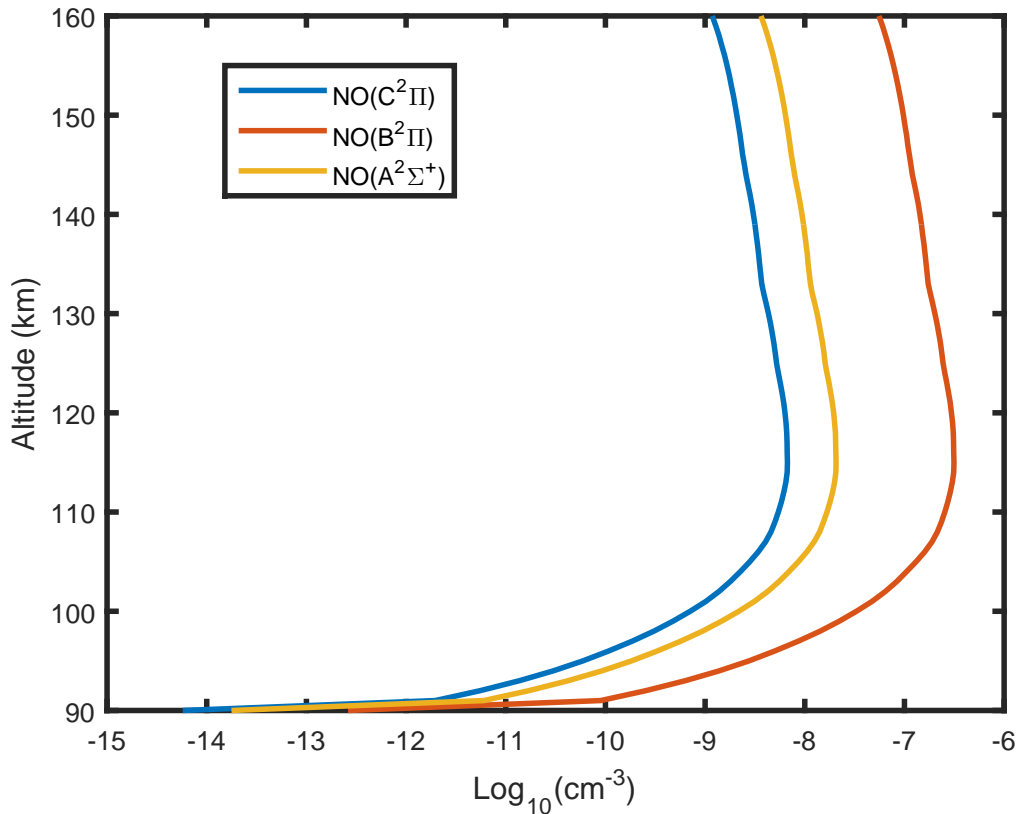


FIGURE 4.8 – La densité des états excités NO(A), NO(B), NO(C) pour un aurore boréal IBC II (Wu et al. 2014)

La figure (4.8) représente les profils de NO(A), NO(B), NO(C) calculé par notre modèle. Nous pouvons voir respectivement, que la densité de l'état NO(B) est la plus dominante puis l'état NO(A) et NO(C) (Ferdin et al. 2021). Si on prend par exemple l'altitude 150 km, nous avons les densités : $9.75 \cdot 10^{-8}$, $6.4 \cdot 10^{-9}$, $2.08 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ qui correspondent à NO(B), NO(A), NO(C). L'énergie d'excitation de NO(C), NO(B), NO(A) est respectivement 6.499, 5.642, 5.480 eV, à première vue on estime que la production de NO(B) est plus faible que NO(A), mais la figure (4.8) nous montre le contraire. Cela est expliqué par la durée de vie de chaque état, NO(B) a la durée la plus longue ensuite NO(A) et NO(C) (Cartwright

et al. 2000). À 100 km, la densité des 3 états est autour de 10^{-9} cm^{-3} qui est prédite par le modèle de Cartwright et al. (2000).

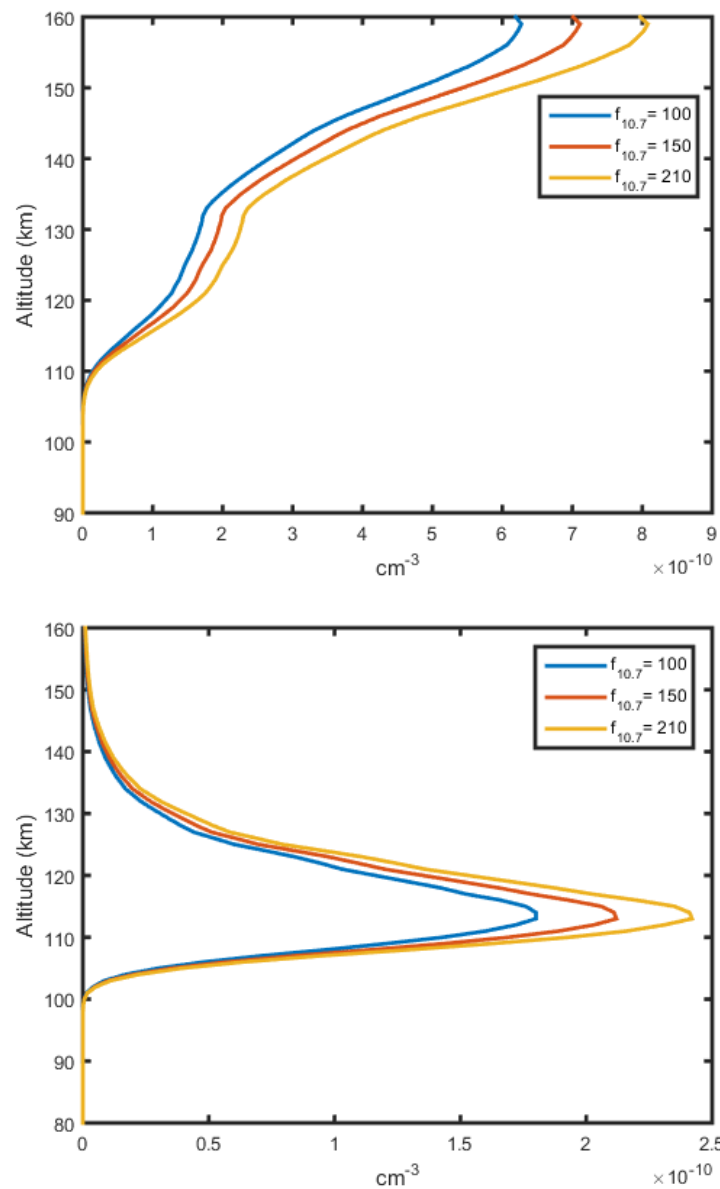
Cependant notre modèle calcule le taux de production et la densité de NO^* et OH^* par l'effet des électrons suprathermiques seulement où nous avons négligé l'effet d'ionisation par les rayons UV. Cela revient au manque de données sur les sections efficaces de photo-absorption (Vialatte et al. 2017). Une autre limite concernant le OH^* est les sections efficaces théoriques utilisées dans le modèle (Campbell et Brunger 2018) et l'absence des sections efficaces mesurées. En conséquence, on peut avoir une sous-estimation dans certains cas comme la densité durant le jour.

4.3.2 Sensibilité des concentrations aux paramètres géophysiques

En reprenant la même synopsis de ce chapitre que pour l'analyse des productions, nous allons étudier la sensibilité de la densité de l'état $NO(C)$ et $OH(1)$ aux paramètres géophysiques pris en compte dans le modèle (Activité solaire, activité magnétique et énergie caractéristique du flux des électrons suprathermiques). Le flux adapté dans cette section est le même que celui utilisé dans le calcul des productions.

Activité solaire

La figure (4.9) représente la densité de $NO(C)$ à droite et $OH(1)$ à gauche calculée entre 80 et 160 km à une latitude de 76^0 pour 3 valeurs de $f_{10.7}$. Pour l'état $NO(C)$ à basse altitude, la densité est presque nulle jusques à l'altitude 109 km où elle commence à augmenter rapidement. Dans la couche F_1 , elle atteint un maximum pour une période faible ($6.27.10^{-10} \text{ cm}^{-3}$) vers 159 km qui augmente à ($7.11.10^{-10} \text{ cm}^{-3}$) pour un soleil moyen et à ($8.08.10^{-10} \text{ cm}^{-3}$) pour un soleil extrême. Alors, pour le $OH(1)$, la densité est négligeable au-dessous de 100 km et au-delà de cette altitude, nous observons une augmentation dans la densité et elle atteint un maximum à 114 km avec une valeur de ($1.8.10^{-10} \text{ cm}^{-3}$) pour une faible période et ($2.41.10^{-10} \text{ cm}^{-3}$) pour une période extrême. À partir de la couche F_1 , la décroissance de la densité est rapide jusqu'à ce qu'elle devient nulle. En termes de stabilité de la densité par rapport à la variation de l'activité solaire, la densité de $NO(C)$ est stable sur la plage 109 km - 115 km. Cependant, la densité de $OH(1)$ ne varie presque rien sauf sur la plage 109 - 130 km. La densité des deux états reste négligeable dans toute la région étudiée par rapport aux particules neutres et ce résultat est valable pour tous les états de NO^* et OH^* calculés par le modèle et cela revient principalement aux pertes par radiation qui contrôle leurs densités.

FIGURE 4.9 – La densité des états excités $\text{NO}(\text{C})$ en haut et $\text{OH}(1)$ en bas pour différentes valeurs de $f_{10.7}$

La latitude

Quand nous changeons la latitude de 76^0 à 36^0 , le comportement de la densité de l'état $\text{NO}(\text{C})$ et $\text{OH}(1)$ est le même que le taux de production de ces derniers ce qui est illustré par la figure (4.10). Dans toute l'altitude de la région E et F, la densité de $\text{NO}(\text{C})$ et $\text{OH}(1)$ pour les hautes latitudes est plus importante que celle aux latitudes moyennes. On observe aussi un décalage vers les altitudes les plus basses dans le cas des hautes latitudes qui est clairement montré par le pic de $\text{OH}(1)$ qui passe de 115 km pour la latitude 36^0 vers 110 km pour la latitude 76^0 . Ainsi, nous concluons que la densité des états excités de NO^* et OH^* est sensible à la variation de la latitude dans notre cas et pour une altitude 120 km, la densité de $\text{NO}(\text{C})$ et $\text{OH}(1)$ augmente par un facteur de 2.

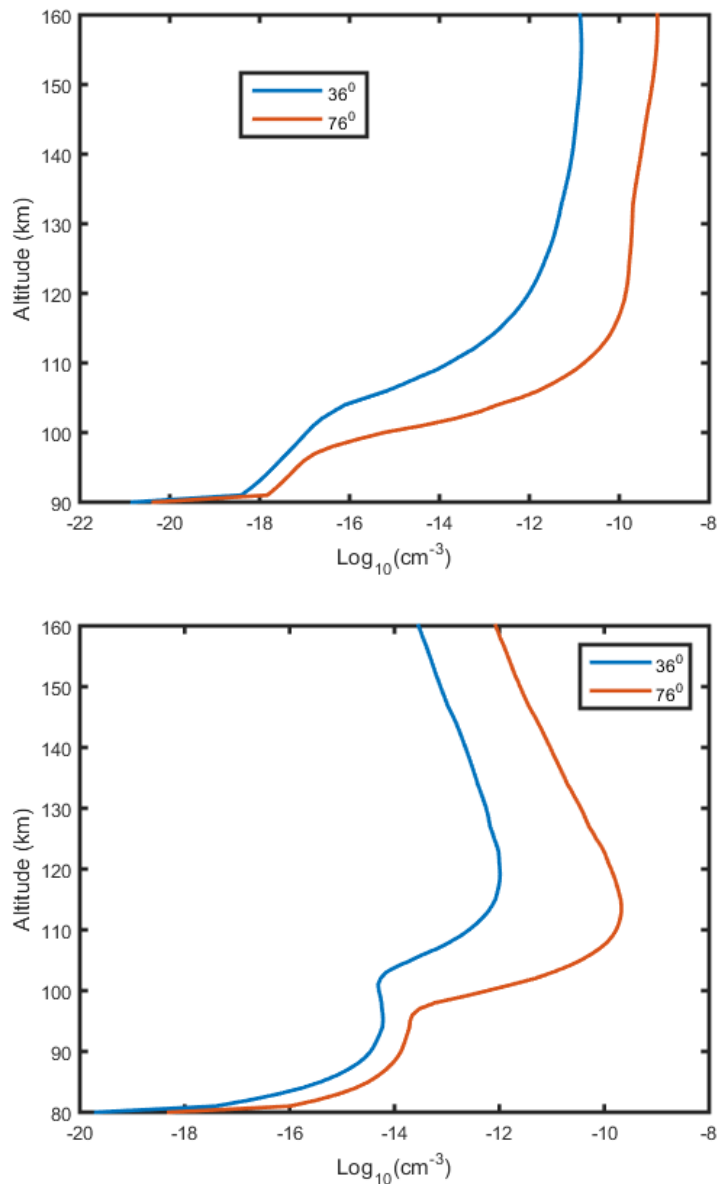
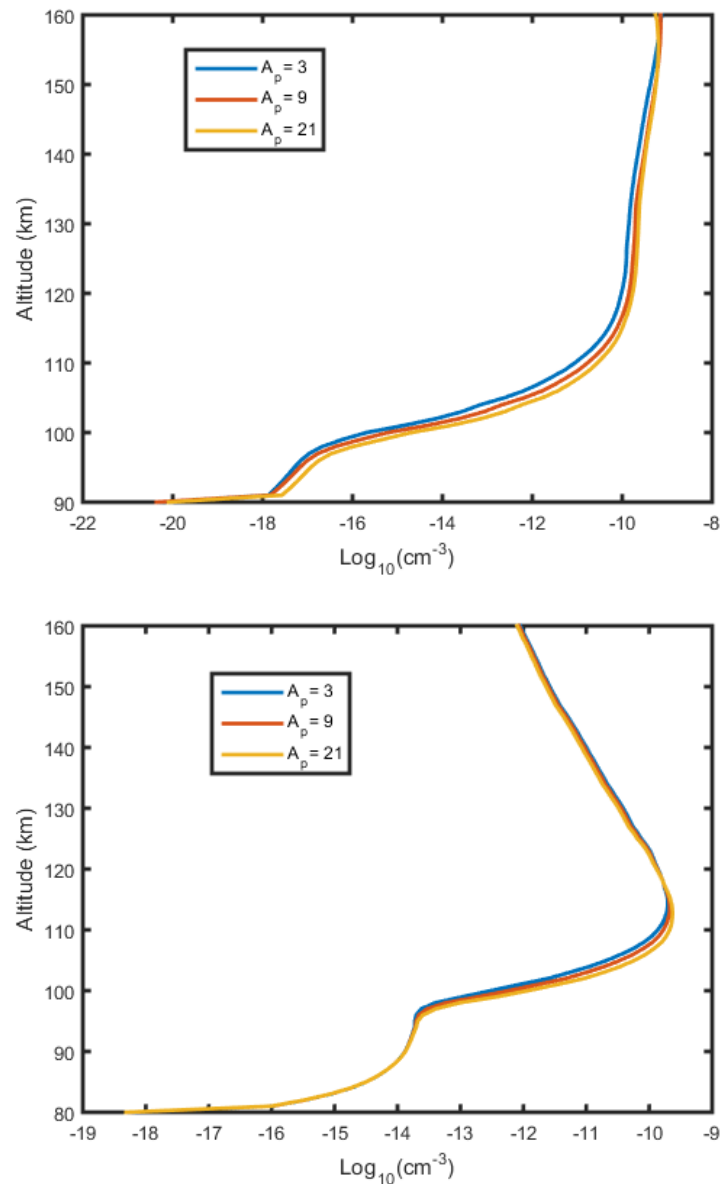


FIGURE 4.10 – La densité des états excités NO(C) en haut et OH(1) en bas pour deux latitudes différentes

Activité magnétique

La figure (4.11) représente la variation de la densité de NO(C) et OH(1) par rapport à l'activité magnétique. Les profils de densité suivent le même comportement des profils de taux de production, dans le cas de l'état NO(C) nous observons l'augmentation de la densité dans toute l'altitude étudiée, pour l'altitude 110 km la densité passe de $(8.7.10^{-12}) \text{ cm}^{-3}$ pour une activité faible à $(2.81.10^{-11}) \text{ cm}^{-3}$ pour une activité extrême. Dans le cas de OH(1), la densité ne varie pas et reste stable presque dans toute la région couverte par le modèle sauf dans les altitudes où la déposition de l'énergie est maximale autour de 110 km. En remarque aussi un décalage en altitude vers les basses altitudes de 115 km pour $A_p=3$ à 113 km pour $A_p= 21$.

FIGURE 4.11 – La densité des états excités NO(C) en haut et OH(1) bas pour différentes valeurs de A_p

Énergie caractéristique

La figure (4.12) représente la variation de la densité de NO(C) et OH(1) par rapport à l'activité magnétique. Les profils de densité suivent le même comportement des profils de taux de production ce qui est un résultat de l'approximation adoptée dans l'équation (4.4) où la densité est seulement due aux taux de productions et de pertes. Dans le cas de l'état NO(C) nous observons l'augmentation de la densité dans toute l'altitude étudiée, pour l'altitude 130 km la densité passe de $(3.16.10^{-11}) \text{ cm}^{-3}$ pour une activité faible à $(7.07.10^{-13}) \text{ cm}^{-3}$ pour une activité extrême. Dans le cas de OH(1), la densité ne varie pas et reste stable presque dans toute la région couverte par le modèle sauf dans les altitudes où la déposition de l'énergie est maximale autour de 110 km. En remarque aussi

un décalage en altitude vers les basses altitudes de 115 km pour $A_p=3$ à 113 km pour $A_p=21$.

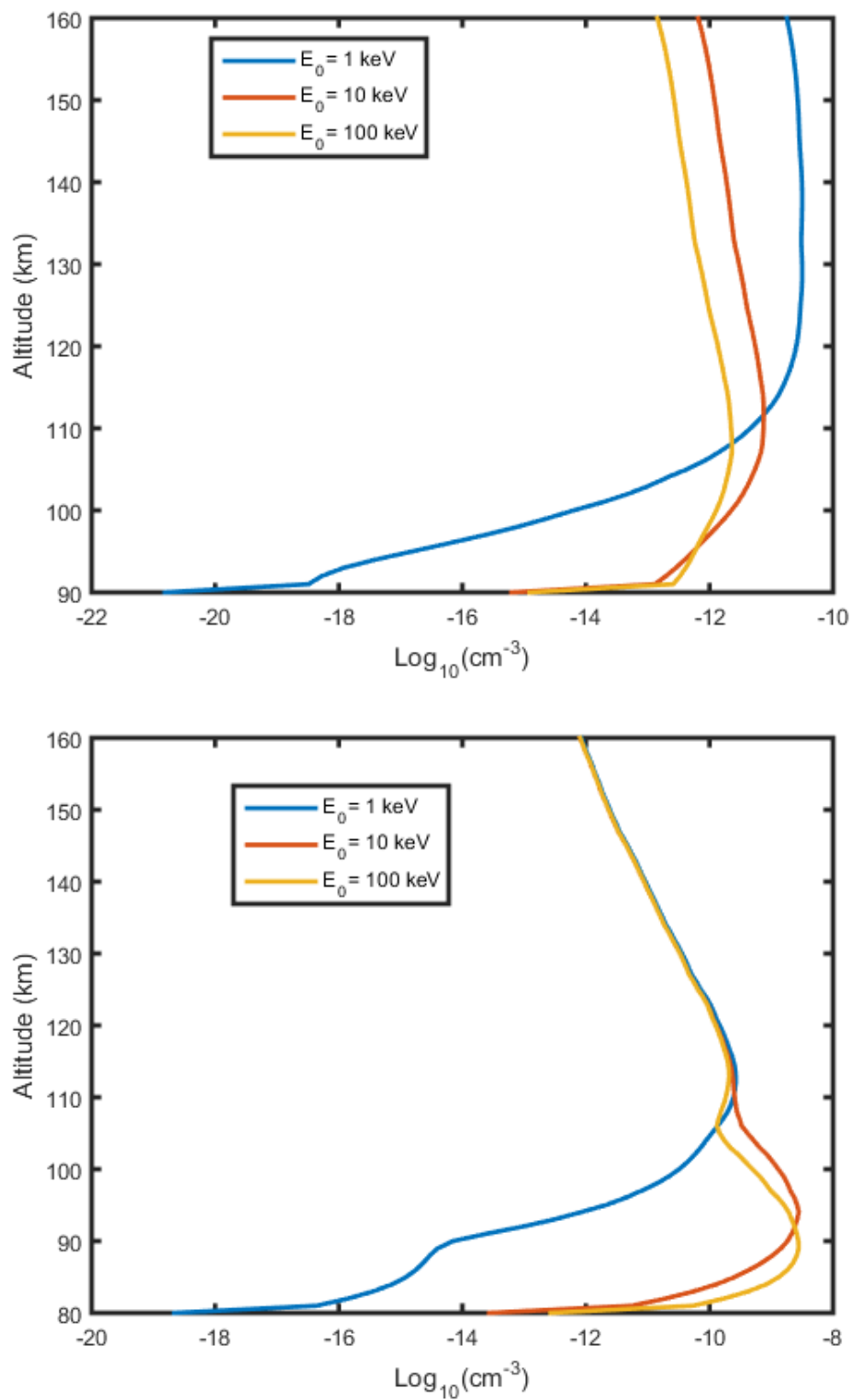


FIGURE 4.12 – La densité des états excités $\text{NO}(C)$ en haut et $\text{OH}(1)$ en bas pour différentes valeurs de E_0

LE MODÈLE À UNE DIMENSION (1D) DE L'ION (NO^+)

5

SOMMAIRE

5.1	DESCRIPTION DU MODÈLE	76
5.2	LES ENTRÉES DU MODÈLE	77
5.2.1	Conditions initiales du modèle	77
5.2.2	Les productions	77
5.2.3	Les pertes	78
5.3	LES SORTIES DU MODÈLE	80
5.3.1	Effet de transport	80
5.3.2	Effet de E_0	85
5.4	LES LIMITES DU MODÈLE	86

Nous nous intéressons dans cette section à la manière avec laquelle réagit la densité sous l'effet de transport en présence de vents neutres. On peut deviser notre travail en trois parties :

- Premier Cas, nous avons négligé le transport.
- Deuxième Cas, on a introduit l'effet de la vitesse des vents.
- Troisième Cas, on joue sur la l'énergie caractéristique.

Alors que beaucoup de travaux ont été réalisés pour étudier les espèces neutres majoritaires dans l'ionosphère, peu sont intéressés aux minoritaires et l'effet du transport sur leur densité.

Comme espèce, nous avons pris l'ion du monoxyde d'azote dû à sa dominance comme ion dans la région E et son important rôle dans l'atmosphère. La figure (5) représente les profils de NO^+ et de la densité électronique calculée par le modèle IRI2016. La densité de NO^+ représente jusqu'à 98 % de la densité ionique totale dans la couche D et E et la partie inférieure de F.

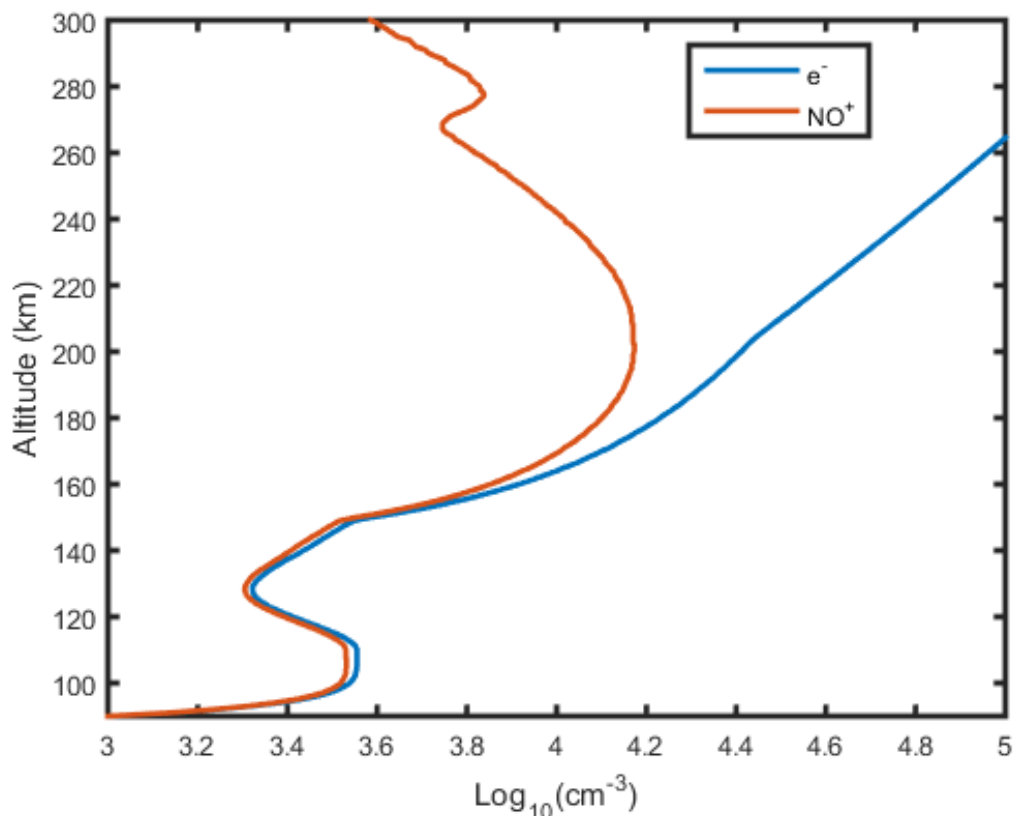


FIGURE 5.1 – Le profil de densité de NO^+ et de la densité électronique totale.

Et cela revient au potentiel faible de NO (9.25) eV qui est équivalent à une longueur d'onde de 134 nm ce qui le rend facile à ioniser par les UV. Cependant durant la nuit où la photoionisation est absente, la densité de NO^+ est maintenue seulement par les réactions chimiques d'échange de charge. Cela dit, plusieurs anomalies concernant le NO^+ ont été observées. En effet plusieurs observations ont indiqué une densité ionique de NO^+ su-

périeure à la densité prédite par les modèles chimiques, surtout durant les précipitations des électrons suprathérmiques (Zipf et al. 1970). En ce basant sur ces observations, il est clair que les précipitations des électrons ont un rôle important dans ces anomalies où nous arrivons au but de ce chapitre.

Dans le but d'illustrer la contribution des électrons suprathérmiques sur la densité de NO^+ , nous avons modélisé la densité de l'ion NO^+ sous l'effet des électrons suprathérmiques durant la nuit. Pour cela, l'étude est réalisée dans la zone de haute latitude. Ceci pour éviter l'influence des rayons solaires qui sont responsables de l'ionisation de NO dans la moyenne et la basse latitude. Ainsi nous pouvons isoler l'effet des précipitations électroniques. Pour effectuer cette étude, nous avons établi un modèle numérique qui simule la densité électronique et l'espèce NO^+ et comparer avec des mesures satellitaires. Cela nous permettra d'étudier et d'analyser le comportement du monoxyde d'azote dans l'ionosphère.

5.1 DESCRIPTION DU MODÈLE

Dans ce modèle de transport de fluide dépendant du temps à une dimension selon l'axe z , nous avons considéré une seule espèce s : monoxyde d'azote ionique. NO^+ , le plus dominant dans les régions E et F inférieure (Lilensten et Blelly 1999). Le plasma est quasi-neutre alors $n_i = n_e$, avec n_i et n_e correspondent respectivement, à la densité ionique et électronique.

L'équation de continuité des ions considérée dans le modèle est décrite par :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(v_{zi}n_i)}{\partial z} = P_i - \sum_s l_{is}n_i \quad (5.1)$$

Avec P_i représente le taux de production électronique par impact des électrons suprathérmiques dans la nuit, l_{is} représente les pertes de l'ion i (NO^+ dans notre cas) par des réactions chimiques avec l'espèce s . Comme on a dit dans le chapitre 4, les mécanismes principaux de transport qui existent dans ces régions sont la diffusion et les vents neutres, mais dus à leurs temps caractéristiques respectivement, 10^5 et 10^2 s et la durée de vie de NO^+ est de l'ordre de 10^3 s, on conclue que le NO^+ est affecté seulement par les vents neutres. Nous avons examiné deux cas :

- Afin d'étudier et isoler la contribution des électrons suprathérmiques, nous négligeons le transport des ions, d'où le terme $\frac{\partial(v_{zi}n_i)}{\partial z} = 0$.
- Le deuxième cas, on a introduit l'effet du transport vertical induit par le vent horizontal neutre. Nous avons utilisé l'équation (5.2) pour calculer la vitesse de dérive de NO^+ qui a été démontrée dans le chapitre 2. Selon les études de Whitehead et J. D. Mathews, le vent horizontal peut produire un mouvement vertical de dérive d'ion. L'équation de mouvement est donnée comme :

$$v_{zi} = \frac{\cos(I)\sin(I)}{1 + R_i^2} U_s + \frac{R_i \cos(I)}{1 + R_i} U_e ; R_i = \frac{v_{in} m_i}{q B_0} \quad (5.2)$$

Où ν_{in} est la fréquence de collision ion neutre, B_0 est le champ magnétique, q la charge d'ion, I l'angle d'inclinaison magnétique, U_s et U_e représentent la vitesse du vent sud nord et Est Ouest respectivement (voir A.3).

5.2 LES ENTRÉES DU MODÈLE

5.2.1 Conditions initiales du modèle

On a choisi une région de haute latitude au environ de 70° où les précipitations sont dominantes avec une période de nuit pour minimiser l'effet de la photoionisation. $A_p=9$ et $f_{10.7}=150$ qui correspondent à une activité moyenne. Les densités nécessaires pour démarrer le code : les densités des neutres et les particules chargées sont calculées par les modèles empiriques *MSIS90* et *IRI2016* respectivement sauf la densité de NO qui n'existe pas dans les deux derniers, on utilise des mesures du satellite SNOE.

5.2.2 Les productions

La source principale de NO^+ est la réaction d'échange de charge de l'oxygène atomique O avec le N_2^+ malheureusement le modèle semi empirique *IRI2016* n'a aucune donnée sur la densité de N_2^+ donc il est nécessaire de calculer cette dernière afin de retrouver le NO^+ . Durant la nuit, la source de N_2^+ est principalement due à l'impact des électrons suprathermiques sur le N_2 (Richards et Voglozin 2011) ainsi les équations qui représentent la production de NO^+ et N_2^+ sont données par :



Le modèle nécessite aussi les vitesses de production des espèces étudiées dues aux électrons suprathermiques. Pour cela nous avons besoin de résoudre l'équation de Boltzmann. Cette dernière nous permettra d'obtenir le flux des électrons suprathermiques, en multipliant par les sections efficaces appropriées nous pouvons retrouver nos vitesses de production. Nous avons utilisé le code TRANSSOLO qui a été modifié par Vialette et co-auteurs pour obtenir les vitesses de production de NO^+ et de N_2^+ (Vialatte et al. 2017).

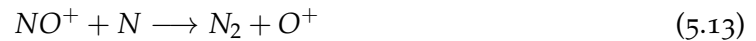
5.2.3 Les pertes

Due aux faits qu'on a considéré juste les deux espèces NO^+ et N_2^+ , les pertes considérées sont :

NO^+ : Il y a plusieurs processus responsable de la destruction de cet ion. Cependant le NO^+ ne se neutralise pas facilement par l'effet de collisions avec les espèces neutres majoritaires existantes dans ces régions comme les molécules d'oxygène et d'azote. Alors le NO^+ reste un temps suffisant pour qu'il puisse se recombiner avec un électron libre. Cette réaction est donnée comme suit :



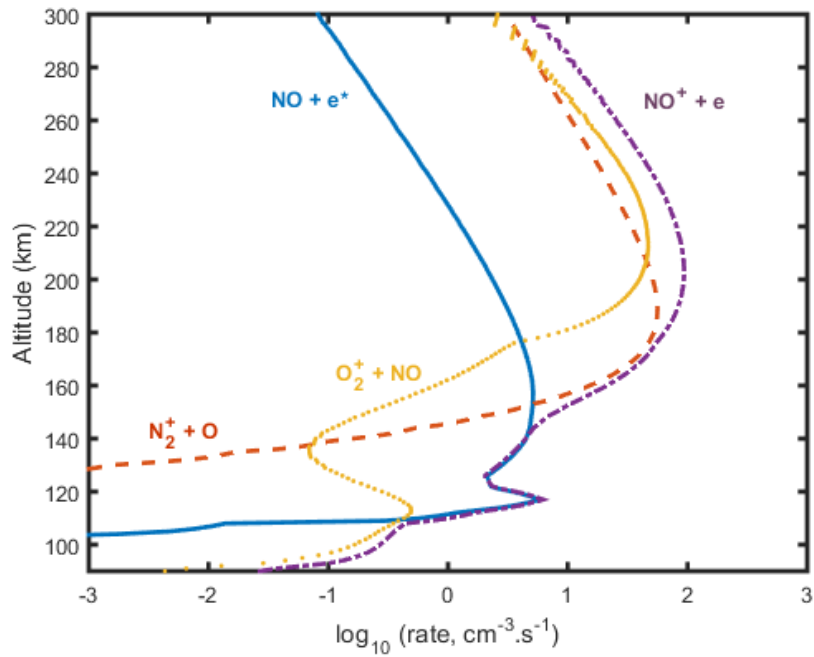
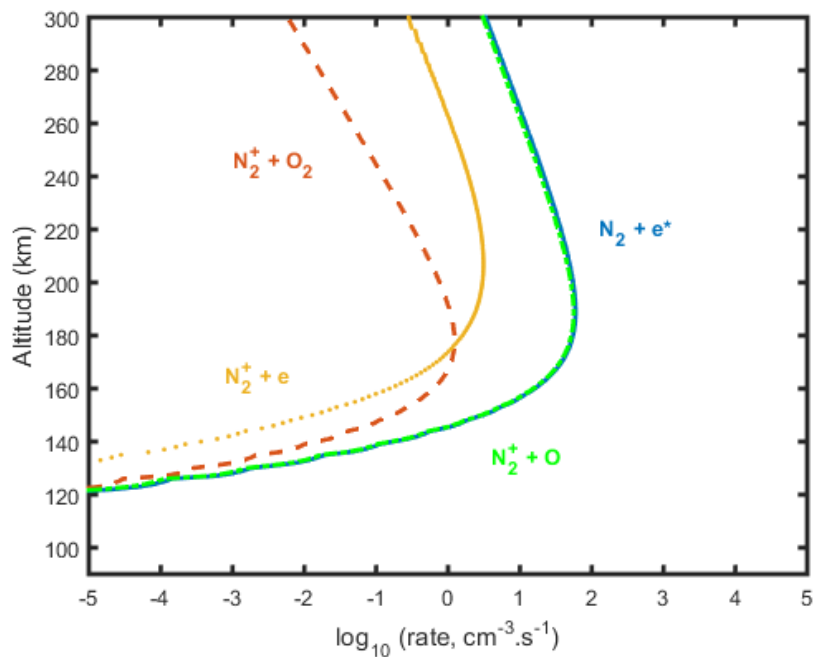
Alors que le processus de recombinaison-dissociation est dominant, il y a d'autres réactions qui peuvent se produire :



N_2^+ : La densité de N_2^+ durant la nuit est négligeable en comparant avec le NO^+ cependant cette faible quantité est due à la vitesse des réactions très rapide qui le transforme en NO^+ , ce qui le rend important dans la détermination de la densité du NO^+ . Les pertes pour le N_2^+ sont principalement des réactions d'échange de charge et de recombinaison électronique :



Les figures (5.2) et (5.3) représentent le taux de production et de perte des deux ions NO^+ et N_2^+ .

FIGURE 5.2 – Les taux de productions et de pertes de NO^+ FIGURE 5.3 – Les taux de productions et de pertes de N_2^+

Nous pouvons voir que le taux de production de NO^+ dépend de l'altitude, chaque région est dominée par une réaction chimique qui produit le NO^+ . La plage 90 - 103 km est contrôlée principalement par la réaction d'échange de charge entre le O_2^+ et NO^+ . Au-dessus de 103 km, l'effet des électrons suprathérmiqes prend l'avance où on voit un pic à 120 km et à partir de 140 km, les réactions d'échange de charges reprennent le contrôle avec deux réactions $\text{N}_2^+ + \text{O}$ et $\text{O}_2^+ + \text{NO}$ ce qui produit un autre pic à 200 km. Cependant,

les pertes de NO^+ sont dominées seulement par la recombinaison électronique dans toute l'altitude étudiée et pour les autres réactions de pertes, le taux est de l'ordre de $10^{-9} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui les rend négligeables. Pour le N_2^+ , la production est contrôlée par les électrons suprathermiques avec un pic à 180 km. En même temps, les pertes sont dues principalement à la réaction d'échange de charge entre le N_2^+ et l'oxygène atomique qui est une source principale pour le NO^+ .

5.3 LES SORTIES DU MODÈLE

Nous présentons les résultats obtenus par le modèle pour les deux cas étudiés et les comparés avec les mesures expérimentales. Puis on va discuter la limite du modèle utilisé.

5.3.1 Effet de transport

L'effet du transport sur la densité électronique est étudié. En choisissant une situation qui représente une période moyenne $f_{10.7} = 150$, $A_p = 9$ et $E_0 = 500$ eV pour une région de haute latitude. Le calcul est mené dans une plage d'altitudes de 90 km à 300 km. Cependant, cette plage est réduite à 90-140 km lorsque le transport est considéré, due au fait que les mesures du vent implémenté dans le modèle sont disponibles seulement dans cette plage.

Cas 1 : on néglige le transport

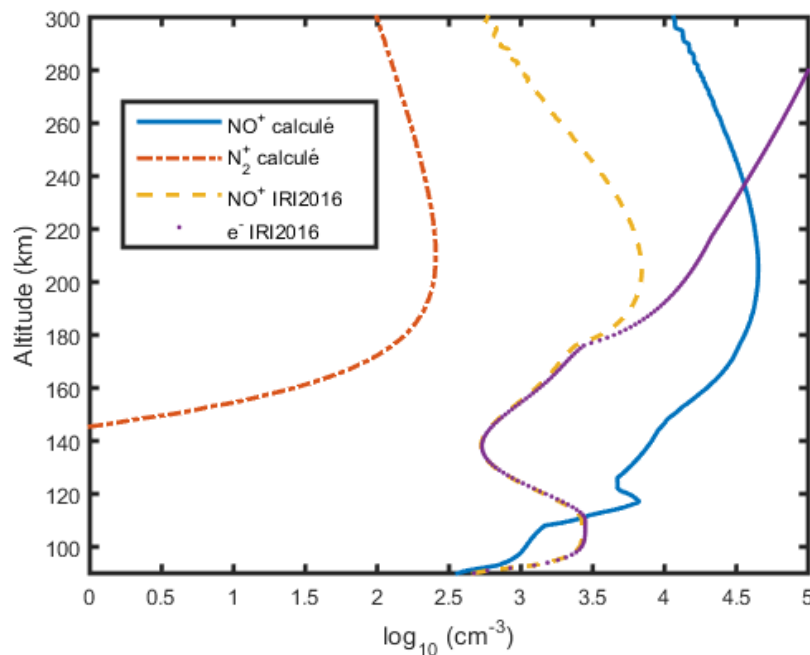


FIGURE 5.4 – Calcul de la densité de NO^+ et N_2^+ pour $f_{10.7} = 150$, $A_p = 9$, $E_0 = 500$ eV.

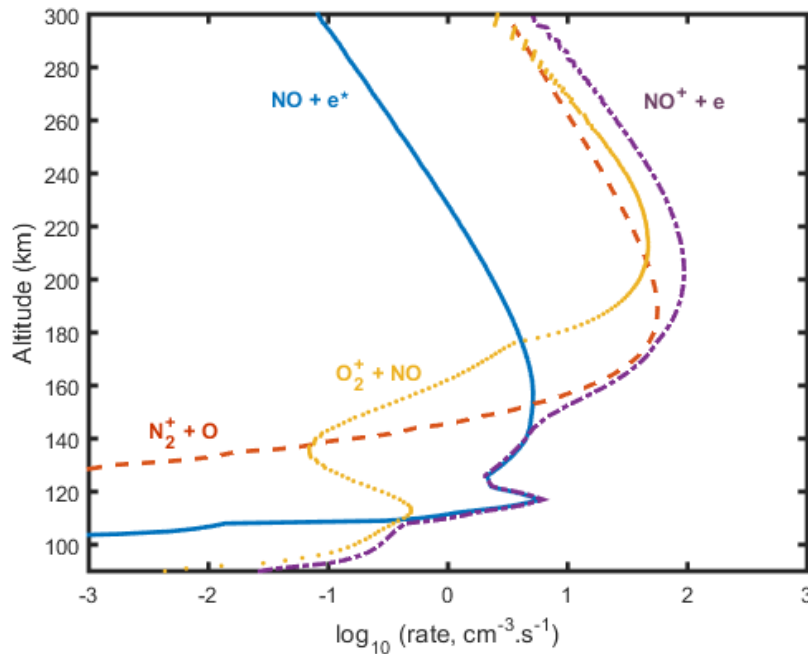


FIGURE 5.5 – Calcul des productions et des pertes de NO^+ pour $f_{10.7} = 150$, $A_p = 9$, $E_0 = 500$ eV.

Les résultats du modèle pour les conditions mentionnées avant sont illustrés par la figure (5.4) qui montre le profil de quatre densités (NO^+ et N_2^+ calculé par le modèle "ligne continue" et "tiret-pointillée", NO^+ et la densité électronique calculée par IRI2016 "ligne tiret et pointillée"). Au-dessous de 96 km, notre modèle est en bon accord avec les données de IRI2016. À partir de 96 km, nous observons une grande différence entre les deux modèles. Par exemple, dans le profil de NO^+ de notre modèle nous observons respectivement, deux pics dans l'altitude 119 km et 205 km avec une densité ($5.01.10^3$ cm^{-3}) et ($3.9.10^4$ cm^{-3}), mais dans le cas de IRI2016, il a lieu à l'altitude 205 km avec une densité $6.3.10^3$ cm^{-3} . Dans le cas du N_2^+ , le modèle IRI2016 ne fournit aucune donnée sur ce dernier alors nous allons juste analyser le résultat de notre modèle. Le N_2^+ est négligeable au-dessous de 150 km et au-delà de cette altitude, elle commence à augmenter jusqu'à ce qu'elle atteigne un maximum de ($2.51.10^2$ cm^{-3}) pour une altitude de 210 km et à partir de cette altitude la densité diminue lentement.

Pour analyser le comportement de la densité de NO^+ par rapport à l'altitude, nous utilisons les profils de production et de pertes de la figure (5.5). Dans la plage 90 - 108 km, la densité de NO^+ est produite par la réaction (5.10) qui transforme le O_2^+ à NO^+ et au-dessus de cette altitude, l'ionisation par les électrons suprathermiques devient la contribution principale de NO^+ avec un pic à 119 km d'une densité $5.01.10^3$ cm^{-3} . À partir de 140 km, les réactions (5.9) et (5.10) prennent le rôle de produire le NO^+ ainsi nous observons un autre maximum ($3.9.10^4$ cm^{-3}) à l'altitude 205 km.

Cas 2 : on inclut le transport

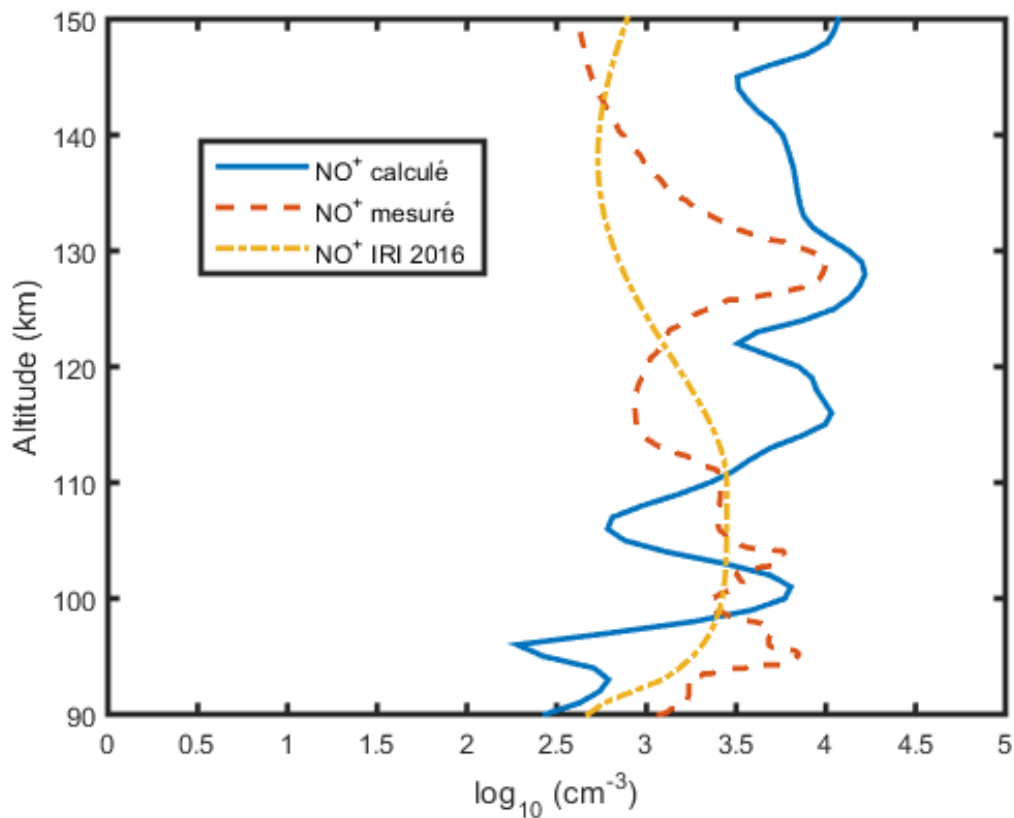


FIGURE 5.6 – Calcul de la densité de NO^+ en considérant le vent neutre horizontal.

Afin de déterminer l'effet du transport, on a ajouté la vitesse de dérive d'ion induite par le vent horizontal pour l'ion NO^+ dans la région E et la région inférieure de F (Ferdinand et Djebli 2021a). La figure (5.6) est la même que la figure (5.4), mais avec l'effet de transport induit par les vents neutres est-ouest et les vents nord-sud. Nous avons comparé la densité de NO^+ calculé par notre modèle avec IRI2016 et une densité électronique mesurée prise à l'île de Wallops le 22 février 1968 à 0300 EST (Smith 1970). On a considéré que le profil de densité est inférieur à 140 km car les données sur les vents sont seulement disponibles dans la région 90 - 140 km. Nous pouvons voir que la forme générale de la densité mesurée est reproduite par le modèle. Le profil de densité calculé présente un maximum dans la même altitude que la mesure à 129 km et 96 km. En comparant avec les données d'IRI2016, on remarque que l'effet du vent est complètement sous-estimé.

Pour comprendre plus l'impact du vent neutre sur la distribution électronique nous avons tracé les figures (5.7 - 5.11) qui représentent le profil de densité dans les deux cas avec leur vitesse de dérive qui correspondante à des moments différents pendant la nuit.

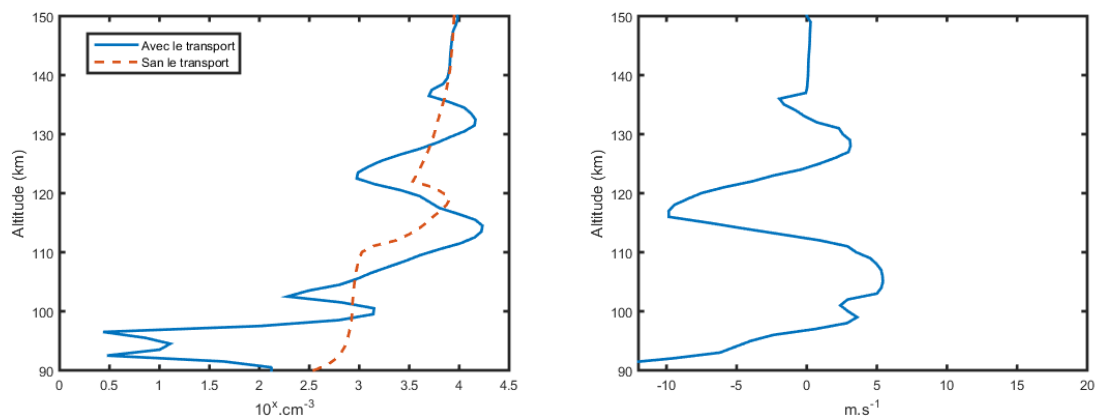


FIGURE 5.7 – Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0009 EST

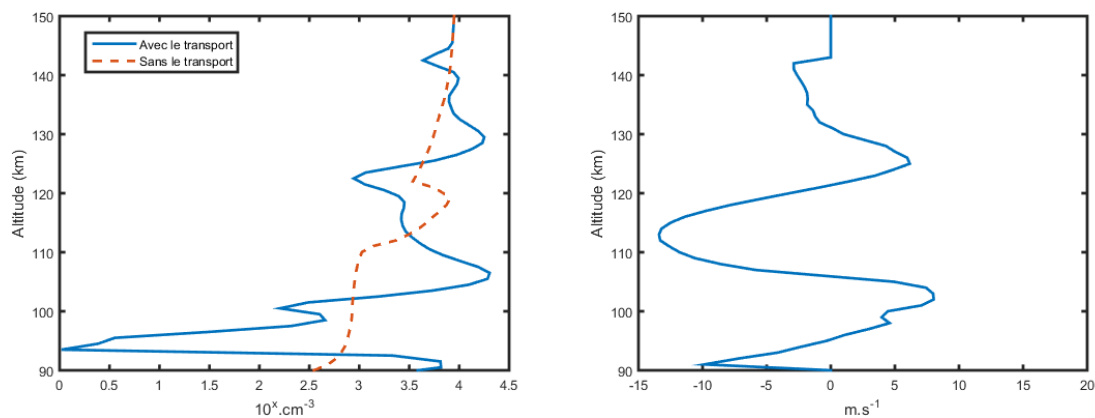


FIGURE 5.8 – Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0130 EST

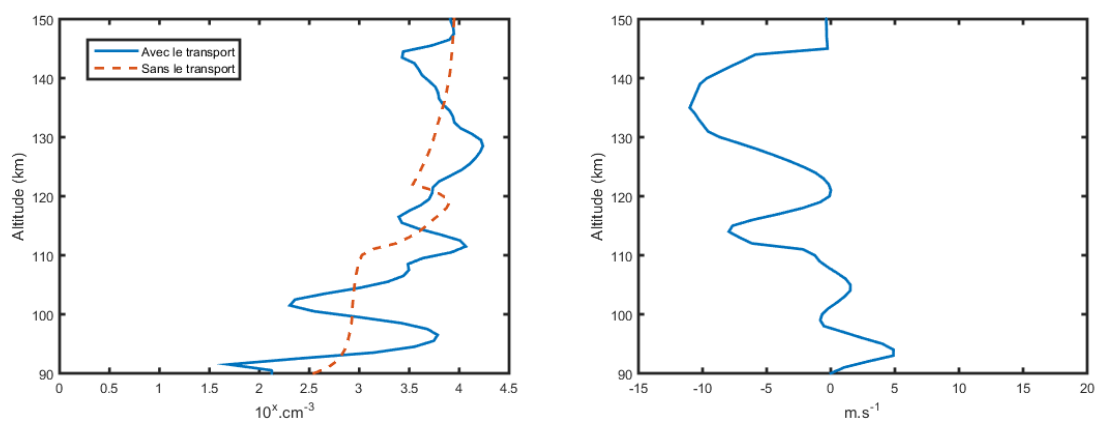


FIGURE 5.9 – Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0300 EST

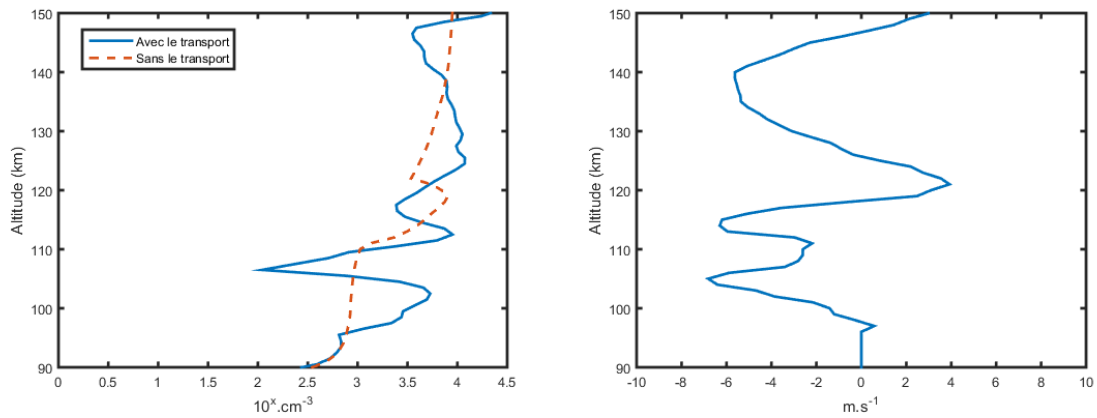


FIGURE 5.10 – Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0430 EST

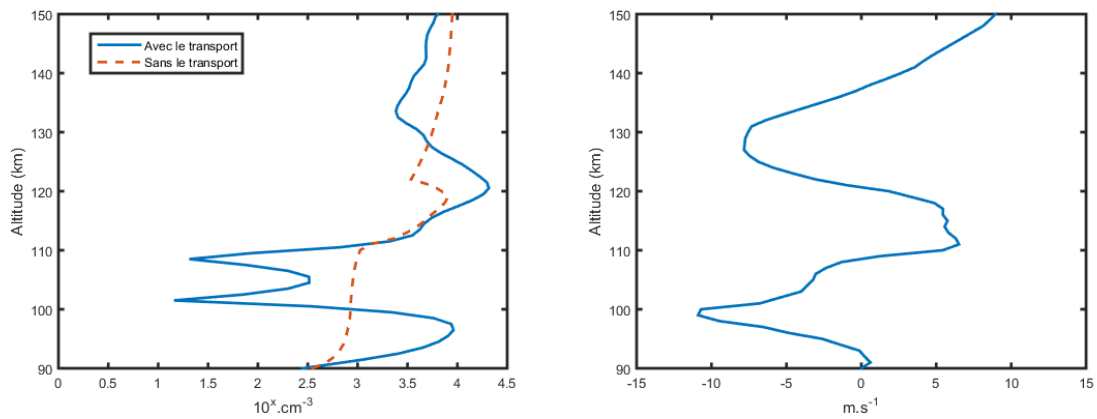


FIGURE 5.11 – Comparaison entre les profils de densité de NO^+ dans le cas où le transport est considéré et le cas où le transport est absent pour 0602 EST

TABLE 5.1 – Altitude des pics calculés

Temps (EST)	pic supérieure (Km)
0009	132.5
0130	129.5
0300	128.5
0430	125.5
0602	120.5

Le tableau (5.1) résume les cinq profils obtenus. La première colonne représente le temps de la mesure de la vitesse des vents neutre. La colonne suivante l'altitude du pic supérieure de la densité électronique. On remarque que le pic supérieure diminue en altitude avec le temps. Effectivement ce dernier se déplace de 132.5 km à minuit (0009 EST) jusqu'à 120.5 km à 0602 EST. En se basant sur ces résultats on peut dire que le pic se forme dans la région F inférieure sous l'effet des vents neutres, après sont altitude décroît vers les régions les plus basses comme la région E.

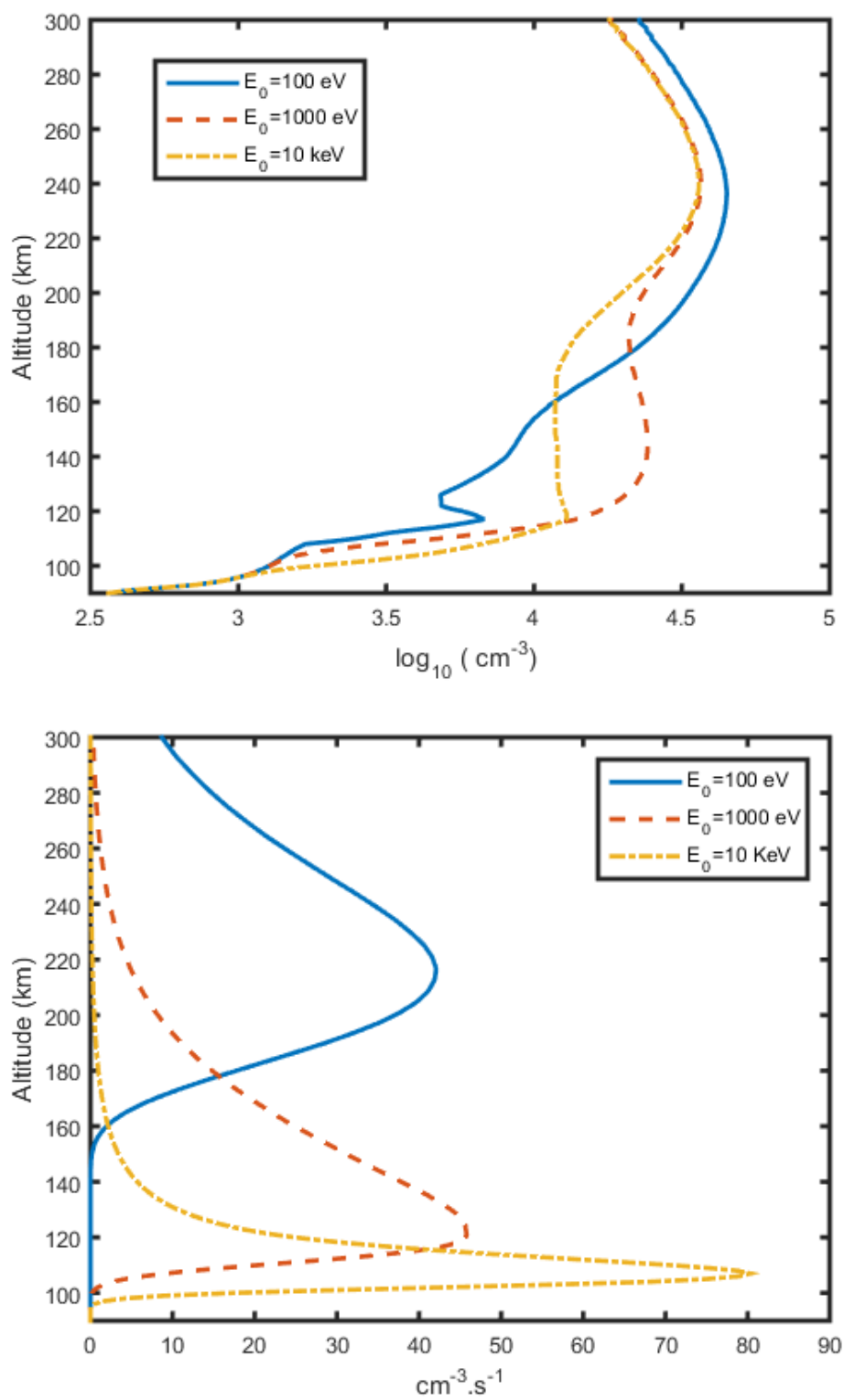
5.3.2 Effet de E_0 

FIGURE 5.12 – La densité de NO^+ en haut le taux de production de N_2^+ en bas pour différentes valeurs de E_0

Dans ce paragraphe, nous allons illustrer l'effet de l'énergie caractéristique E_0 des électrons suprathermiques sur la variation de la densité de NO^+ . D'après l'analyse de taux de production de NO^+ , la réaction d'échange de charge (5.9) est la plus dominante. En démarrant de cette approximation nous avons calculé la densité de NO^+ pour 3 profils de N_2^+ avec différents flux qui sont représentés par la figure (5.12).

Nous pouvons voir que la densité varie différemment selon le flux suprathermique utilisé. Dans la plage 90 - 100 km, la densité est la même pour les 3 énergies utilisées et au-delà de cette altitude, les profils commencent à différer par exemple à l'altitude 130 km la densité passe de (5.10^3 cm^{-3}) pour $E_0=100 \text{ eV}$ à ($1.25.10^4 \text{ cm}^{-3}$) pour $E_0=1 \text{ keV}$ et atteint ($2.51.10^4 \text{ cm}^{-3}$) pour $E_0=10 \text{ keV}$. Au-dessus de 180 km, le profil pour $E_0=100 \text{ eV}$ devient le plus dominant avec un pic à 240 km avec une densité (5.10^4 cm^{-3}) qui diminue à ($3.9.10^4 \text{ cm}^{-3}$) pour $E_0=1$ et 10 keV.

Afin de comprendre ces variations, nous avons aussi tracé le taux de production et de perte de NO^+ et N_2^+ pour les différents flux utilisés.

De 90 à 100 km, le taux de production de NO^+ est contrôlée par la réaction d'échange de charge (5.10) ce qui est vrai pour les 3 énergies utilisées et à partir de 100 km les électrons suprathermiques deviennent la source principale de NO^+ pour $E_0=1$ et 10 keV et haut delà de 180 km la production est maintenue par la réaction (5.9) pour $E_0=1$ et 10 keV par contre pour $E_0=100 \text{ eV}$ les réactions (5.9) et (5.10) ont la même importance.

5.4 LES LIMITES DU MODÈLE

Les données des vents neutres utilisées dans notre modèle pour calculer la vitesse de dérive sont des vents stationnaires, mais en réalité la vitesse des vents est très variable avec le temps. Malheureusement, les méthodes de mesures des vents sont très limitées, ce qui rend la modélisation d'un cas réel un peu difficile (voir chapitre 1). De plus, l'importance du champ électrique dans les régions de haute latitude a été négligée due à la difficulté de déterminer l'amplitude de ce dernier.

Une autre limite est le fait que notre modèle est restreint à la partie nuit de la Terre. L'une des principales raisons est la chimie très complexe durant le jour intriguée par les rayons solaires combinés avec le manque de données sur les sections efficaces d'ionisation et d'excitation de plusieurs espèces chimiques qui affectent la production de NO.

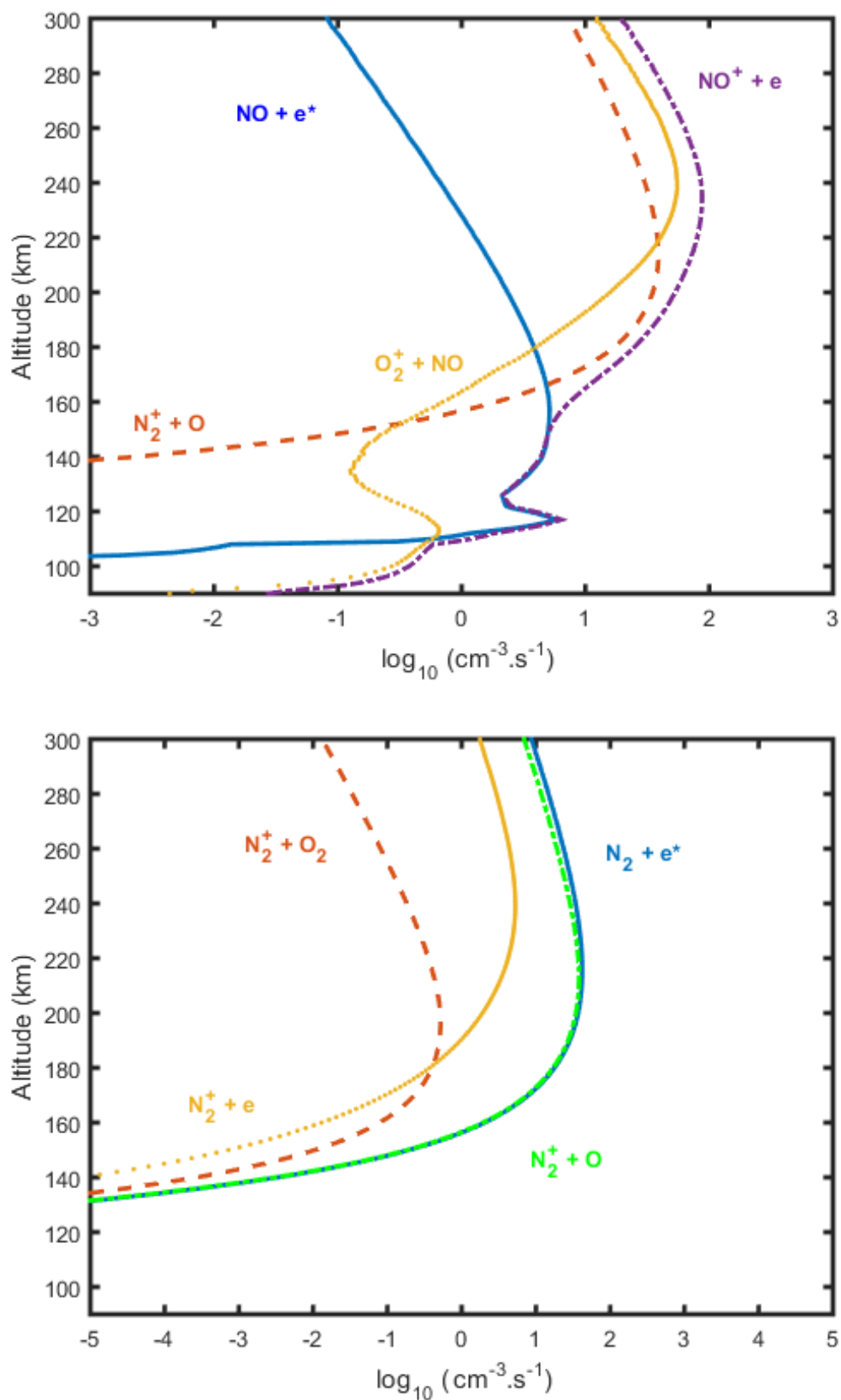


FIGURE 5.13 – Productions et pertes de NO^+ en haut et de N_2^+ en bas pour $E_0 = 100 \text{ eV}$

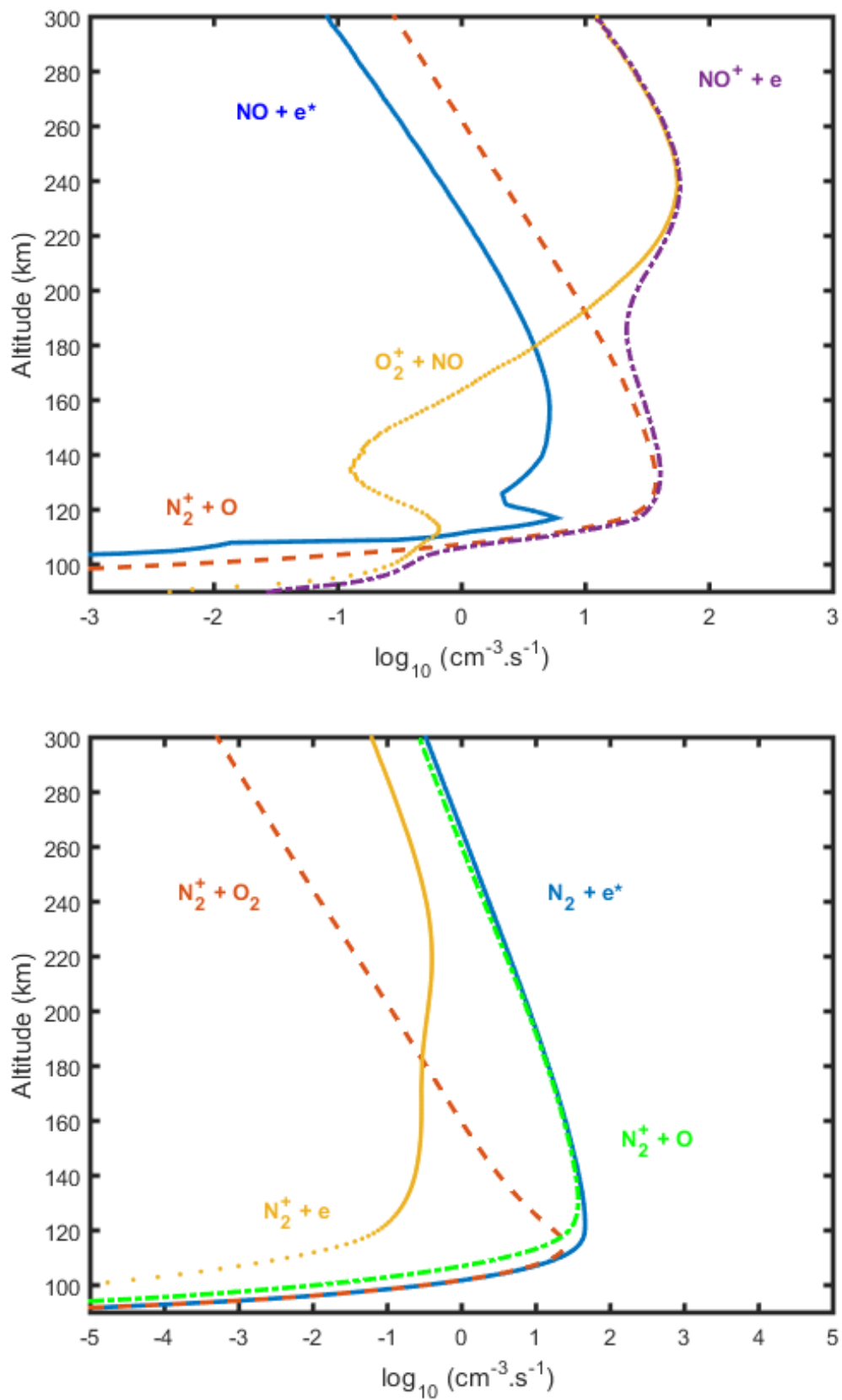


FIGURE 5.14 – Productions et pertes de NO^+ en haut et de N_2^+ en bas pour $E_0 = 1 \text{ keV}$

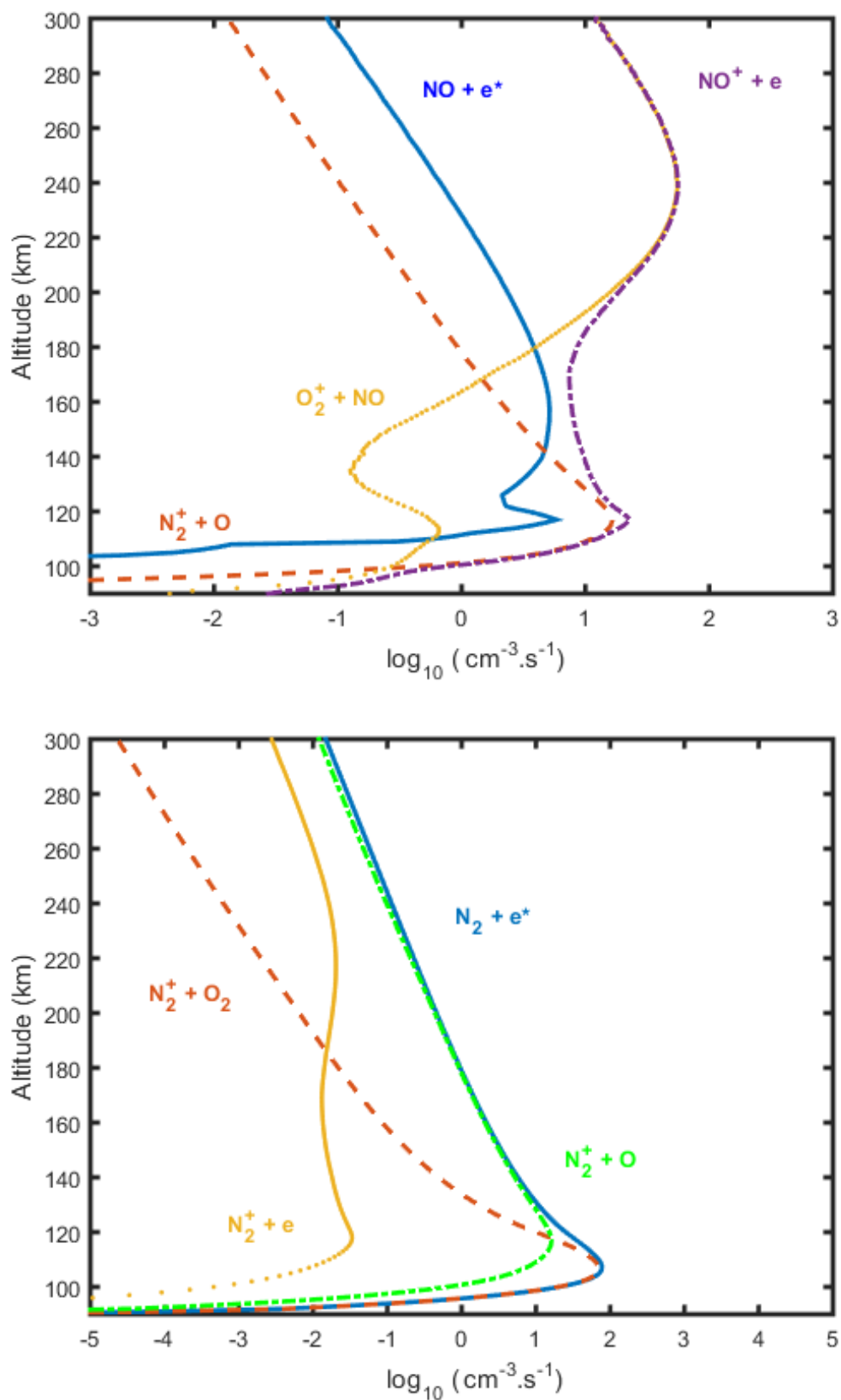


FIGURE 5.15 – Productions et pertes de NO^+ en haut et de N_2^+ en bas pour $E_0 = 10 \text{ keV}$

CONCLUSION GÉNÉRALE

Cette thèse a été l'occasion d'étudier en profondeur les différents processus d'ionisation et d'excitation dans l'atmosphères de la Terre. En commençant avec l'une des entrées énergétiques, les électrons suprathermiques, nous avons étudié l'atmosphère de la Terre. Nous y avons notamment trouvé la présence d'ion et des espèces excitées en quantité appréciable. Nous avons aussi comparé avec succès nos résultats avec les observations disponibles. Dans la première partie de ce travail, la modélisation à une dimension pour des états excités électroniques de NO^* et vibrationnels de OH^* sous l'effet de l'impact des électrons énergétiques a été étudiée. Étant donné la difficulté des mesures en laboratoire et le manque de travaux effectués jusqu'à maintenant sur la création de ces états, nous avons utilisé des sections efficaces d'excitation théoriques pour le OH^* . Nous avons aussi un manque de données sur les sections efficaces de photoexcitation de ces dernières ce qui nous a obligé a mené le calcul durant la nuit seulement.

Dans un premier temps, nous avons calculé le taux de production des états excités de NO^* et OH^* . Le calcul est basé sur la théorie cinétique où nous utilisons un code numérique pour modéliser l'impact des électrons précipités sur les neutres dans l'atmosphère à travers l'équation de Boltzmann qui donne le flux dégradé des électrons suprathermiques avec l'altitude. Une fois le flux est obtenu, on peut calculer le taux de production d'un état spécifié en utilisant les sections efficaces appropriées. Les constantes de réactions chimiques tabulées, nous ont permis dans un deuxième temps de calculer les pertes chimiques des états excités étudiés.

À partir des productions et des pertes, il restait à calculer les densités de ces états. Comme simplification, nous avons adopté l'hypothèse de négliger le transport dans la région étudiée. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les réactions chimiques sont plus rapides que le transport. Afin de valider le schéma numérique, nous avons comparé nos résultats avec succès avec ceux obtenus par le modèle de Cartwright où il a calculé la densité de NO^* pour une altitude de 100 km. En effet, les résultats ont montré que la densité des états excités est relativement négligeable devant les densités ioniques à l'ordre de 10^{-9} . Suite à cette validation, nous avons calculé la concentration de NO^* et OH^* pour des conditions géophysiques différentes, notamment la variation de l'activité solaire, l'activité magnétique, la latitude et l'énergie du flux d'électrons. La variation des paramètres géophysiques a un effet significatif sur la distribution verticale des densités de NO^* et OH^* . Notre résultat révèle que l'activité solaire peut augmenter l'écart relatif de la densité d'environ 30% d'une activité basse à une activité extrême. Par contre, la variation de l'activité magnétique peut accroître la densité d'environ 222%. Nous avons aussi observé un déca-

lage en altitude vers les régions basses pour les périodes extrêmes. En effet, la variation de la latitude, l'activité magnétique et l'énergie du flux entraînent un décalage de la déposition maximale d'énergie vers les basses altitudes. L'effet de la variation de l'énergie du flux d'électrons n'est pas le même pour NO^* et OH^* , nos résultats prédisent que la densité de OH^* croît avec l'énergie du flux. Cependant, la densité de NO^* a un aspect inversé, plus l'énergie décroît plus la densité augmente.

D'autre part, le rôle du transport dans la région E de l'ionosphère terrestre étant très mal connu, la deuxième partie de ce travail a porté sur l'étude des variations de la densité ionique NO^+ en considérant la vitesse de dérive induite par le vent neutre. Dans un premier temps, nous avons calculé la densité ionique de NO^+ où le transport est absent dans le milieu. Ensuite nous avons étudié la sensibilité de NO^+ pour différents flux d'électrons suprathermiques. Les résultats montrent que la densité du NO^+ est produite par différents processus selon l'altitude où on voit un comportement non linéaire avec le changement du flux d'électrons.

Dans un deuxième temps, nous avons considéré le transport (les vents neutres) où nous avons testé avec succès le modèle pour un cas réel et comparé les résultats avec des données de mesure. En effet, le modèle a reproduit la forme générale du profil mesuré notamment le pic à 129 km. Nous avons aussi comparé nos résultats avec le modèle empirique IRI2016 où on a trouvé que ce dernier sous-estime beaucoup la densité des ions dans le cas où le transport est considéré.

Le travail de recherche mené dans cette thèse prend en considération seulement les électrons énergétiques au-dessus de 100 keV. Cependant, il y a des particules énergétiques qui peuvent atteindre 10 GeV comme les protons. Dans ces conditions, il est intéressant de modéliser le comportement des espèces minoritaires et leurs dérivées excités. Toutes ces données constituent des perspectives en voie de réalisation.

ANNEXES

A

SOMMAIRE

A.1	TABLES DES CONSTANTES UTILISÉES DANS LES MODÈLES	95
A.2	LES MODÈLES UTILISÉES DANS CETTE ÉTUDE	96
A.2.1	Transsolo	96
A.2.2	IRI	96
A.2.3	MSIS	97
A.3	LES DONNÉES SATELLITAIRES UTILISÉES	97
A.3.1	SNOE	97
A.3.2	Les vents neutres	97
A.4	LE CHAMP MAGNÉTIQUE DE LA TERRE	97
A.5	LES ÉTATS EXCITATION MOLÉCULAIRES	98
A.5.1	Excitation électronique :	99
A.5.2	Excitation vibrationnelle :	99
A.5.3	Excitation rotationnelle	99
A.6	L'ACTIVITÉ SOLAIRE : INDICE $f_{10.7}$	99
A.7	L'ACTIVITÉ MAGNÉTIQUE : LES INDICES MAGNÉTIQUES	100

A.1 TABLES DES CONSTANTES UTILISÉES DANS LES MODÈLES

TABLE A.1 – Les réactions chimiques de NO*.

Réaction	coefficient chimique ($cm^3.s^{-1}.Mol^{-1}$)	Référence
$NO(A^2\Sigma^+) + M \longrightarrow NO(X^2\Pi) + M$	$5.20 \times 10^{12}T^{0.5}$	(Gorelov et al. 1998)
$NO(A^2\Sigma^+) + e \longrightarrow NO(B^2\Pi) + e$	$2.88 \times 10^{16}T^{-0.62}exp(-18839/T)$	(Starik et al. 2009)
$NO(A^2\Sigma^+) \longrightarrow NO(X^2\Pi) + hv$	$5 \times 10^6 s^{-1}$	(Starik et al. 2009)
$NO(A^2\Sigma^+) + e \longrightarrow NO(C^2\Pi) + e$	$1.64 \times 10^{17}T^{-0.8}exp(-15550/T)$	(Starik et al. 2009)
$NO(A^2\Sigma^+) + e \longrightarrow NO^+ + e + e$	$8.19 \times 10^{16}T^{-0.23}exp(-46606/T)$	(Starik et al. 2009)
$NO(B^2\Pi) + M \longrightarrow NO(X^2\Pi) + M$	$6.40 \times 10^{12}T^{0.5}$	(Gorelov et al. 1998)
$NO(B^2\Pi) + e \longrightarrow NO(C^2\Pi) + e$	$3.98 \times 10^{15}T^{-0.65}exp(-13463/T)$	(Starik et al. 2009)
$NO(B^2\Pi) \longrightarrow NO(X^2\Pi) + hv$	$3.33 \times 10^5 s^{-1}$	(Starik et al. 2009)
$NO(B^2\Pi) + e \longrightarrow N(2D) + O + e$	$2.14 \times 10^9 T^{1.9}exp(-36991/T)$	(Starik et al. 2009)
$NO(B^2\Pi) + e \longrightarrow NO^+ + e + e$	$3.16 \times 10^{12}T^{0.54}exp(-22789/T)$	(Starik et al. 2009)
$NO(C^2\Pi) + M \longrightarrow NO(X^2\Pi) + M$	$7.56 \times 10^{12}T^{0.5}$	(Gorelov et al. 1998)
$NO(C^2\Pi) \longrightarrow NO(X^2\Pi) + hv$	$3.33 \times 10^7 s^{-1}$	(Starik et al. 2009)
$NO(C^2\Pi) + e \longrightarrow NO^+ + e + e$	$2.49 \times 10^{17}T^{0.35}exp(-34906/T)$	(Starik et al. 2009)

Avec M représente les espèces neutres de l'atmosphère.

TABLE A.2 – Les réactions chimiques de OH*.

Réaction	coefficient chimique ($cm^3.s^{-1}$)	Référence
$OH(v) + O \longrightarrow H + O_2$	$a_1(v) \times 10^{-11}$	(Makhlouf et al. 1995)
$OH(v) + O_2 \longrightarrow OH(v-1) + O_2$	$a_2(v) \times 10^{-13}$	(Makhlouf et al. 1995)
$OH(v) + N_2 \longrightarrow OH(v-1) + N_2$	$a_3(v) \times 10^{-14}$	(Makhlouf et al. 1995)
$OH(v) \longrightarrow OH(v-1) + hv$	$A_{v,v-n}$	(Turnbull et Lowe 1989)

Avec

$$a_1(0) = 3.9, a_1(1) = 10.5, a_1(2-9) = 25$$

$$a_2(1) = 1.3, a_2(2) = 2.7, a_2(3) = 5.2, a_2(4) = 8.8, a_2(5) = 17, a_2(6) = 30, a_2(7) = 54,$$

$$a_2(8) = 98, a_2(9) = 170$$

$$a_3(1) = 0.58, a_3(2) = 1.0, a_3(3) = 1.7, a_3(4) = 3.0, a_3(5) = 5.2, a_3(6) = 9.1, a_3(7) = 16,$$

$$a_3(8) = 27, a_3(9) = 48.$$

TABLE A.3 – Les réactions chimiques de NO^+ .

Réaction	coefficient chimique ($\text{cm}^3.\text{s}^{-1}$)	Référence
$\text{NO}^+ + \text{N} \longrightarrow \text{N}_2 + \text{O}^+$	$3.39 \times 10^{13} T^{-1.08} \exp(-12800/T).N^{-1}$	(Starik et al. 2009)
$\text{NO}^+ + \text{NO} \longrightarrow \text{N}_2 + \text{O}_2^+$	$3.24 \times 10^8 \exp(-11947/T).N^{-1}$	(Starik et al. 2009)
$\text{NO}^+ + \text{NO} \longrightarrow \text{O}_2 + \text{N}_2^+$	$1.10 \times 10^{11} \exp(-51529/T).N^{-1}$	(Starik et al. 2009)
$\text{NO}^+ + \text{N}_2 \longrightarrow \text{NO} + \text{N}_2^+$	$3.8 \times 10^{15} \exp(-73230/T).N^{-1}$	(Gorelov et al. 1998)
$\text{NO}^+ + \text{O}_2 \longrightarrow \text{NO} + \text{O}_2^+$	$2.4 \times 10^{13} \exp(-32600/T).N^{-1}$	(Gorelov et al. 1998)
$\text{NO}^+ + \text{O} \longrightarrow \text{NO} + \text{O}^+$	$1.82 \times 10^{13} \exp(-50130/T).N^{-1}$	(Gorelov et al. 1998)
$\text{N}_2^+ + \text{O} \longrightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$	$1.33 \times 10^{-10} (300/T)^{0.44}$	(Richards et Voglozin 2011)
$\text{O}_2^+ + \text{NO} \longrightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	4.5×10^{-10}	(Yonker 2013)
$\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \longrightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$	$5.1 \times 10^{-11} (T/300)^{-1.16}$	(Yonker 2013)
$\text{NO}^+ + e \longrightarrow \text{N} + \text{O}$	$3.5 \times 10^{-7} (T/300)^{-0.69}$	(Yonker 2013)
$\text{N}_2^+ + e \longrightarrow \text{N} + \text{N}$	$2.2 \times 10^{-7} (T/300)^{-0.39}$	(Yonker 2013)

A.2 LES MODÈLES UTILISÉES DANS CETTE ÉTUDE

A.2.1 Transsolo

Transsolo est un programme à une dimension initialement créé par Mr, J. Liliensten capable de calculer les taux de productions d'ions et des états excités par le flux solaire (5 à 1050 A) ou par impact des électrons suprathemiques (1 eV à des dizaines de keV) dans l'atmosphère de la Terre. Le code est basé sur la résolution numérique de l'équation de Boltzmann qui nous informe sur la dégradation de l'énergie des électrons énergétiques (électrons précipités ou électrons produits par ionisation) en entrant l'atmosphère. Le modèle a été testé pour plusieurs évènements où il a pu reproduire avec succès les résultats (Witasse et al. 1999) (Culot et al. 2004). Ensuite, le code a subi plusieurs mises à jour : couplage avec les protons et calcul des densités d'ions et après, il a été adapté pour d'autres planètes comme Mars, Titan et Venus.

A.2.2 IRI

IRI est un modèle empirique sponsorisé par Committee on Space Research (COSPAR) et l'Union radio-scientifique internationale (URSI) qui a été reconnu comme un modèle de norme internationale par l'Organisation internationale de normalisation (ISO). Le modèle est amélioré d'une façon périodique avec chaque nouvelle mesure obtenue. Du fait, dans les 20 années précédentes, plusieurs versions ont été créées, IRI-2001 (Bilitza 2001), IRI-2007 (Bilitza et Reinisch 2008), IRI-2012 (Bilitza et al. 2014) et IRI-2016 (Bilitza et al. 2017). Où IRI-2016 est la nouvelle version jusqu'à présent. Les entrées principales de ce modèle sont la position, le temps, la date, les indices solaires et magnétiques et la plage d'altitude. Comme sortie, le modèle peut donner la densité électronique et ionique, la température d'électrons, ions et neutres. Le modèle est disponible comme un code Fortran ou En ligne : https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php

A.2.3 MSIS

Mass Spectrometer Incoherent Scatter radar (MSIS) est une série de modèles empiriques qui décrivent l'atmosphère, elle peut donner des informations sur la température des neutres et leurs densités (He, O, N₂, O₂, Ar, H et N). Il a été développé par le centre de vol spatial Goddard de NASA, à cette époque, il était limité seulement à la couche thermosphérique, mais plus tard la plage d'altitude du modèle a été élargie jusqu'à la surface de la Terre (Hedin 1987) (Hedin 1991). Le modèle est amélioré chaque fois avec de nouvelles mesures. Le modèle est disponible comme un code fortran ou on ligne : https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php

A.3 LES DONNÉES SATELLITAIRES UTILISÉES

A.3.1 SNOE

Student Nitric Oxide Explorer (SNOE) est un satellite conçu par les laboratoires de l'université de Colorado (LASP). Sa principale mission est d'observer la densité du monoxyde d'azote dans la couche thermosphérique inférieure ainsi que l'intensité des rayons solaires de longueur d'onde entre 2 et 20 nm. Le satellite a été lancé le 27 février 1998 où il a enregistré les observations sur le NO chaque jour pendant 5 ans de 1998 à 2003 (Bailey et al. 2000). Toutes les données collectées durant ces années sont disponibles publiquement dans leur site officiel : <https://eoportal.org/web/eoportal/satellite-missions/s/snoe>

A.3.2 Les vents neutres

Cinq fusées ont été lancées depuis l'île de Wallops (Virginia) le février 1968 entre minuit et 0600 h avec un intervalle d'une heure et demie entre chaque lancement. Chaque fusée mesure la densité électronique et la vitesse des vents neutres en même temps (Smith 1970),(Constantinides et Bedinger 1971). L'objectif de cette mission est d'observer la variation de la densité électronique pendant la nuit, ainsi que l'impact des vents neutres sur le profil de la densité des électrons. Étant donné que les données ne sont pas disponibles, les mesures utilisées dans ce manuscrit sont obtenues à partir de l'article de Harris et co-auteur (Harris et McGhan 1977).

A.4 LE CHAMP MAGNÉTIQUE DE LA TERRE

Le champ magnétique de la terre est composé de 3 composants : le champ principal, le champ extérieur dû au courant électrique qui se manifeste dans l'ionosphère et le champ dû aux matériaux magnétiques qui existent dans la croûte terrestre. Le champ magnétique principal représente environ 99% du champ magnétique total, il est pensé être engendré par les mouvements de convection du noyau externe de notre planète, constitué de métal liquide (essentiellement le fer Fe et le nickel Ni). Le champ magnétique principal est

composé de plusieurs éléments qui sont importants pour décrire ce dernier. Ces éléments sont :

- L'amplitude du champ.
- L'angle d'inclinaison magnétique qui est l'angle entre l'aiguille de boussole et l'horizontal (au pôle sud magnétique et pôle nord magnétique l'angle est 90° et à l'équateur l'angle est 0°).
- l'angle magnétique de déclinaison qui est l'angle entre le nord géographique et le nord magnétique.

La figure (A.1) représente un schéma qui illustre les éléments magnétiques cités précédemment.

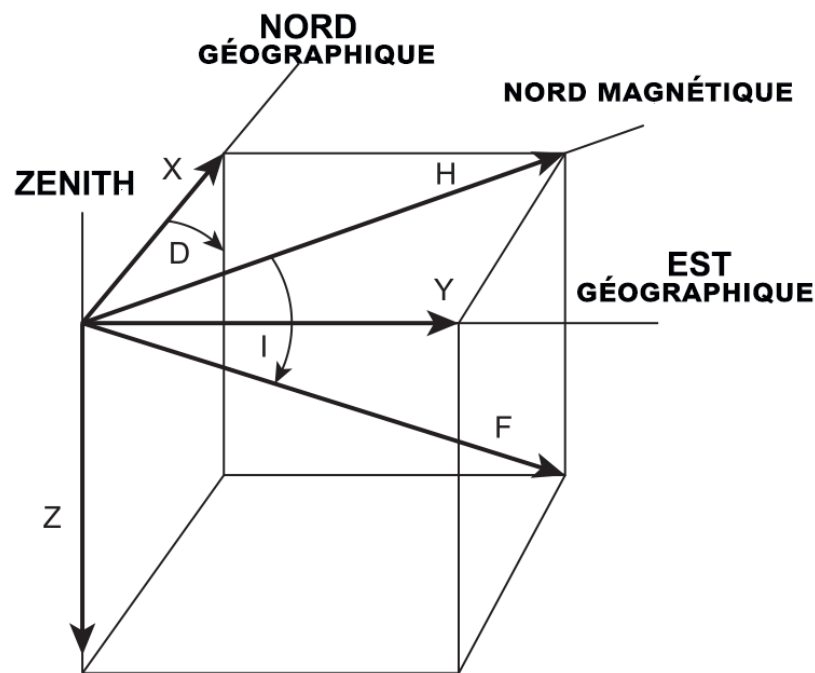


FIGURE A.1 – Schéma qui illustre la relation entre les différents éléments magnétiques.

Avec D représente l'angle de déclinaison magnétique, F représente la direction du champ magnétique, H est la composante horizontale du champ magnétique et I est l'angle d'inclinaison.

A.5 LES ÉTATS EXCITATION MOLÉCULAIRES

Les états excités moléculaires sont obtenus à travers la résolution de l'équation de Schrödinger (McWeeny 1992). L'énergie requise pour la création de chaque état diffère l'un de l'autre, cependant on peut les diviser en 3 catégories : excitation électronique, excitation vibrationnelle et excitation rotationnelle.

A.5.1 Excitation électronique :

Ces états sont créés lorsque un électron dans la couche extérieure acquiert une énergie et ce dernier transit vers un état supérieur. Généralement, l'énergie nécessaire pour la création d'un tel état est de l'ordre de l'électronvolt qui est relativement large par rapport à l'excitation vibrationnelle et rotationnelle. Ainsi, les photons capables de déclencher cette transition sont dans la gamme UV et visible.

La configuration électronique d'un état électronique excité est décrite par le moment orbital Λ qui est un nombre quantique qui définit la forme du nuage électronique. Par analogie avec l'atome où le nombre quantique $L=0, 1, 2, 3, 4$ définissent les états S, P, D, F, G, on a pour la molécule, $\Lambda=0,1, 2, 3, 4$ définissent les états $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$. Cette nomenclature est utilisée pour représenter les transitions électroniques des molécules (dans notre cas, le $NO(A^2\Sigma^+), NO(B^2\Pi), NO(C^2\Pi)$).

A.5.2 Excitation vibrationnelle :

Il s'agit d'un mouvement périodique des atomes de la molécule qui est dû aux collisions avec d'autres particules. L'énergie nécessaire pour la création de cet état est généralement de l'ordre de centième à dixième eV qui est inférieure à celle de l'excitation électronique. En conséquence, lorsqu'un état vibrationnel se désexcite, il va émettre une émission dans la gamme inférieure à l'infrarouge ($10 \mu\text{m}$).

On définit un état vibrationnel par le nombre quantique ν (dans notre cas, OH(1) représente l'état vibrationnel $\nu=1$).

A.5.3 Excitation rotationnelle

Cette excitation correspond à des seuils d'énergies de l'ordre de meV. L'émission émise par cet état est dans la gamme supérieure à l'infrarouge (mm).

A.6 L'ACTIVITÉ SOLAIRE : INDICE $f_{10.7}$

Le flux solaire radio 10.7 cm est l'un des indices les plus utilisés pour décrire le niveau de l'activité solaire. Chaque valeur de $f_{10.7}$ représente les émissions totales pour la longueur d'onde 10.7 cm pour une période de 1h. Les émissions solaires pour cette longueur d'onde sont très sensibles aux conditions de l'atmosphère du soleil, alors il était évident que ces émissions sont utiles pour surveiller l'activité solaire. Cependant, le choix d'utiliser cette longueur d'onde est fortuit. En effet, les émissions pour les longueurs d'onde de l'ordre de centimètre ont été rapportées pour la première fois par Southworth (1945) où il y avait quelques détections par hasard pendant la Deuxième Guerre mondiale, mais ces informations ont été classifiées secret jusqu'à la fin de la guerre mondiale.

Avec l'avancement de la technologie, la radioastronomie a attiré beaucoup les scientifiques surtout après la guerre. A. Covington et ses collègues membres du Conseil National de Recherches à Ottawa, qui ont passé les années de guerre dans le développement des

radars ont construit le premier radiotélescope Canadien. En 1946, ils ont fait la première observation où ils ont utilisé la longueur d'onde 10.7 cm (2.8 GHz). Dues aux limites de la sensibilité des instruments, seulement les émissions solaires ont été détectées. Lorsque plusieurs mesures ont été faites, ils ont conclu que la densité du flux solaire à cette longueur d'onde varie de jour à un autre. Ainsi l'utilisation de l'indice f10.7 comme indicateur sur le niveau de l'activité solaire était la raison principale de la continuation des mesures jusqu'à présent. Les mesures régulières de l'indice f10.7 ont commencé depuis 1947 à Ottawa. Mais après la constriction de l'aéroport international à Ottawa, beaucoup d'interférences ont été produites ce qui a diminué la performance du radar. Alors en 1962, le radar est déplacé à Ottawa ouest. Et en 1990, ce dernier est encore déplacé à Kaleden British Columbia Canada.

A.7 L'ACTIVITÉ MAGNÉTIQUE : LES INDICES MAGNÉTIQUES

Les indices magnétiques sont des mesures simples de l'activité magnétique pour des périodes courtes (quelques heures) par des magnétomètres au surface de la Terre. Ces indices sont régulièrement utilisés dans plusieurs domaines du géomagnétisme. Le premier indice a été défini en 1939, appelé K et qui décrit la variation de l'activité magnétique pendant 3 heures. Cet indice est mesuré par des observatoires qui sont au nombre de 13 dont la majorité se situe dans l'hémisphère nord. Le champ magnétique est alors moyenné sur 3 heures. Les valeurs de K peuvent aller de 0 (pas d'activité) à 9 (une activité extrême). Cependant, l'indice K ne permet pas un calcul arithmétique, alors on a défini en 1951 un indice linéaire appelé ap (amplitude planétaire équivalente). On peut l'obtenir facilement à partir des Kp Lilensten et Blelly (1999). La moyenne journalière de 8 valeurs de ap nous donne l'indice Ap qui représente la perturbation du champ magnétique.

BIBLIOGRAPHIE

- Arthur C Aikin. Energetic particle-induced enhancements of stratospheric nitric acid. *Geophysical research letters*, 21(10) :859–862, 1994. (Cité page 47.)
- DN Anderson. A theoretical study of the ionospheric f region equatorial anomaly i. theory. *Planetary and Space Science*, 21(3) :409–419, 1973. (Cité page 19.)
- David G Andrews. *An introduction to atmospheric physics*. Cambridge University Press, 2010. (Cité page 11.)
- SM Bailey, TN Woods, CA Barth, SC Solomon, LR Canfield, et R Korde. Measurements of the solar soft x-ray irradiance by the student nitric oxide explorer : First analysis and underflight calibrations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 105(A12) : 27179–27193, 2000. (Cité page 97.)
- CA Barth, Kenneth David Mankoff, SM Bailey, et SC Solomon. Global observations of nitric oxide in the thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 108(A1), 2003. (Cité pages 42 et 56.)
- Charles A Barth. Nitric oxide in the upper atmosphere. 1966. (Cité page 46.)
- David R Bates et Marcel Nicolet. The photochemistry of atmospheric water vapor. *Journal of Geophysical Research*, 55(3) :301–327, 1950. (Cité page 46.)
- GA Bazilevskaya, IG Usoskin, EO Flückiger, RG Harrison, L Desorgher, R Bütikofer, MB Krainev, VS Makhmutov, Yu I Stozhkov, AK Svirzhetskaya, et al. Cosmic ray induced ion production in the atmosphere. *Space Science Reviews*, 137(1) :149–173, 2008. (Cité pages 41 et 42.)
- Dieter Bilitza. International reference ionosphere 2000. *Radio Science*, 36(2) :261–275, 2001. (Cité page 96.)
- Dieter Bilitza, David Altadill, Vladimir Truhlik, Valentin Shubin, Ivan Galkin, Bodo Reinisch, et Xueqin Huang. International reference ionosphere 2016 : From ionospheric climate to real-time weather predictions. *Space Weather*, 15(2) :418–429, 2017. (Cité page 96.)
- Dieter Bilitza, David Altadill, Yongliang Zhang, Chris Mertens, Vladimir Truhlik, Phil Richards, Lee-Anne McKinnell, et Bodo Reinisch. The international reference ionosphere 2012—a model of international collaboration. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 4 :A07, 2014. (Cité page 96.)

- Dieter Bilitza et Bodo W Reinisch. International reference ionosphere 2007 : Improvements and new parameters. *Advances in space research*, 42(4) :599–609, 2008. (Cité page 96.)
- Guy P Brasseur et Susan Solomon. *Aeronomy of the middle atmosphere : Chemistry and physics of the stratosphere and mesosphere*, volume 32. Springer Science & Business Media, 2006. (Cité pages ix et 16.)
- Michael D. Burrows, Steven L. Baughcum, et Richard C. Oldenborg. Optically pumped no ($A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$) ultraviolet laser. *Applied Physics Letters*, 46(1) :22–24, 1985. (Cité page 58.)
- Marco Calisto. *Influence of energetic particle precipitation on atmospheric chemistry and climate*. PhD thesis, ETH Zurich, 2011. (Cité page 15.)
- Laurence Campbell et Michael J Brunger. Electron-impact vibrational excitation of the hydroxyl radical in the nighttime upper atmosphere. *Planetary and Space Science*, 151 : 11–18, 2018. (Cité pages 6, 56, 58 et 67.)
- Laurence Campbell et Michael James Brunger. Non-equilibrium calculations of atmospheric processes initiated by electron impact. Dans *Journal of Physics : Conference Series*, volume 71, page 012011. IOP Publishing, 2007. (Cité page 66.)
- DC Cartwright, MJ Brunger, L Campbell, B Mojarrabi, et PJO Teubner. Nitric oxide excited under auroral conditions : Excited state densities and band emissions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 105(A9) :20857–20867, 2000. (Cité pages 6, 51, 66 et 67.)
- Jules G Charney, Ragnar Fjörtoft, et J von Neumann. Numerical integration of the barotropic vorticity equation. *Tellus*, 2(4) :237–254, 1950. (Cité page 5.)
- G Chimonas et WI Axford. Vertical movement of temperate-zone sporadic e layers. *Journal of Geophysical Research*, 73(1) :111–117, 1968. (Cité page 38.)
- E Constantinides et JF Bedinger. Observed redistribution of e-region ionization by neutral winds. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 33(3) :461–472, 1971. (Cité pages 38 et 97.)
- Paul J Crutzen. The influence of nitrogen oxides on the atmospheric ozone content. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(408) :320–325, 1970. (Cité page 44.)
- F Culot, C Lathuillere, J Lilensten, et O Witasse. The OI 630.0 and 557.7 nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANSCAR. Dans *Annales Geophysicae*, volume 22, pages 1947–1960. Copernicus GmbH, 2004. (Cité page 96.)
- K Davies. Ionospheric radio. peter peregrinus, london. *NOAA Space Environment Center Propagation Primer-AE4RV*, 1990. (Cité page 18.)
- Thomas Michael Donahue, EC Zipf Jr, et TD Parkinson. Ion composition and ion chemistry in an aurora. *Planetary and Space Science*, 18(2) :171–186, 1970. (Cité page 50.)

- DP Drob, JT Emmert, G Crowley, JM Picone, GG Shepherd, W Skinner, P Hays, RJ Niciejewski, M Larsen, CY She, et al. An empirical model of the Earth's horizontal wind fields : HWM07. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113(A12), 2008. (Cité page 18.)
- NA Dyatko, M Capitelli, R Celiberto, et AP Napartovich. Attachment rate constants in decaying air plasmas : the role of second kind collisions from electronically excited states. *Chemical physics letters*, 263(1-2) :305–312, 1996. (Cité page 57.)
- Mohammed A Ferdi et Mourad Djebli. Nitric oxide ion density profiles in Earth's night-side high-latitude e and f region ionosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 126(3) :e2020JA028517, 2021a. (Cité page 82.)
- Mohammed amin Ferdi, Abdelaaziz Bouziane, et Mourad Djebli. Time-dependent behavior of nitric oxide excited states under the effect of electron impact. *Physics of Plasmas*, 28(2) :024503, 2021. (Cité pages 55 et 66.)
- Mohammed Amin Ferdi et Mourad Djebli. Analysis of nighttime oh vibrational excited states production rate. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 212 :105519, 2021b. (Cité page 55.)
- VA Gorelov, MK Gladyshev, A Yu Kireev, IV Yegorov, Yu A Plastinin, et GF Karabadzhak. Experimental and numerical study of nonequilibrium ultraviolet no and n emission in shock layer. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 12(2) :172–179, 1998. (Cité pages 95 et 96.)
- RC Gunton, RE Meyerott, et JB Reagan. Ion and neutral chemistry of the d-region during the intense solar particle event of august 1972. *Lockheed Missiles and Space Co. Report*, 1977. (Cité page 44.)
- Do A Hardy, MS Gussenhoven, et E Holeman. A statistical model of auroral electron precipitation. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 90(A5) :4229–4248, 1985. (Cité pages 41 et 64.)
- F Kenneth Hare. The stratosphere. *Geographical Review*, 52(4) :525–547, 1962. (Cité page 11.)
- RD Harris et M McGhan. A model of the midlatitude nighttime e region including metallic ions. *Radio Science*, 12(2) :307–309, 1977. (Cité page 97.)
- PB Hays et RG Roble. Direct observations of thermospheric winds during geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, 76(22) :5316–5321, 1971. (Cité page 17.)
- AE Hedin. Msis-86 thermospheric model, *Journal of Geophysical Research*, 92, 4649 :4662, 1987. (Cité pages 62 et 97.)
- Alan E Hedin. Extension of the msis thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 96(A2) :1159–1172, 1991. (Cité pages 56, 62 et 97.)

- Mary K Hudson, Brian T Kress, Hans-R Mueller, Jordan A Zastrow, et J Bernard Blake. Relationship of the van allen radiation belts to solar wind drivers. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70(5) :708–729, 2008. (Cité page 42.)
- Julio Víctor Iribarne, Han-Ru Cho, et William L Boeck. Atmospheric physics. *Physics Today*, 34(2) :78, 1981. (Cité page 11.)
- A Johannessen et D Krankowsky. Positive-ion composition measurement in the upper mesosphere and lower thermosphere at a high latitude during summer. *Journal of Geophysical Research*, 77(16) :2888–2901, 1972. (Cité page 44.)
- H Kohl et JW King. Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 29(9) :1045–1062, 1967. (Cité page 17.)
- Tomislav Kos et Pavel Najman. Chapter performance analysis of empirical ionosphere models by comparison with code vertical tec maps. 2014. (Cité page 21.)
- A Krivolutsky, G Bazilevskaya, T Vyushkova, et G Knyazeva. Influence of cosmic rays on chemical composition of the atmosphere : data analysis and photochemical modelling. *Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C*, 27(6-8) :471–476, 2002. (Cité page 6.)
- SG Lias, JE Bartmess, JF Liebman, JL Holmes, RD Levin, et WG Mallard. Ion energetics data in nist chemistry webbook, nist standard reference database number 69. *National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD*, 20899, 2018. (Cité page 50.)
- J. Liliensten et P.L. Blelly. *Du soleil à la terre : aéronomie et météorologie de l'espace*. Collection Grenoble sciences. Presses universitaires de Grenoble, 1999. ISBN 9782706108341. URL <https://books.google.it/books?id=j2ccaQAAMAAJ>. (Cité pages ix, 10, 14, 48, 76 et 100.)
- D Lummerzheim et J Liliensten. Electron transport and energy degradation in the ionosphere : Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. Dans *Annales Geophysicae*, volume 12, pages 1039–1051, 1994. (Cité pages 30 et 42.)
- UoB Makhlouf, RH Picard, et JR Winick. Photochemical-dynamical modeling of the measured response of airglow to gravity waves : 1. basic model for oh airglow. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 100(D6) :11289–11311, 1995. (Cité page 95.)
- VS Makhmutov, GA Bazilevskaya, BB Gvozdevsky, EV Vashenyuk, et Yu V Balabin. Solar cosmic ray spectra in the 20 january 2005 gle : comparison of simulations with balloon and neutron monitor observations. 2005. (Cité page 41.)
- IC McDade, EJ Llewellyn, DP Murtagh, et RGH Greer. Eton 5 : Simultaneous rocket measurements of the oh meinel $\Delta v = 2$ sequence and (8, 3) band emission profiles in the nightglow. *Planetary and space science*, 35(9) :1137–1147, 1987. (Cité page 50.)

- Michael B McElroy et John C McConnell. Nitrous oxide : A natural source of stratospheric no. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(6) :1095–1098, 1971. (Cité page 45.)
- Roy McWeeny. *Methods of molecular quantum mechanics*. Academic press, 1992. (Cité page 98.)
- Martin G Mlynczak, Daniel K Zhou, et Steven M Adler-Golden. Kinetic and spectroscopic requirements for the inference of chemical heating rates and atomic hydrogen densities from oh meinel band measurements. *Geophysical research letters*, 25(5) :647–650, 1998. (Cité page 48.)
- Richard B Norton et Charles A Barth. Theory of nitric oxide in the Earth's atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 75(19) :3903–3909, 1970. (Cité page 45.)
- W Dean Pesnell. Fluxes of relativistic electrons in low-Earth orbit during the decline of solar cycle 22. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(6) :2016–2021, 2001. (Cité page 41.)
- CE Randall, V Lynn Harvey, DE Siskind, Jeff France, PF Bernath, CD Boone, et KA Walker. Nox descent in the arctic middle atmosphere in early 2009. *Geophysical Research Letters*, 36(18), 2009. (Cité page 48.)
- MH Rees. Auroral electrons. *Space Science Reviews*, 10(3) :413–441, 1969. (Cité page 14.)
- PG Richards, JA Fennelly, et DG Torr. Euvac : A solar EUV flux model for aeronomic calculations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 99(A5) :8981–8992, 1994. (Cité page 13.)
- PG Richards et David Voglozin. Reexamination of ionospheric photochemistry. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A8), 2011. (Cité pages 77 et 96.)
- H Rishbeth. Thermospheric winds and the f-region : A review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 34(1) :1–47, 1972. (Cité page 17.)
- K. H. Schmidt. F. E. ROACH, J. L. GORDON : The Light of the Night Sky. Geophysics and Astrophysics Monographs, Volume 4. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland/Boston U S A . XI1 + 125 Seiten. Preis Dfl. 25. (Paperbound) ; Dfl. 42. (Leinen). *Astronomische Nachrichten*, 296(1) :47–48, 1975. (Cité pages ix et 49.)
- Robert Schunk et Andrew Nagy. *Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. Cambridge University Press, New York, 1925. (Cité pages ix et 11.)
- Robert Schunk et Andrew Nagy. *Ionospheres : physics, plasma physics, and chemistry*. Cambridge university press, 2009. (Cité pages ix et 43.)
- RW Schunk. Handbook of ionospheric models, special report (boulder, usa, solar-terrestrial energy program. step, scientific committee on solar terrestrial physics, scostep). 1996. (Cité pages 20 et 36.)

- John H Seinfeld et Spyros N Pandis. *Atmospheric chemistry and physics : from air pollution to climate change*. John Wiley & Sons, 2016. (Cité page 11.)
- LG Smith. A sequence of rocket observations of night-time sporadic-E. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 32(7) :1247–1257, 1970. (Cité pages 82 et 97.)
- S Solomon, DW Rusch, Jean-Claude Gérard, GC Reid, et PJ Crutzen. The effect of particle precipitation events on the neutral and ion chemistry of the middle atmosphere : II. odd hydrogen. *Planetary and Space Science*, 29(8) :885–893, 1981. (Cité pages 44 et 46.)
- GC Southworth. Microwave radiation from the sun. Dans *Classics in Radio Astronomy*, pages 168–181. Springer, 1945. (Cité page 99.)
- K Stamnes et MH Rees. Heating of thermal ionospheric electrons by suprathermal electrons. *Geophysical research letters*, 10(4) :309–312, 1983. (Cité page 33.)
- AM Starik, NS Titova, et IV Arsentiev. Comprehensive analysis of the effect of atomic and molecular metastable state excitation on air plasma composition behind strong shock waves. *Plasma Sources Science and Technology*, 19(1) :015007, 2009. (Cité pages 95 et 96.)
- Jeffrey I Steinfeld, Steven M Adler-Golden, et Jean W Gallagher. Critical survey of data on the spectroscopy and kinetics of ozone in the mesosphere and thermosphere. *Journal of physical and chemical reference data*, 16(4) :911–951, 1987. (Cité page 50.)
- Darrell F Strobel. Nitric oxide in the D region. *Journal of Geophysical Research*, 77(7) :1337–1339, 1972. (Cité page 46.)
- DF Strobel, DM Hunten, et MB McElroy. Production and diffusion of nitric oxide. *Journal of Geophysical Research*, 75(22) :4307–4321, 1970. (Cité page 46.)
- Renat A Sultanov et N Balakrishnan. Quantum mechanical investigations of the $N(4S) + O_2(X^3\Sigma_g^-) \rightarrow NO(X^2\Pi) + O(3P)$ reaction. *The Journal of chemical physics*, 124(12) :124321, 2006. (Cité page 46.)
- Wesley E Swartz et John S Nisbet. Revised calculations of f region ambient electron heating by photoelectrons. *Journal of Geophysical Research*, 77(31) :6259–6261, 1972. (Cité page 33.)
- W Kent Tobiska. Revised solar extreme ultraviolet flux model. *Journal of atmospheric and terrestrial physics*, 53(11-12) :1005–1018, 1991. (Cité page 13.)
- W Kent Tobiska. Recent solar extreme ultraviolet irradiance observations and modeling : A review. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 98(A11) :18879–18893, 1993. (Cité page 13.)
- Marsha R Torr et DG Torr. Ionization frequencies for solar cycle 21 : Revised. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 90(A7) :6675–6678, 1985. (Cité page 13.)
- DN Turnbull et RP Lowe. New hydroxyl transition probabilities and their importance in airglow studies. *Planetary and space science*, 37(6) :723–738, 1989. (Cité pages 56 et 95.)

- Esa Turunen, Pekka T Verronen, Annika Seppälä, Craig J Rodger, Mark A Clilverd, Johanna Tamminen, Carl-Fredrik Enell, et Thomas Ulich. Impact of different energies of precipitating particles on NO_x generation in the middle and upper atmosphere during geomagnetic storms. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71(10-11) : 1176–1189, 2009. (Cité page 42.)
- A Vialatte, M Barthelemy, et J Lilensten. Impact of energetic electron precipitation on the upper atmosphere : Nitric monoxide. *The Open Atmospheric Science Journal*, 11(1), 2017. (Cité pages 6, 58, 62, 67 et 78.)
- R Warnant, J Grevesse, et E Pottiaux. Processing GPS measurements during periods of high ionospheric activity : the influence on GPS data preprocessing. Dans *Report on the Symposium of the IAG Subcommission for Europe (EUREF) Held in Ponta Delgada*, numéro 12, pages 365–368. Citeseer, 2002. (Cité pages ix et 18.)
- O Witasse, J Lilensten, C Lathuillere, et P-L Blelly. Modeling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 104(A11) :24639–24655, 1999. (Cité page 96.)
- Steven C Wofsy et Michael B McElroy. HO_x, NO_x, and ClO_x : Their role in atmospheric photochemistry. *Canadian Journal of Chemistry*, 52(8) :1582–1591, 1974. (Cité page 45.)
- Ya-dong Wu, Ya-nan Li, et Shi-kui Dong. Statistical flux and energy deposition of auroral electrons. Dans *Proceedings of the 12th Asia Pacific Physics Conference (APPC12)*, page 015101, 2014. (Cité pages x et 66.)
- Jiyao Xu, Hong Gao, Anne K Smith, et Yajun Zhu. Using TIMED/SABER nightglow observations to investigate hydroxyl emission mechanisms in the mesopause region. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 117(D2), 2012. (Cité page 48.)
- Justin David Yonker. *Contribution of the first electronically excited state of molecular nitrogen to thermospheric nitric oxide*. PhD thesis, Virginia Tech, 2013. (Cité pages 46 et 96.)
- EC Zipf, WL Borst, et TM Donahue. A mass spectrometer observation of NO in an auroral arc. *Journal of Geophysical Research*, 75(31) :6371–6376, 1970. (Cité pages 6, 51 et 76.)