

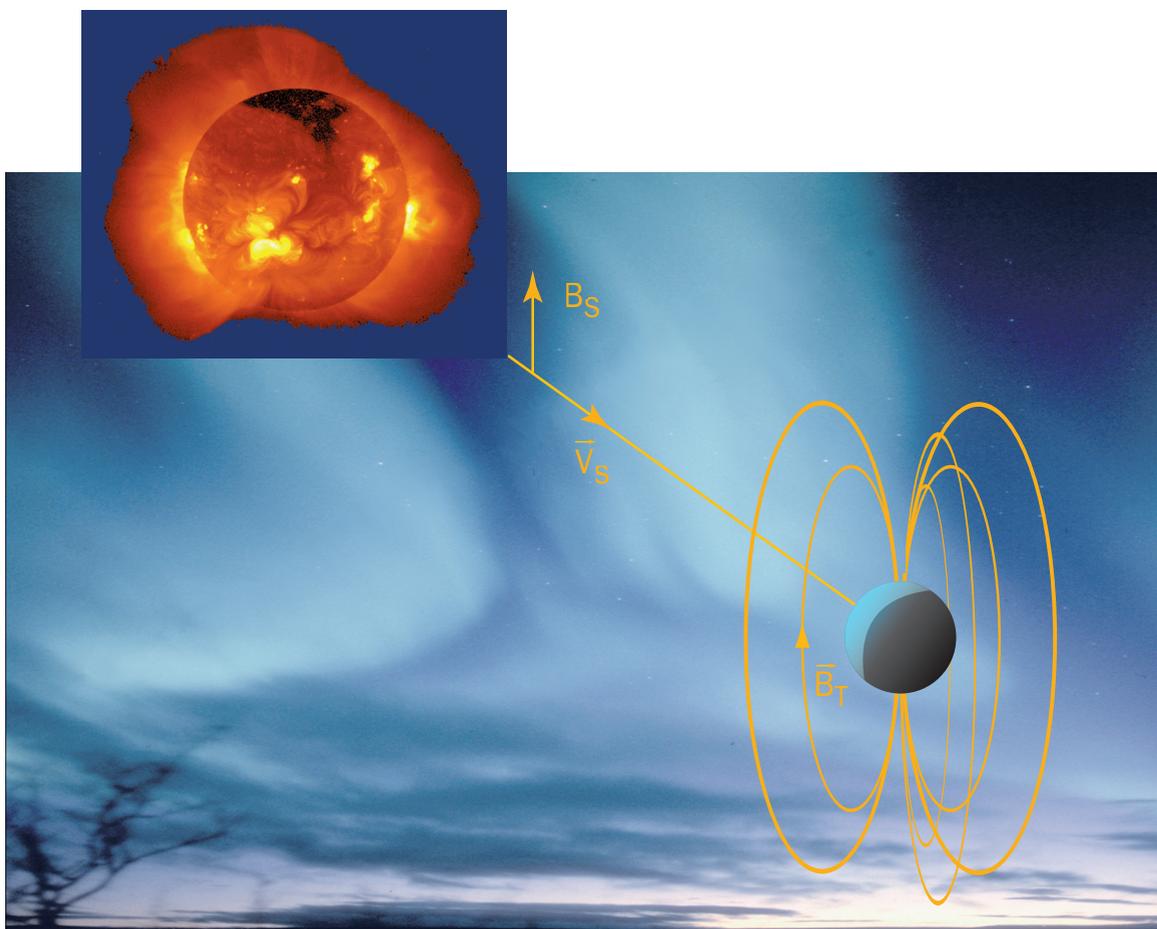


DU SOLEIL À LA TERRE

AÉRONOMIE ET MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

OUVRAGE PUBLIÉ AVEC LE CONCOURS
DU MINISTÈRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE, DE LA RECHERCHE ET DE LA TECHNOLOGIE

■ Jean LILENSTEN et Pierre-Louis BLELLY



DU SOLEIL À LA TERRE
AÉRONOMIE ET MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

Grenoble Sciences

Grenoble Sciences fut créé avec le triple objectif de :

- réaliser des ouvrages correspondant à un projet clairement défini, sans contrainte de mode ou de programme,
- garantir les qualités scientifique et pédagogique,
- proposer des ouvrages à un prix accessible au public le plus large possible.

Chaque projet est sélectionné au niveau de la direction de Grenoble Sciences, puis par un collège de referees anonymes. Ensuite, les auteurs travaillent pendant une année (en moyenne) avec les membres d'un comité de lecture interactif dont les noms apparaissent au début de l'ouvrage.

Directeur scientifique de Grenoble Sciences

Jean BORNAREL, Professeur à l'Université Joseph Fourier - Grenoble 1

Comité de lecture pour « Du Soleil à la Terre » :

- ◆ **J. Fontanari**, Professeur à l'Université Paul Sabatier, Toulouse
(Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements)
- ◆ **C. Hanuise**, Directeur de Recherches au CNRS, La Garde, Toulon
(Laboratoire de Sondages Electromagnétiques de l'Environnement Terrestre)
- ◆ **J.B. Robert**, Professeur à l'Université Joseph Fourier, Grenoble
(Centre de Recherche sur les Très Basses Températures - CNRS)
- ◆ **J. Sivardière**, Chercheur au CEA, Grenoble
(DRSMC / SPMS / LIH)

Grenoble Sciences reçoit le soutien :

du **Ministère de l'Éducation nationale, de la Recherche et de la Technologie**
de la **Région Rhône-Alpes**
du **Conseil général de l'Isère**
de la **Ville de Grenoble**

Photos de couverture :

Soleil (YOHKOH, Agence spatiale japonaise) et aurore boréale (Jyrki Manninen)

Réalisation et mise en pages, Centre technique Grenoble Sciences

ISBN 2.86883.467.1

© EDP Sciences, 2000

DU SOLEIL À LA TERRE

AÉRONOMIE

ET MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

Jean LILENSTEN et Pierre-Louis BLELLY



7, avenue du Hoggar
Parc d'Activité de Courtabœuf, BP 112
91944 Les Ulis Cedex A, France

Ouvrages Grenoble Sciences édités par EDP Sciences

Collection Grenoble Sciences

- Chimie. Le minimum vital à savoir - J. Le Coarer
Minimum Competence in Scientific English - J. Upjohn, S. Blattes & V. Jans
Introduction à la Mécanique statistique - E. Belorizky & W. Gorecki
Exercices corrigés d'Analyse (tomes 1 et 2) - D. Alibert
Bactéries et environnement. Adaptations physiologiques - J. Pelmont
La plongée sous-marine à l'air. L'adaptation de l'organisme et ses limites - Ph. Foster
Listening Comprehension for Scientific English - J. Upjohn
Electrochimie des solides - C. Déportes *et al.*
La Turbulence - M. Lesieur
Mécanique statistique. Exercices et problèmes corrigés - E. Belorizky & W. Gorecki
La symétrie en mathématiques, physique et chimie - J. Sivardière
La cavitation. Mécanismes physiques et aspects industriels - J.P. Franc *et al.*
L'Asie, source de sciences et de techniques - M. Soutif
Enzymes. Catalyseurs du monde vivant - J. Pelmont
L'ergomotricité. Le corps, le travail et la santé - M. Gendrier
Introduction aux variétés différentielles - J. Lafontaine
Analyse numérique et équations différentielles - J.P. Demailly
Speaking Skills in Scientific English - J. Upjohn, M.H. Fries & D. Amadis
Thermodynamique chimique - M. Oturan & M. Robert
Mathématiques pour les sciences de la vie, de la nature et de la santé - F. & J.P. Bertrandias
Magnétisme : I - Fondements, II - Matériaux et applications
sous la direction d'E. du Trémolet de Lacheisserie
Probabilités et incertitudes dans l'analyse des données expérimentales - K. Protassov
Approximation hilbertienne. Splines, ondelettes, fractales - M. Attéia & J. Gaches
Endocrinologie et communications cellulaires - S. Idelman & J. Verdetti
Chimie organométallique - D. Astruc
Mathématiques pour l'étudiant scientifique (tomes 1 et 2) - Ph.J. Haug

Grenoble Sciences - Rencontres Scientifiques

- Radiopharmaceutiques. Chimie des radiotraceurs et applications biologiques
sous la direction de M. Comet & M. Vidal
Turbulence et déterminisme - sous la direction de M. Lesieur
Méthodes et techniques de la chimie organique - sous la direction de D. Astruc

PRÉAMBULE

Le mot *aéronomie*, repris dans le titre de cet ouvrage, ne se trouve pas encore dans tous les dictionnaires. En fait, il s'agit de la science des régions supérieures d'une atmosphère où les phénomènes de dissociation et d'ionisation sont importants. Ce mot, créé par le grand géophysicien Sidney Chapman (1888 – 1970), fut introduit officiellement lors de l'assemblée générale de l'Union Internationale de Géodésie et de Géophysique à Rome en 1954, lorsque l'Association Internationale de Magnétisme et d'Electricité Atmosphérique change de nom pour devenir l'Association Internationale de Géomagnétisme et d'Aéronomie.

Cet ouvrage est focalisé sur l'aéronomie de l'*ionosphère*, c'est-à-dire sur les domaines d'altitude où cohabitent des électrons, des ions positifs et éventuellement des ions négatifs. Bien que dans toute atmosphère planétaire, l'ionosphère représente toujours une très faible fraction de l'abondance des constituants neutres, c'est-à-dire sans charge électrique, son influence sur le comportement de l'atmosphère neutre est loin d'être négligeable. La présence d'un champ magnétique, capable de modifier le mouvement des particules ionisées, introduit des phénomènes inconnus au niveau du sol.

Les auteurs entraînent le lecteur dans un long voyage dont le point de départ est le Soleil pour arriver finalement à la Terre. Le caractère pluridisciplinaire de l'aéronomie exige la connaissance de nombreuses notions qui doivent être extraites de domaines qui, très souvent, n'ont aucun lien en commun. Le développement explosif de tous les domaines scientifiques est tel que les notions de base, parfaitement connues par chaque spécialiste d'un domaine donné, ne sont pas nécessairement accessibles aux nouveaux venus. Ce livre contribue à combler cette lacune, même si certains passages feront sourire ou irriteront des experts de haut niveau. L'ouvrage s'adresse à tous les étudiants de niveau universitaire, qu'ils s'engagent dans des études d'ingénieur, de mathématicien, de physicien ou de chimiste, voire même dans d'autres domaines. Certaines parties seront plus faciles pour les uns et plus difficiles pour les autres, mais les auteurs fournissent à tous, les éléments nécessaires à une compréhension globale. Les professionnels de l'aéronomie ionosphérique trouveront peut-être l'occasion de se rafraîchir la mémoire ou d'émettre des commentaires critiques très pertinents.

L'ampleur de la littérature scientifique sur le sujet ne permet pas de présenter une bibliographie complète sans augmenter le nombre de pages de façon inacceptable. Cependant les auteurs se sont volontairement limités aux références fondamentales ou de caractère historique. Les différents encarts apportent des informations complémentaires qui permettent au lecteur de se faire une idée du cheminement des concepts scientifiques. Ce choix implique nécessairement un certain arbitraire. Attribuer la paternité d'une idée ou d'une découverte à une personne n'est pas toujours facile.

Tous les chapitres sont écrits avec rigueur, tant sur le plan de l'information que sur celui des développements mathématiques indispensables à une compréhension en profondeur. Le lecteur qui trouverait cette approche un peu rébarbative peut toujours se rabattre sur les nombreuses illustrations en couleur qui agrémentent judicieusement l'ouvrage. De plus, la liste des sites sur le réseau Internet fournit au lecteur des occasions superbes pour voir des illustrations scientifiques qu'il serait difficile de trouver ailleurs.

C'est au lecteur de déterminer si cet ouvrage lui est utile. Je pense cependant que tous les étudiants intéressés y trouveront les éléments fondamentaux pour comprendre notre environnement proche ou lointain. « Du Soleil à la Terre » comble une lacune dans la littérature scientifique d'expression française, en mettant à la disposition des étudiants un ouvrage moderne de qualité et d'actualité. Tout comme certains atomes et molécules de l'atmosphère peuvent exister dans des états métastables à longue durée de vie, il faut souhaiter à ce livre écrit par des auteurs compétents et dynamiques, de nombreuses années de succès.

Gaston Kockarts

INTRODUCTION

La conception que nous nous faisons de notre planète est en pleine mutation. Les connaissances que nous en avons il y a quelques décennies étaient parcellaires, plusieurs domaines de la géophysique se côtoyaient, sans que les liens entre eux ne paraissent évidents. Mais de même que nous avons peu à peu découvert le « village Terre », nous avons compris que, par exemple, l'océanographie est liée à la météorologie et à la climatologie, et celles-ci à l'aéronomie, étude des hautes couches atmosphériques. L'aéronomie dépend de l'environnement magnétique de la planète. Et finalement, tous ces domaines sont en étroite relation avec l'astrophysique solaire, puisque la source majeure d'énergie est le Soleil.

Alors, peu à peu, de ces sciences éparses émerge une géophysique globale, donnant une image unifiée de notre écosystème. Nous comprenons mieux l'évolution de l'environnement, mieux aussi l'impact que nos activités ont sur celui-ci.

L'actualité a rarement mis l'aéronomie en exergue, sans doute parce que nous vivons et nous déplaçons dans les basses couches atmosphériques. Pourtant, la haute atmosphère constitue une enveloppe indispensable à l'émergence et à la pérennisation de la vie, en particulier par son rôle de filtre du rayonnement extrême ultraviolet.

Ces dernières années voient une montée en puissance de cette science. Pour des raisons pratiques, comme l'orbitographie (les satellites volent dans ces couches atmosphériques supérieures) ou les communications. Parce qu'aussi, il arrive que des phénomènes aéronomiques perturbent gravement notre existence, en particulier lors des orages magnétiques. Pour des raisons purement géophysiques aussi : la compréhension des aurores boréales et des phénomènes qui leur sont associés. Pour des raisons théoriques enfin : l'environnement ionisé constitue un « plasma », dont l'étude en laboratoire est particulièrement difficile. Or, il est là, abondant et permanent.

Ce livre s'intitule « Du Soleil à la Terre », pour montrer la continuité qui existe entre l'étoile et la planète. Le sous-titre, « aéronomie et météorologie de l'espace », souligne les deux grandes branches émergentes de cette science. La première, l'aéronomie spatiale, a cessé de se cantonner à la Terre ; il n'y a plus une expérience planétaire embarquée sans une importante composante d'étude des plasmas et du magnétisme. La seconde, la météorologie de l'espace, naît de la nécessité de prévoir les perturbations aéronomiques.

Si ce champ physique est en pleine expansion, la littérature concernée, en particulier en langue française, est encore peu abondante. Il existe certes des ouvrages grand public, mais la plupart d'entre eux considèrent les problèmes d'un point de vue purement solaire dont les conséquences terrestres ne seraient que des implications parmi d'autres. Il n'existe aucun ouvrage brossant de façon rigoureuse un panorama des lois physiques régissant les relations

Soleil-Terre. C'est ce manque que ce livre tente de combler, du Soleil à la Terre, en passant par la physique classique, la physique atomique et moléculaire, et la chimie. Cette première tentative est sans doute imparfaite. Qu'on nous pardonne les manques, que certains pourront trouver criants (par exemple, nous ne passons pas en revue les divers courants de l'ionosphère des moyennes latitudes).

Ce livre s'adresse à un public possédant des bases de physique du niveau DEUG. Nous avons relégué en annexe deux parties plus difficiles sur les théories fluide et cinétique et sur la physique des plasmas, dont le niveau est sans doute plutôt celui d'une maîtrise de physique. Au cours des chapitres, quelques éléments historiques sont donnés dans des pavés grisés, de sorte qu'il peut exister plusieurs niveaux de lecture.

A tout seigneur tout honneur, le chapitre *I* est consacré à la description du Soleil. La vision que nous avons de notre étoile a considérablement changé ces dernières années. Par exemple, nous savons maintenant que des fleuves géants de matière solaire s'y écoulent, et nous connaissons mieux les différents régimes de vent solaire. Le chapitre s'appuie sur ces découvertes récentes, principalement dues aux satellites SOHO et ULYSSES. Nous montrons l'origine du vent solaire ainsi que celle des éruptions, et nous en donnons les caractéristiques. Nous y décrivons le flux solaire, en particulier dans le domaine spectral primordial pour le propos de l'aéronomie : l'ultraviolet.

Nous décrivons ensuite la Terre dans le chapitre *II*. Il nous a paru utile de donner quelques unes de ses principales caractéristiques, même lorsqu'elles ne sont pas en relation directe avec le propos de cet ouvrage : orbitographie, discussion de la mesure du temps, aspects géologiques et structure de la basse atmosphère. Une première présentation des couches ionosphériques y est également proposée. Le but n'est pas d'expliquer leur formation : ce sera l'objet de chapitres ultérieurs ; mais plutôt de donner un état des lieux terrestres. C'est avec le même état d'esprit que nous présentons le champ magnétique terrestre, dont l'influence sera prépondérante dans toute la suite.

Une fois ces deux acteurs mis en place, leur ballet commence au chapitre *III* avec la formation de la magnétosphère. La physique utilisée est principalement l'électrodynamique classique. Nous insistons sur la formation de l'ovale auroral, avec les très belles images du satellite Dynamics Explorer, et nous décrivons les effets des sous-orages et orages magnétiques.

Le chapitre *IV* est un chapitre plus théorique, mais qu'il est impossible de renvoyer en annexe : on ne peut pas comprendre les interactions Soleil-Terre sans savoir comment s'absorbe un photon, comment deux particules entrent en collision ou sans quelques éléments de chimie. Pour que les notions de sections efficaces de collision et d'absorption soient plus claires, nous commençons ce chapitre par des généralités sur les structures atomiques et moléculaires décrivant la nomenclature quantique des états d'excitation et d'ionisation. En effet, si de nombreux physiciens l'utilisent, elle n'est explicitée que dans un nombre extrêmement réduit d'ouvrages. Ce chapitre se termine par un panorama de la chimie aéronomique.

Le chapitre *V* concerne le sujet central de l'aéronomie : l'ionosphère diurne. Il s'agit de mettre en interaction le flux solaire ultraviolet et la haute atmosphère, en utilisant le bagage du chapitre *IV*. La nomenclature ionosphérique du chapitre *II* est reprise, mais les mécanismes de formation des diverses régions sont maintenant décrits, d'une façon quasi empirique (le modèle de Chapman) et d'une façon cinétique.

Le chapitre *VI* montre les couplages qui existent entre la thermosphère, l'ionosphère et la magnétosphère. Il fait le lien physique entre trois parties que nous avons précédemment isolées de façon un peu trop caricaturale ! Ainsi, nous verrons comment peut se créer une ionosphère nocturne, en l'absence de photons solaires, mais par les précipitations de particules. Nous verrons que l'ionosphère, à certaines altitudes, est conductrice et boucle les courants magnétosphériques. Comme tous ces couplages sont très dynamiques, nous donnerons des exemples des vents violents qui règnent à ces altitudes, et nous parlerons des marées et ondes de gravité.

Le chapitre *VII*, relativement court, aborde enfin ce qui reste le plus bel effet des relations Soleil-Terre : les aurores polaires. Le rayonnement auroral, visible, n'est qu'une infime partie du spectre total. C'est pourquoi nous procéderons à une rapide description des rayonnements diurne et nocturne, en introduisant un schéma simple et original pour retrouver aisément les raies lumineuses.

Nous concluons ce livre sur les perspectives que cette science ouvre en météorologie de l'espace et en planétologie.

L'annexe *I* est purement théorique et s'adresse à des lecteurs possédant de bonnes bases en physique et en mathématique. Elle aborde un sujet tout à fait général dans toute l'astrophysique. Il s'agit des deux approches cinétique et fluide, qu'on peut avoir d'un phénomène. La première est microscopique, et considère les collisions entre particules. La seconde est macroscopique, et son écriture conduit aux équations de continuité bien connues. Cette physique, qui date du dix-neuvième siècle (elle a été énoncée par L. Boltzmann), est très peu souvent écrite de façon rigoureuse. Or, elle est indispensable à la compréhension des phénomènes ionosphériques.

L'annexe *II*, destinée à tous ceux qui voudraient programmer des équations aéronomiques, propose quelques jeux de coefficients de réactions et discute les systèmes d'unités.

L'annexe *III*, enfin, se propose de faire une introduction à la physique des plasmas. Dans un tel gaz, des particules chargées cohabitent avec des particules neutres. Il n'est donc pas inerte vis à vis d'un champ magnétique ou d'un champ électrique, et la cinétique ne suffit plus à le décrire : il faut y ajouter les équations de Maxwell. On entre dans le champ de la magnétohydrodynamique. Après quelques éléments de base, nous aborderons les sondages électromagnétiques et leur mise en application avec les divers radars à diffusion cohérente ou incohérente. Cela permettra au lecteur de situer l'origine des nombreuses données qui émaillent cet ouvrage.

Nous tenons à exprimer notre gratitude à J.B. Robert, J. Sivardière et C. Hanuise pour avoir rapporté sur cet ouvrage et su, en plusieurs lectures, lui apporter de profitables modifications. Un remerciement spécial pour notre quatrième rapporteur, J. Fontanari, qui est allé

jusqu'à retracer certaines de nos illustrations pour les rendre plus lisibles, et à récrire une partie du plan de ce livre.

Nous remercions aussi nos collègues qui ont relu tout ou partie de nos écrits et dont les conseils se sont avérés indispensables : J. Abouharham, O. Dutuit, C. Lathuillère, W. Kofman, D. Alcaydé, O. Witasse et J.-A. Sauvaud.

Nous sommes heureux que Gaston Kockarts, l'un des fondateurs de cette science qu'est l'aéronomie, ait accepté d'écrire un préambule pour notre livre. Il a lui même publié en 1973 ce qui est encore considéré comme la première « bible » de notre discipline : puisse notre livre durer la moitié du sien ! Qu'il soit remercié ici de sa participation.

Ce livre s'adresse à tous les scientifiques amoureux de la nature, de la Terre et du Soleil, à toutes les personnes qui, comme nous, sont fascinées par les aurores polaires.

Nous le dédions à nos femmes Geneviève et Anne, ainsi qu'à nos enfants, Lola, Maël, Aliénor, Aurore et Pierre-Hugues.

BIBLIOGRAPHIE

Citons deux livres hélas déjà anciens. En langue française, on peut encore trouver en bibliothèque l'excellent petit livre :

Physique de l'ionosphère, A. Giraud et M. Petit, Presses Universitaires de France, 1975

En langue anglaise, un ouvrage a marqué cette science par sa clarté. Il s'agit de :
Aeronomy, P.M. Banks et G. Kockarts, 2 volumes, Academic Press, N.Y., 1973

Un site web en langue française a retenu notre attention :

<http://www.cetp.ipsl.fr/1gdpub/21phspa/romanElectron/texte/roman.html>

On y découvre, illustré avec beaucoup d'humour et écrit de façon romancée, une partie de l'histoire couverte par ce livre, celle du voyage d'un électron du Soleil à la Terre.

Chapitre I

SOLEIL, VENT ET RAYONNEMENT SOLAIRES

A tout seigneur tout honneur, ce livre s'ouvre sur le premier acteur de l'aéronomie : le Soleil lui-même. Plusieurs ouvrages complets lui ont été consacrés. Il ne s'agit certainement pas, au cours d'un simple chapitre, d'être exhaustif ! Chaque année apporte sa moisson de résultats nouveaux sur notre étoile. Les récentes missions spatiales YOHKOH (Agence Spatiale Japonaise), SOHO (Solar Heliospheric Observatory, de l'Agence Spatiale Européenne et la NASA) et ULYSSES (Agence Spatiale Européenne) y sont pour beaucoup. Nous montrerons quelques-uns de ces apports récents. Après avoir brièvement décrit notre étoile, nous insisterons plus longuement sur ce qui établit ses interactions avec toutes les planètes du système solaire : le rayonnement électromagnétique d'une part, et le vent solaire d'autre part. Mais commençons par l'acteur lui-même : le Soleil.

I. LE SOLEIL

I. GÉNÉRALITÉS

Les caractéristiques principales du Soleil, tel qu'il va être décrit dans les pages qui suivent, sont résumées sur la figure I-1. Il ne s'agit pas ici de faire une description détaillée de notre étoile. Il peut cependant être utile de donner quelques chiffres en introduction : Les réactions nucléaires au centre du Soleil ont commencé il y a environ 4,6 milliards d'années, soit à peu près 50 millions d'années après la formation de la Terre. Le diamètre équatorial du Soleil est 1.392.000 kilomètres, soit 109 fois celui de la Terre, ce qui ne fait de lui qu'une étoile moyenne. Avec une masse de $2 \cdot 10^{30}$ kg, il contient à lui seul 99,97 % de la masse du système solaire. Sa densité moyenne est de $1,4 \cdot 10^3$ kg.m⁻³, environ un quart de la densité moyenne de la Terre. La puissance rayonnée totale est de l'ordre de $4 \cdot 10^{26}$ W (soit environ $2,6 \cdot 10^8$ W.m⁻²), dont la Terre ne reçoit au niveau des nuages que $1,743 \cdot 10^{17}$ W ou encore 1367 W.m⁻². Ce dernier nombre est aussi appelé *constante solaire*.

L'hydrogène est le composant majoritaire du Soleil. Par abondance décroissante, on trouve l'hydrogène (93,96 %), l'hélium (5,9190 %), l'oxygène (0,0648 %), le carbone (0,0395 %), l'azote (0,0082 %), le silicium (0,0042 %), le magnésium (0,0037 %), le néon (0,0035 %), le fer (0,0030 %), le soufre (0,0015 %), l'aluminium (0,0003 %), le calcium (0,0002 %), le sodium (0,0002 %), le nickel (0,0002 %), et enfin l'argon (0,0001 %).

Certaines valeurs physiques des régions décrites ci-après se trouvent résumées dans le tableau ci-après :

	Concentration [m ⁻³]	Pression [atm]	Température [K]	Altitude [km]
Photosphère	$6,6 \cdot 10^{19}$	0,12	$5,8 \cdot 10^3$	0
Interface zones Convective/radiative	$1,7 \cdot 10^{28}$	$6 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$	- 1500
Interface zone Radiative/coeur	$1,4 \cdot 10^{31}$	$3 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^6$	- 500 000
Centre	$5 \cdot 10^{31}$	$2,2 \cdot 10^{11}$	$15 \cdot 10^6$	- 700 000

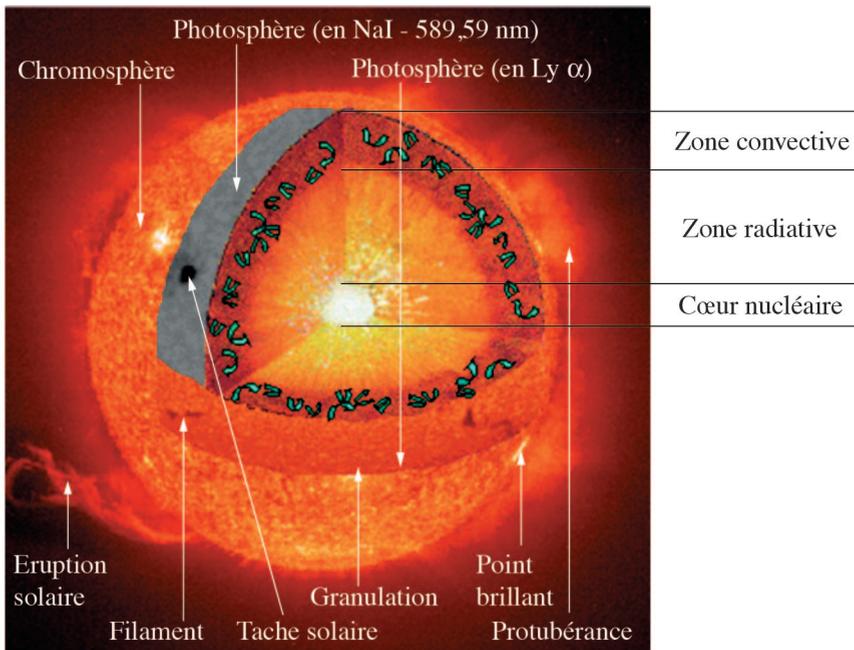
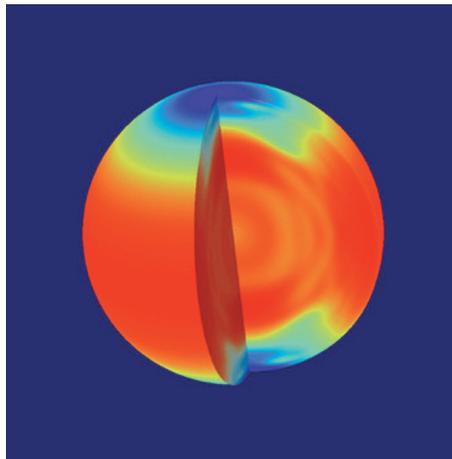


Figure I-1 : la coupe du Soleil est une adaptation d'un document ESA/NASA

La photographie de la chromosphère est issue de l'instrument EIT à bord de SOHO. Elle est prise à 30,4 nm, émission de HeII. La photographie de la photosphère en Lyman α est issue du spectrohéliographe du National Solar Observatory (Sacramento Peak, USA). La photographie en Na I provient de l'observatoire du Mont Wilson (USA).

Le Soleil tourne sur lui-même. Les modèles actuels rendant compte des oscillations observées sur le Soleil semblent indiquer que cette rotation est à la fois différentielle en latitude et en profondeur. Ceci est confirmé par les observations du satellite SOHO (ESA/NASA). Ainsi, la figure I-2 montre les différences dans la vitesse de rotation du Soleil. Elle a été assemblée à partir de douze mois d'observation débutant en mai 1996. Les

fausses couleurs représentent la vitesse ; le rouge correspond à la vitesse de rotation la plus élevée, et le bleu foncé à la plus lente. A gauche de la figure, on voit la rotation à la surface du Soleil. La matière rouge près de l'équateur se déplace approximativement à 5000 km/h plus rapidement que la matière bleue des pôles. La coupe révèle la vitesse de rotation à l'intérieur du Soleil. La large bande rouge foncé correspond à un gigantesque flux de plasma chaud sous l'équateur solaire. Cette « rivière » de plasma, qui coule 4 % plus rapidement que la matière qui la borde a été découverte avec ces données. Elle est large d'environ 500 000 km et profonde d'environ 200 000 km. De plus, un second flot de plasma, découvert également en 1997 grâce à cette image, peut être vu sur la coupe en dessous des pôles. Il s'agit du bleu clair, entre deux régions bleu foncé. Bien que ces flots soient beaucoup plus petits que la rivière équatoriale, ils sont encore immenses en comparaison aux normes terrestres : chacun d'eux est large d'environ 27 000 km, de quoi englober deux fois la Terre.



**Figure I-2 : la rotation solaire issue des données de l'imageur
Michelson Doppler (MDI) à bord du satellite SOHO**
(crédit photographique : Stanford University, NASA/ESA)

L'image I-3, issue des mêmes données que l'image I-2, représente les flux de matière solaire. La matière en rouge tourne plus vite que celle en bleu. En même temps qu'elle tourne, elle dérive vers les pôles à une vitesse relativement lente : environ 80 km/h. Les lignes représentent ce mouvement, vu de la surface du Soleil à une latitude nord de 30°. De ce point, la matière la plus proche de l'équateur paraît bouger vers la droite de l'image en coulant vers le nord, parce qu'elle tourne plus vite. La matière proche du pôle nord paraît se déplacer vers la gauche en s'écoulant vers le nord, parce qu'elle tourne plus lentement. La coupe représente le flux polaire 25 000 km en dessous de la surface, ainsi qu'un flux de retour de la matière depuis les pôles vers l'équateur. Ce flux de retour, encore hypothétique, est estimé se trouver à une profondeur de 200 000 km.

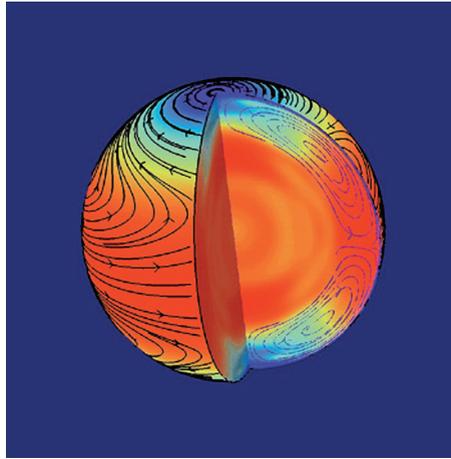


Figure I-3 : cette image représente les flux de matière solaire

Elle est issue des données de l'imager Michelson Doppler (MDI) à bord du satellite SOHO.
(crédit photographique : Stanford University, NASA/ESA)

Le Soleil tourne donc plus lentement aux hautes latitudes qu'aux basses. Comme la Terre possède sa rotation propre, on distingue la *rotation synodique*, qui est la rotation vue de la Terre, de la *rotation sidérale*, qui est la rotation propre du Soleil par rapport aux étoiles. La première est en moyenne de 27,2753 jours terrestres à 16° de latitude, avec une moyenne latitudinale de 27,7 jours et une variation d'environ 35 à 25 jours des pôles à l'équateur. La moyenne de la rotation sidérale est de 25,38 jours. D'autre part, les périodes de rotations pourraient être de 26,6 jours à 50 000 km de la surface, puis décroître régulièrement en profondeur pour arriver à environ 29 jours à 0,5 rayon solaire. Le coeur du Soleil pourrait tourner sur lui-même en environ 8 jours.

Le Soleil possède une structure magnétique complexe, sur laquelle nous reviendrons. Il existe une composante magnétique dipolaire, dont les axes sont décalés par rapport à l'axe de rotation de l'étoile. Mais il n'est pas possible de dégager d'autres structures permanentes (quadru- ou octu polaires).

2. LE FOUR NUCLÉAIRE

Dans une sphère de rayon $2 \cdot 10^5$ km - c'est-à-dire moins d'un quart du rayon solaire - est concentrée 50 à 70 % de la masse totale du Soleil. C'est le four à hydrogène : l'hydrogène s'y transforme en hélium par fusion nucléaire suivant deux cycles de réactions. Ces réactions s'accompagnent d'une perte de masse qui se traduit par une émission d'énergie ($E = mc^2$), sous forme de neutrinos et de photons. Le premier cycle, appelé *proton-proton*, fournit 98 % de l'énergie. De façon transitoire, il produit du bore, du béryllium, et du lithium. Seulement 2 % de l'énergie émise par le Soleil est imputable au *cycle de Bethe*, qui passe par des étapes de production de carbone et d'azote. Chaque seconde, $700 \cdot 10^9$ kg d'hydrogène se transforment en $695,7 \cdot 10^9$ kg d'hélium. Une petite partie de l'énergie

(environ 2 %) est évacuée sous forme de neutrinos dont l'énergie peut atteindre le million d'électronvolts. Le reste de l'énergie est évacué sous forme de photons. Il est à noter pourtant qu'à l'heure actuelle, la théorie prédit davantage de neutrinos que ce que les instruments mesurent.

En son centre, la concentration est de $5 \cdot 10^{31}$ particules par m^3 (à comparer avec celle de l'atmosphère terrestre au sol qui est de l'ordre de 10^{25} m^{-3}). La densité est de $150 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, la pression d'environ $2,2 \cdot 10^{11}$ atmosphères, et la température de $15,6 \cdot 10^6$ Kelvin.

Le Soleil a commencé sa combustion nucléaire il y a environ 4,6 milliards d'années. Le centre est donc déjà appauvri en hydrogène, et on estime que le maximum de la source actuelle de production d'énergie se situe à environ 0,1 rayon solaire du centre.

3. LA ZONE RADIATIVE

L'énergie produite dans le four nucléaire doit traverser diverses couches avant de pouvoir voyager dans l'espace. La première est une *zone radiative* (car l'énergie y est transportée sous forme de rayonnement), peu agitée, où la densité décroît de $1,4 \cdot 10^{31} \text{ m}^{-3}$ à $1,7 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$. Elle va d'environ 0,3 à 0,8 rayon solaire. Comme semblent le vérifier les dernières mesures de SOHO, sa rotation est probablement rigide. Entre la moitié et un tiers de la masse totale du Soleil est incluse dans la zone radiative, avec une pression qui décroît du centre vers l'extérieur du Soleil d'environ $3 \cdot 10^{10}$ à $6 \cdot 10^6 \text{ atm}$, et une température qui décroît de 8 à $1,3 \cdot 10^6 \text{ K}$. Comme les suivantes, cette zone est transparente aux neutrinos, qui la traversent en 2 secondes environ. Par contre, il faut aux photons plusieurs millions d'années pour en sortir, au cours desquelles ils subissent un étalement spectral par collisions avec la matière solaire, avec un maximum dans le domaine X, si bien que le rayonnement solaire de surface est une lumière blanche et du rayonnement UV.

4. LA ZONE CONVECTIVE

Au terme de leur traversée de la zone radiative, les photons débouchent sur une zone agitée, en rotation différentielle (selon les latitudes), dite *zone convective*, dans laquelle les protons et électrons tourbillonnent en formant des cellules. La convection correspond à un mouvement de brassage de la matière : du gaz chaud monte, se refroidit en cédant son énergie aux couches superficielles de l'atmosphère solaire avant de redescendre. Ces mouvements convectifs interviennent lorsque le rayonnement ne transporte pas assez efficacement l'énergie vers l'extérieur du Soleil : il se développe alors un gradient de température important qui déclenche l'instabilité convective. L'étude de cette zone et de ses modes propres a donné naissance à une branche de l'astrophysique appelée sismologie solaire. En particulier, une variation périodique (5 minutes) et quasi sinusoïdale des vitesses verticales a pu être mesurée (la vitesse verticale étant de 1 à $3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). Ces cellules, encore appelées *granulations* ou grains de riz sont observables depuis la Terre. La figure I-4 montre une photographie (en fausses couleurs) de la surface du Soleil. Les granules, brillantes, s'y détachent sur fond sombre.

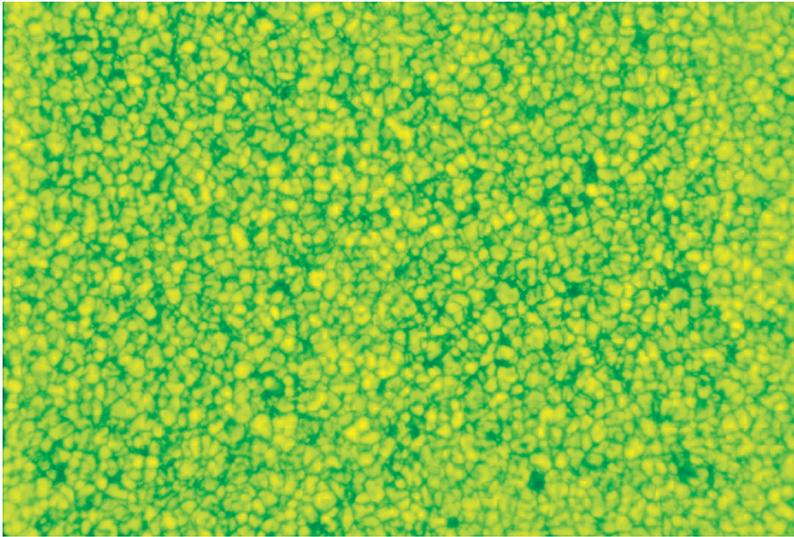


Figure I-4 : photographie des granulations de la photosphère du Soleil calme
(crédit : S. Koutchmy, IAP-CNRS)

Leur intensité lumineuse est environ de 25 % supérieure à celle de l'espace intergranulaire. Le diamètre moyen d'une granule est 1200 km, et la distance entre les centres des granules est en moyenne de 1500 km. En moyenne, une granule persiste 18 minutes, et s'élève à une altitude d'environ 200 km de la surface.

L'espace intergranulaire connaît également des structures bien identifiables. Ainsi, des petites zones apparaissant plus sombres sont appelées des *pores*. Elles correspondent à des champs magnétiques plus intenses. Des échauffements locaux de matière, appelés *filigris* ou *points brillants* sont également bien visibles sur la figure I-1 : ils apparaissent, dans l'espace intergranulaire, sous forme de petits serpentins plus lumineux. La statistique et les caractéristiques de ces points brillants ne sont pas encore connues de façon précise.

D'origine et d'allure semblables aux granulations, les *supergranulations* en diffèrent pourtant par leurs dimensions (30 000 km), par leur vitesse d'ascension (0,1 km/s) et par leur durée de vie (20 heures). Leur origine est aussi une convection de matière chaude, mais qui proviendrait de couches plus profondes.

5. PHOTOSPHÈRE : SOURCE DU RAYONNEMENT SOLAIRE

La *photosphère* est la "surface" visible du Soleil, la région d'où les photons sont éjectés du Soleil. Elle est source de 99 % du rayonnement total. Elle s'étend sur une épaisseur d'environ 500 km, au gré des mouvements granulaires. C'est une zone dans laquelle la température décroît de 5700 à environ 4200 K. La surface de la photosphère n'est pas au repos. En effet, dans la zone convective, de la matière ionisée est en mouvement, et un champ magnétique existe donc. Très probablement, les lignes de force du champ magnétique délimitent granules et super granules. Entre des lignes fermées, des lignes de

force ouvertes conduisent de la matière vers l'extérieur du Soleil. Ces langues de protons et d'électrons s'appellent des *spicules* (entre les granulations) ou *macrospicules* (entre les supergranulations). Les caractéristiques essentielles des spicules sont un diamètre à la base de 1000 km, une hauteur de 5000 à 10 000 km, un nombre moyen de 30 par supergranulation, une durée de vie de 8 minutes. Leur température est de l'ordre de 10^5 K. Si leur corrélation avec le champ magnétique est bien établie, leur origine est encore incertaine. Le vent qui est issu des spicules a récemment reçu le nom de *vent lent*.

Nous venons ainsi de donner une première source – dont nous soulignons le caractère permanent – d'échange de particules entre la surface du Soleil et son atmosphère puis, comme nous le verrons, l'atmosphère terrestre.

6. L'ATMOSPHÈRE SOLAIRE

Au-dessus de la photosphère commence l'*atmosphère solaire*. La portion de l'espace soumise à l'influence de cette atmosphère s'appelle l'*héliosphère*, qui s'étend au-delà de l'orbite de Pluton (40 UA¹), au-delà du nuage de Oort (50 000 à 100 000 UA), jusqu'à la frontière au-delà de laquelle le vent stellaire des autres étoiles de la galaxie s'oppose au vent solaire. Cette frontière est définie par le plasma (environ 10^5 m⁻³) et non par le champ magnétique, qui est quasiment nul à de telles distances du Soleil.

Nous n'irons pas si loin, et nous nous contenterons de décrire l'atmosphère proche du Soleil, jusqu'à quelques dizaines de milliers de kilomètres. Quant au vent solaire lui-même, dans lequel baigne la Terre, il fera l'objet d'un développement particulier.

a. La chromosphère : de 500 à 2000 km

La chromosphère est une zone de croissance de la température. Sa base se situe à la frontière avec la photosphère, qu'on situe vers 500 km en raison des mouvements photosphériques. Les électrons y ont une température d'environ 4200 K. Vers 2000 km, au sommet de la chromosphère, ils atteignent environ 10 000 K. La source de chauffage est bien sûr le rayonnement photosphérique, mais aussi une interaction magnétique encore mal modélisée. Des raies discrètes du rayonnement photosphérique sont absorbées dans la gamme visible, qui excitent le milieu chromosphérique, qui rayonne à son tour par désexcitation. Ce rayonnement secondaire concerne aussi bien l'I.R. lointain que le millimétrique ou l'U.V.

Les spicules, qui s'élèvent à plusieurs milliers de kilomètres, traversent la chromosphère. D'autres structures, horizontales celles-ci, conduisent de la matière : les *fibrilles*. Il s'agit là encore de structures sombres de matière relativement froide, à l'intérieur et autour de régions actives, et qui semblent délimiter les structures magnétiques de la chromosphère. Spicules et fibrilles forment des réseaux qui, en altitude, calquent ce qui, sur la photosphère, correspond aux supergranulations. Elles sont bien visibles dans la raie Lyman, à 121,56 nm, qui est l'une des raies les plus intenses de l'hydrogène atomique.

¹ UA : Symbole de l'Unité Astronomique, définie comme la distance moyenne de la Terre au Soleil, c'est à dire $1,495\,978\,71\,10^{11}$ m.

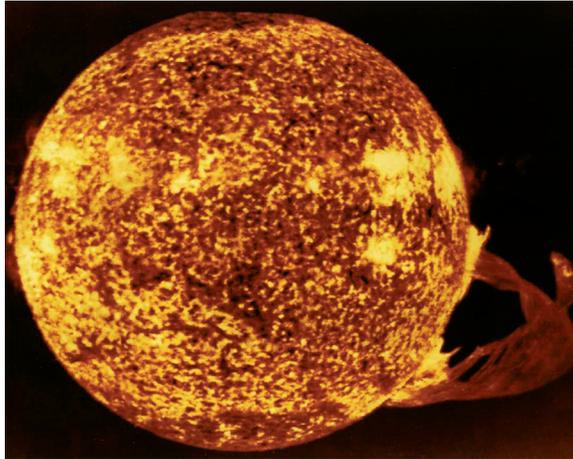


Figure I-5 : photographie de la chromosphère, par Skylab, dans l'UV lointain (30,4 nm, dans la raie He⁺) (crédit : NASA)

Sur la figure I-5, ces structures sont nettement visibles : il s'agit du réseau jaune qui délimite les supergranulations, en plus sombre. Egalement visible sur cette photographie, une protubérance, (dont nous verrons la définition plus loin) s'élevant à environ 600 000 km au-dessus de la photosphère, soit 48 fois le diamètre de la Terre.

b. La transition chromosphère-couronne : 2000 à environ 15 000 km

En l'espace de quelques dizaines de kilomètres, la température électronique passe brutalement de 10^4 à 10^5 K ! Puis, sur une quinzaine de milliers de kilomètres, elle continue à croître, pour atteindre plus d'un million de degrés. Le fer, qui s'ionise davantage quand la température augmente, est un excellent traceur de cette zone. La figure I-6 montre, par exemple, une image du rayonnement du fer ionisé 11 fois, à un million et demi de degrés.

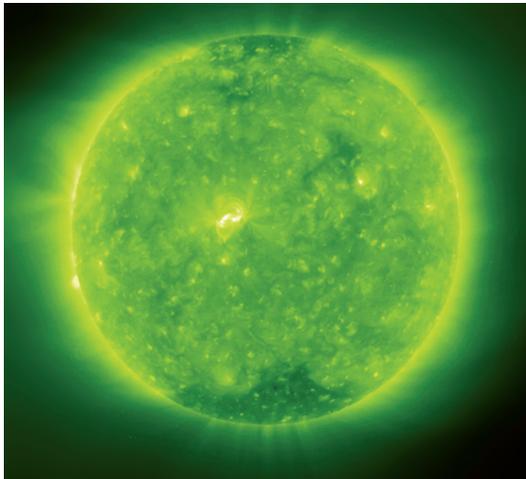


Figure I-6 : photographie de la zone de transition chromosphère/couronne (SOHO, le 13 mars 1996, crédit photographique : ESA/NASA)

Sur cette image, chaque détail révèle une structure particulière du champ magnétique local, qui ordonne la matière. La source d'énergie est probablement les spicules, dont le sommet constitue la frontière avec la couronne solaire. Cependant, il est notable que l'augmentation de la température concerne l'espace interspiculaire. Les spicules elles-mêmes restent à une température d'environ 16.000 K. Cela est sans doute dû à la redescente de la matière spiculaire, entre les spicules qui sont une zone d'élévation de matière.

c. La couronne solaire : de 15000 km à quelques rayons solaires

La figure I-7 montre l'utilisation d'une éclipse solaire pour l'étude de la couronne. Le même effet peut être obtenu avec des *coronographes*. On y voit la partie de la *couronne* qui émet en lumière blanche dans le visible, jusqu'à environ 2 rayons solaires. Cette partie (rayonnant dans le visible) s'appelle la *couronne K*.

SOHO a montré que l'intérieur de la couronne est très turbulent, et que les températures auxquelles il est fait référence ici ne constituent qu'une image simplifiée. La structure fine des températures de l'atmosphère solaire est d'une plus grande complexité.

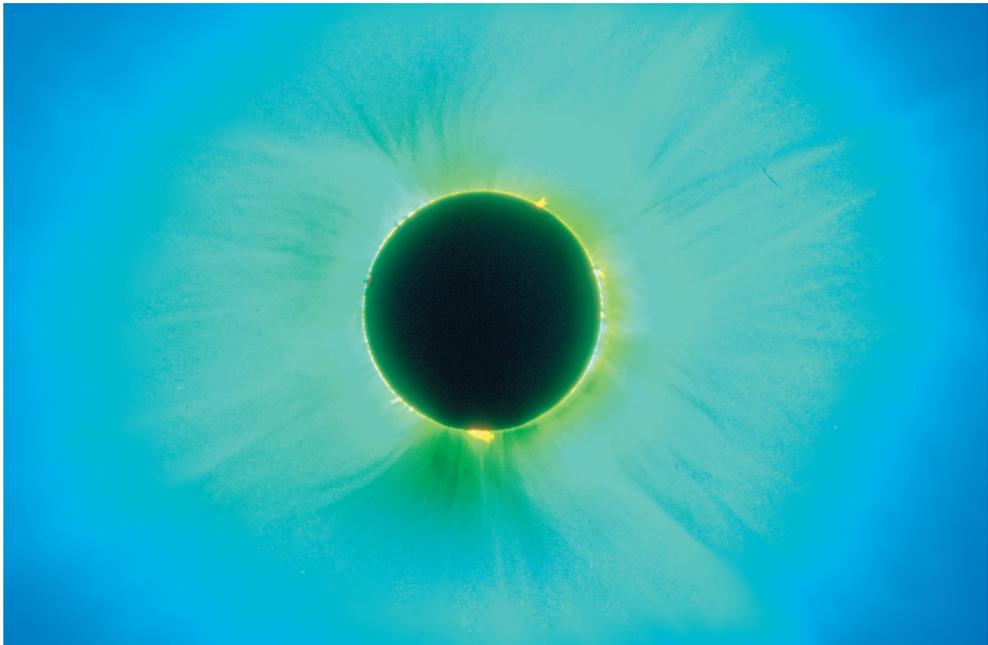


Figure I-7 : éclipse de Soleil prise au Kazakhstan, le 31 juillet 1981

(crédit : S. Koutchmy, IAP-CNRS)

Les premières observations de la couronne solaire ont pu être faites lors d'éclipses de Lune, dont le diamètre apparent présente la curiosité d'être de l'ordre du diamètre apparent de la photosphère (plus ou moins, selon l'éloignement de notre satellite). Les croquis du 19^e siècle montrent déjà la structure irrégulière de jets et de plumes, qui s'étendent jusqu'à plusieurs rayons solaires. Grâce aux observations de YOHKOH et SOHO il est bien établi qu'elle se trouve dans un état dynamique permanent.

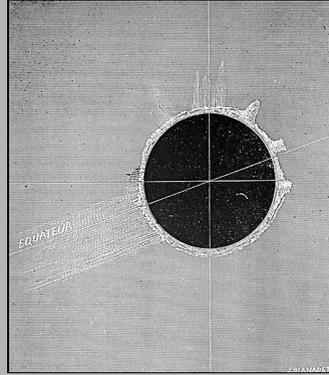


Figure I-8 : éclipse totale du Soleil du 19 août 1881, observée en Russie

(C. Flammarion, *Astronomie Populaire*, C. Marpon et E. Flammarion ed., édition 1882)

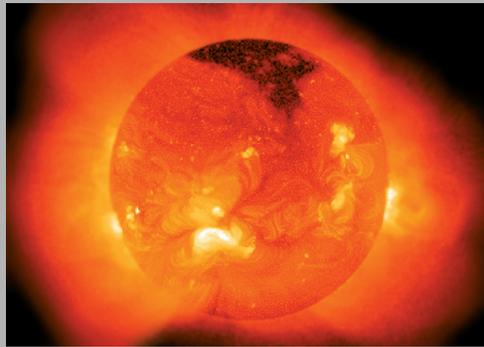


Figure I-9 : le Soleil en X mous photographié par YOHKOH (agence spatiale japonaise)

La température coronale décroît au fur et à mesure qu'on s'éloigne du Soleil. Au niveau de la Terre, la température électronique est de l'ordre de quelques centaines de milliers de degrés. Le rayonnement coronal peut être observé dans la gamme des rayons X mous. On distingue, sur de telles observations, des structures très mobiles, imposées par un champ magnétique encore mal connu. Ces régions peuvent couvrir des quartiers entiers de Soleil. Les zones émissives, plus denses, sont appelées *plateaux coronaux*, par opposition aux zones moins denses et moins émissives, dites *trous coronaux*. Les principaux trous coronaux sont souvent localisés aux pôles, et leur champ magnétique est très largement ouvert vers l'espace, constituant probablement la « porte de sortie » du vent solaire. Des trous coronaux se détachent de grandes langues de matière appelées *plumes*, de taille bien

supérieure à celle des spicules (quelques dizaines de milliers de kilomètres contre quelques milliers) dont la température est de l'ordre de 10^6 K (soit dix fois plus élevée que celle des spicules), et d'origine elle aussi encore mal connue. Le vent qui s'en détache est appelé *vent rapide*. L'image I-10 montre le disque solaire photographié par l'imageur ultraviolet de la sonde spatiale SOHO, le 7 mars 1996.

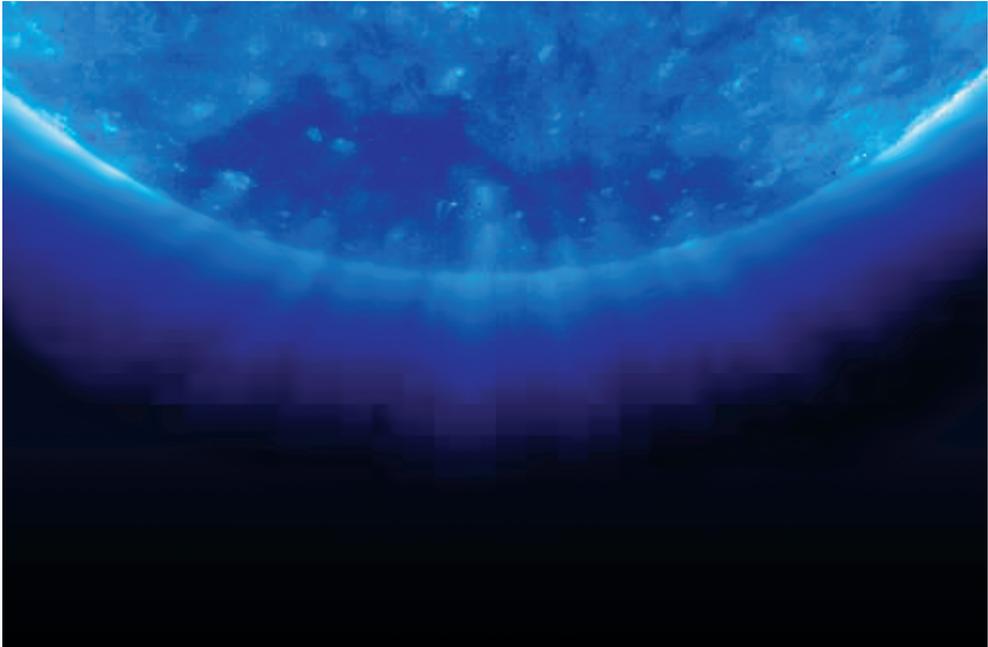


Figure I-10 : cette figure est issue de l'instrument EIT à bord de SOHO

Elle est prise à 17,1 nm, rayonnement émis par le fer ionisé 8 ou 9 fois. Dans cette longueur d'onde, on distingue (ici en fausses couleurs) une zone plus sombre au pôle : un "trou coronal". Les plumes sont les grandes mèches de matière au-dessus de ce trou coronal. (crédit photographique : ESA/NASA)

La figure I-11 constitue un exceptionnel montage photographique de l'éclipse du 13 juin 1973. Le disque solaire est observé dans le domaine des rayons X mous, à bord de Skylab. La zone sombre qui descend du pôle Nord est un énorme trou coronal, d'où sortent les lignes divergentes du champ magnétique. Ces lignes sont visualisées par les structures en éventail de la couronne, prise depuis le Tchad. Les différentes couches solaires apparaissent bien, ici, comme des couches en forte interaction communes, et le Soleil comme un astre continu, échappant pour bonne part à la présentation morcelée faite de façon classique dans ce chapitre !



Figure I-11 : montage synthétique montrant quelques structures du Soleil
(crédit photographique : S. Koutchmy, IAP-CNRS)

II. L'ACTIVITÉ SOLAIRE

1. TACHES SOLAIRES ET L'INDICE DÉCIMÉTRIQUE $F_{10,7}$

La photosphère peut être assimilée à un corps noir avec un relativement bon accord (figure I-12). Rappelons que le corps noir absorbe toutes les radiations qui le frappent (si vous éclairez le Soleil, il absorbe le rayonnement de votre lampe). Le corps noir émet à sa température d'équilibre thermique. La loi de Wien permet de relier la température du corps noir et son spectre d'émission.

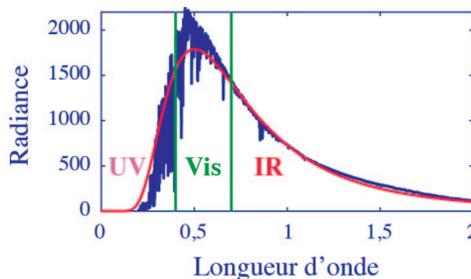


Figure I-12 : spectre du rayonnement solaire en fonction de la longueur d'onde (μm)

La courbe en rouge montre le spectre de la photosphère, et la courbe en bleu le spectre d'un corps noir à 5780 K. Le domaine visible est représenté entre les deux lignes vertes (Vis).

Le spectre de la *photosphère* peut être représenté par celui d'un corps noir à une température de 5777 K. Cependant, cette photosphère est loin d'être uniforme, aussi bien dans l'espace que dans le temps. Les principales anomalies qui apparaissent, quand on fait une image du disque solaire, sont des zones sombres, plutôt localisées entre 40° de latitude Nord et 40° de latitude sud (figure I-13). Ces taches paraissent plus sombres parce que leur température est plus basse : 4000 K et donc rayonnent comme un corps plus froid que la photosphère environnante. Leur diamètre va du "point" - les pores mentionnés plus haut - à plus de 300.000 km. Le champ magnétique dans les taches va de cent à cinq mille Gauss ($1G = 10^{-4} T$). Celui du Soleil calme est 1 Gauss, et celui de la Terre 0,5 Gauss. Ces taches sont polarisées, et à l'inverse de la Terre, le champ est dit *Nord* vers l'extérieur du Soleil, et *Sud* vers l'intérieur. On distingue trois types de groupes de taches : les groupes unipolaires sont formés d'une seule tache ou de plusieurs taches de même polarité ; les groupes bipolaires sont formés de deux taches ou de deux groupes de polarités opposées ; les groupes complexes, qui sont formés de taches des deux polarités distribuées de façon irrégulière. Dans un groupe, la tache de tête dans le sens de rotation du Soleil possède une polarité opposée à celle de la tache de queue.

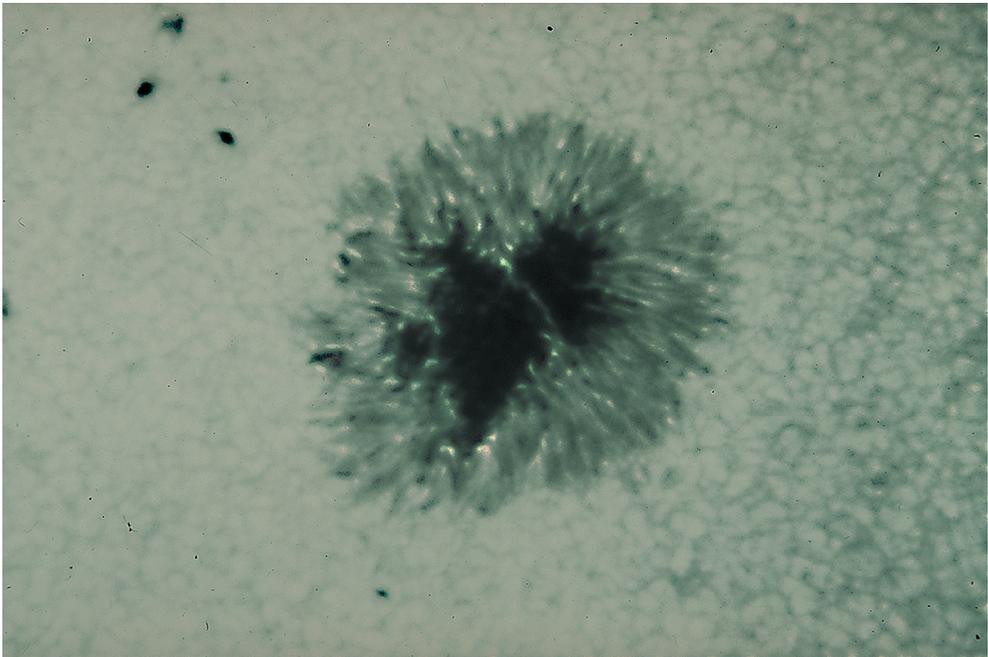


Figure I-13 : tache solaire photographiée à Sacramento Peak
(crédit photographique : S. Koutchmy, IAP-CNRS)

Une tache grandit en quelques jours, un groupe de taches peut persister entre dix et cent jours. On caractérise ce type d'activité par l'*indice de Wolf* :

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

I-1

G est le nombre de groupes et T le nombre de taches. Comme les appareils sont de plus en plus sensibles, et qu'on cherche un indice qui puisse servir d'annale géophysique, on utilise un facteur de correction k_{corr} dépendant de l'appareil, qui tient compte de sa sensibilité d'observation, de façon que deux appareils de sensibilités différentes donnent le même nombre. R varie fortement au cours du temps. Il existe des périodes de maximum au cours desquelles il peut atteindre des valeurs supérieures à 300, et des périodes de minimum sans tache. Le tracé du nombre de taches en fonction du temps montre une périodicité de 9 à 13,5 ans (figure I-14). On a donc des *cycles d'activité solaire* d'une période moyenne de 11 ans.

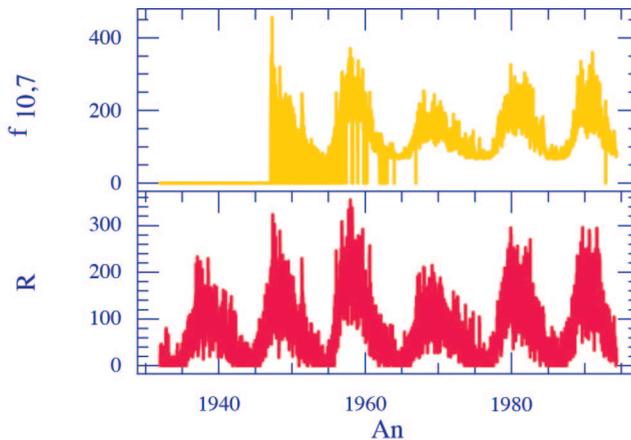


Figure I-14 : la figure du bas représente l'évolution de l'indice R en fonction des années. Le cycle d'environ 11 ans est particulièrement visible. Au-dessus, nous avons représenté la variation de l'indice décimétrique $f_{10,7}$, dont nous voyons qu'il est un bon indicateur de l'activité solaire.

La mesure du nombre de taches remonte à l'invention du télescope, en 1610. Cependant, c'est l'astronome suisse J.R. Wolf qui introduisit l'indice R en 1848. Les premières observations routinières (R_z) de cet indice ont été réalisées à l'Observatoire de Zurich (Suisse). Depuis 1951, cet indice est remplacé par l'indice R_i déterminé à Bruxelles (Belgique). R_z et R_i sont calculés à partir de moyennes pondérées du nombre de taches et groupes de taches observées par un ensemble d'observatoires solaires (plus de 25).

L'observation régulière des taches solaires a commencé au 18^e siècle, marquant le début du comptage. En 1995 a commencé le 23^e cycle. Nous connaissons une longue période pendant laquelle presque aucune tache n'a été observée : il s'agit du minimum de Maunder, de 1645 à 1715.

Au début d'un cycle, en période calme, les taches apparaissent vers la latitude 45° Sud ou Nord. Puis la zone de formation se rapproche de l'équateur au cours des cinq années qui suivent. Vers le maximum d'activité, environ 4 ans après le début du cycle, les taches nouvelles apparaissent vers la latitude de 5°. Avant qu'elles ne s'évanouissent, de nouvelles

apparaissent vers 35° . Enfin, la polarité des taches de tête (et donc de queue) d'un hémisphère s'inverse d'un cycle sur l'autre : d'un point de vue magnétique, le cycle solaire est donc de 22 ans.

Le cycle de onze années peut être visualisé de façon spectaculaire sur la figure I-15. Cette figure concentre trente années de données de l'émission de la raie de fer treize fois ionisé, c'est à dire à environ 2 millions de Kelvin, émission qui prend sa source dans la couronne solaire, fortement liée, comme on le verra par la suite, à la chromosphère. On distingue parfaitement la naissance du cycle à moyenne latitude du Soleil, puis, au bout de quelques années, la résurgence de cette activité vers 35° . Enfin, la concentration vers l'équateur en fin de cycle. La dissymétrie entre les deux hémisphères est encore mal comprise. Les modèles de cycle solaire actuels semblent indiquer que l'apparition des taches pourrait être la signature de migrations magnétiques, de périodes 18 à 22 ans (avec recouvrement d'une période sur l'autre). Le renversement de polarité en cycles de 22 ans ou la migration des taches en latitude pourraient être expliqués par le passage entre la rotation rigide de la zone radiative à la rotation différentielle de la zone convective.

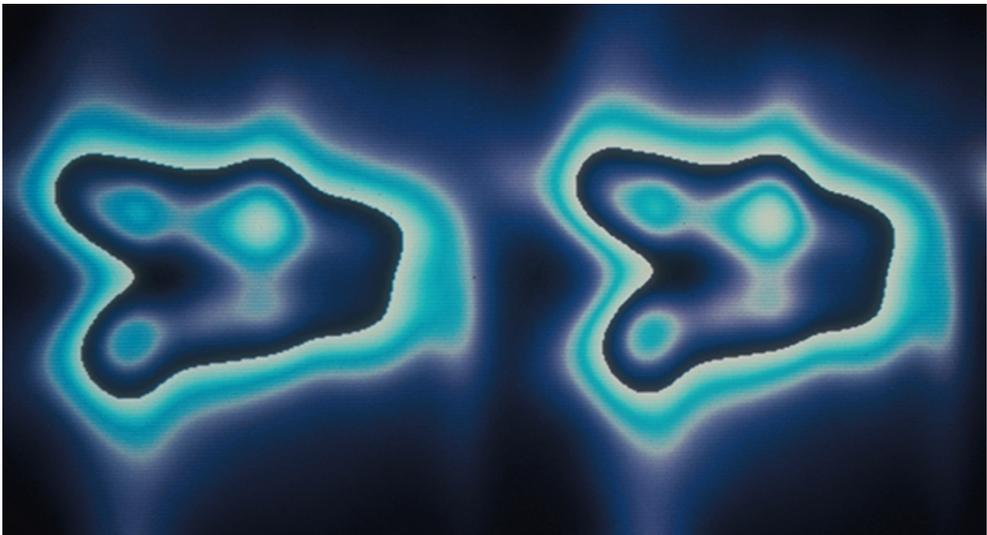


Figure I-15 : émission du fer XIV entre 1945 et 1975

L'abscisse représente le temps t (22 ans de données tracées linéairement) et l'ordonnée la latitude solaire (pôle à pôle)
(crédit : S. Koutchmy, IAP et J.C. Noens, Observatoire du Pic du Midi)

Comment ces taches se forment-elles ? Le champ magnétique du Soleil se manifeste comme des lignes de champ perpendiculaires à la surface, et s'enfonçant peu à l'intérieur. En effet, il ne trouve pas son origine dans un noyau magnétique, mais dans la matière en convection près de sa surface. Or, le Soleil tourne plus lentement aux hautes latitudes qu'aux basses, et plus vite vers l'intérieur que vers la surface. Les lignes de force du champ magnétique se déforment sous l'effet de ces rotations différentielles, s'enroulent en surface, se torsadent... Quand les lignes de champ deviennent très "serrées", il se produit une sorte

de hernie au-delà de la surface, provoquant localement des tubes de champ magnétiques intenses, perpendiculaires à la surface. Dans cette zone, la matière se trouve freinée par ces lignes de champ (ou organisée par elles), les apports de chaleur par des zones voisines se font mal, le gaz se refroidit, donnant naissance à une tache. Une fois formée, la tache est progressivement érodée par les mouvements de matière des super granulations. Les lignes de force du champ d'une tache, qui freinent la matière dans la photosphère, favorisent la dissipation d'énergie par les ondes sonores vers l'atmosphère immédiate, qu'on appelle la *chromosphère*. On a alors, au-dessus des taches, des zones atmosphériques chaudes pouvant se prolonger jusque dans la couronne solaire appelées *plages chromosphériques*.

Un soucis constant des géophysiciens est la détermination de paramètres aisément mesurables qui soient des témoins de phénomènes. L'émission à 10,7 cm se trouve être un bon indicateur de l'activité solaire. Cette quantité est appelée le *flux à 10,7 cm* ou encore *indice décimétrique*, notée $f_{10,7}$ et exprimée en $10^{22} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$, unité appelée *unité de flux solaire* et parfois *Jansky*. Elle va de quelques dizaines pour un Soleil calme à environ 300 en période active. La moyenne de $f_{10,7}$ sur trois mois donne également une idée de l'activité moyenne du Soleil, et est utilisée - en plus de la valeur instantanée de l'indice - dans les modèles atmosphériques. Son évolution est montrée aussi sur la figure I-14.

L'émission solaire dans le visible ou le proche infrarouge ne varie pratiquement pas au cours d'un cycle. L'énergie moyenne émise par le Soleil, est-elle aussi remarquablement stable, de l'ordre de 1370 W.m^{-2} au niveau de la Terre. Cependant, un faible écart (d'environ 2 W.m^{-2}) pourrait avoir une grande incidence sur le climat terrestre. La variation totale de l'énergie solaire pendant les cycles d'activité est donc l'objet d'études très précises en vue de comprendre le réchauffement global du climat terrestre.

Par contre, le rayonnement aux plus courtes longueurs d'ondes augmente d'autant plus que la longueur d'onde est petite (facteur 2 dans l'U.V., facteur 30 dans la gamme des X). Outre le nombre de taches solaires, il est donc commode pour décrire l'activité du Soleil de se référer à son émission radio. Cette émission est permanente, mais accrue lorsque les régions actives sont visibles. Le détail de l'émission est complexe et hautement variable.

L'émission à 10,7 cm (ou 2800 MHz) sur la surface du disque (hors protubérances et éruptions), facile à mesurer du sol, est observée de façon routinière depuis février 1947 au radiotélescope d'Ottawa (Canada).

2. PROTUBÉRANCES ET ÉRUPTIONS SOLAIRES

Quelques jours après l'apparition d'une région active, un *filament* peut se former au-dessus de la ligne neutre, limite entre polarités opposées de cette région. Il s'agit d'une structure longue, sombre, qui apparaît comme une proéminence sur le limbe. Il est fait de matière relativement froide et dense, et peut monter jusqu'à 20 000 km dans la couronne, manifestation appelée alors *protubérance quiescente*. Notons que les "pieds" des protubérances ne sont pas les taches solaires, même si les deux phénomènes sont

vraisemblablement liés. La matière ionisée se trouve canalisée par les lignes de champ magnétique. Elle s'élève de la surface, et ainsi les matérialise localement. Il est possible que les superspicules soient des protubérances vues de profil. Les zones où ces protubérances sont apparues sont des zones brillantes (même avant la protubérance) appelées *facules*. Une protubérance peut durer plusieurs rotations solaires (jusqu'à 3). Il arrive que dans une plage, un point brillant apparaisse qui, en quelques minutes, s'étend et peut couvrir une surface de plus de 50 000 km de diamètre. Puis cet éclat diminue en moins de trois heures. Ce phénomène, appelé *éruption solaire*, est souvent précédé d'une protubérance locale : l'énergie piégée dans la protubérance se libère brutalement : il y a jusqu'à 10^{26} J émis en quelques minutes, c'est à dire l'équivalent de la production de trente millions de centrales électriques de mille mégawatts chacune fonctionnant pendant cent ans. Cette expulsion s'accompagne de manifestations radiatives aussi bien dans le domaine X que dans les ondes radios, et souvent de particules de haute énergie qui peuvent quitter le Soleil. C'est la seconde source – dont nous soulignons le caractère sporadique – d'échange de particules entre la surface du Soleil et son atmosphère puis, comme nous le verrons, l'atmosphère terrestre. La figure I-16 montre une spectaculaire éruption solaire, prise par la sonde SOHO, dans l'UV, le 11 février 1996, c'est à dire en période d'activité minimale du Soleil.

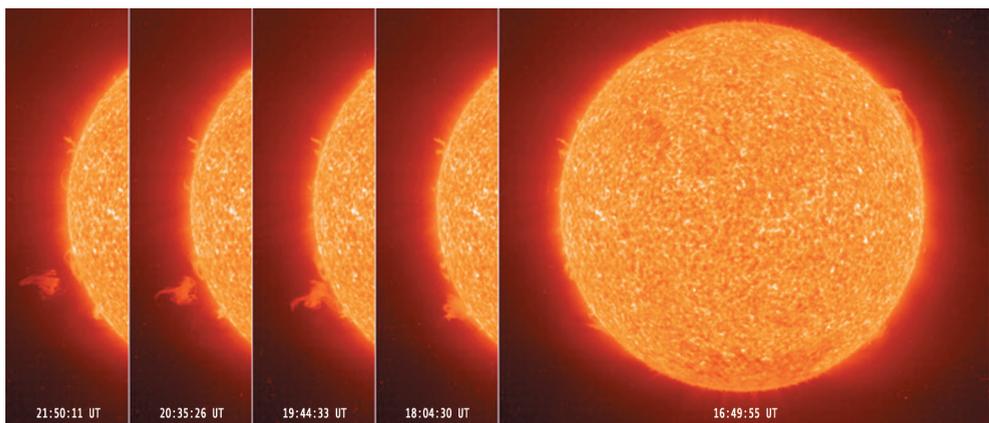


Figure I-16 : éruption solaire

L'image se lit de droite à gauche (source EIT-SOHO, crédit : ESA/NASA).

Les éruptions sont donc des phénomènes mettant en jeu des énergies considérables. Elles peuvent être interprétées comme l'effet de la restructuration du champ magnétique de la photosphère, tordu au cours des rotations différentielles. La température dans les grandes éruptions peut atteindre 25 millions de degrés. A cette température, le fer est ionisé 25 fois.

L'étape de développement des protubérances est la couronne solaire. Vu de dessus, ces protubérances apparaissent parfois comme de véritables touffes de *filaments* de matière, grossièrement alignés le long de la ligne neutre séparant des taches de polarité opposée. Comme nous l'avons déjà indiqué, ces filaments ou protubérances, sont relativement stables : ils peuvent subsister jusqu'à plusieurs mois, parfois bien après la disparition des taches. La matière éjectée lors des éruptions vient nourrir la couronne, dans le plan

équatorial du Soleil, produisant des bouffées de matière appelées *éjection de masse coronale*. Jusqu'aux données du satellite SOHO, les physiciens solaires pensaient que ces éjections étaient toujours associées à des protubérances. Le satellite a montré qu'il n'en est rien. Ainsi, les boucles magnétiques sur la photosphère existent même en l'absence de taches. Les atomes ou ions qui, dans la photosphère possèdent une énergie de l'ordre de l'électron volt, sont considérablement accélérés dans les éjections de masse coronales : jusqu'à plusieurs méga électronvolts ! Le processus de ces accélérations est encore mal connu. Cette énergie est une énergie thermique : les particules vibrent davantage, tandis que leur vitesse d'éjection n'est pas affectée.

L'intensification du champ magnétique rend la couronne plus solidaire de la surface pendant les périodes d'activité. La forme de la couronne observée en lumière blanche lors d'une éclipse est alors plutôt sphérique en période d'activité tandis qu'elle présente un renflement équatorial en période calme.

L'image I-17 montre le limbe² ouest du Soleil lors de l'éclipse du 11 juillet 1991. Cette photographie a été prise avec un télescope de 20 cm de diamètre et 3 m de focale. Cet instrument a été mis au point à l'Institut d'Astrophysique de Paris (CNRS), et possède un filtre neutre radial dans le plan focal, qui renforce les contrastes. On voit très bien une protubérance, générant dans toute l'atmosphère solaire au-dessus d'elle des structures tout d'abord en boucle, puis éruptives.

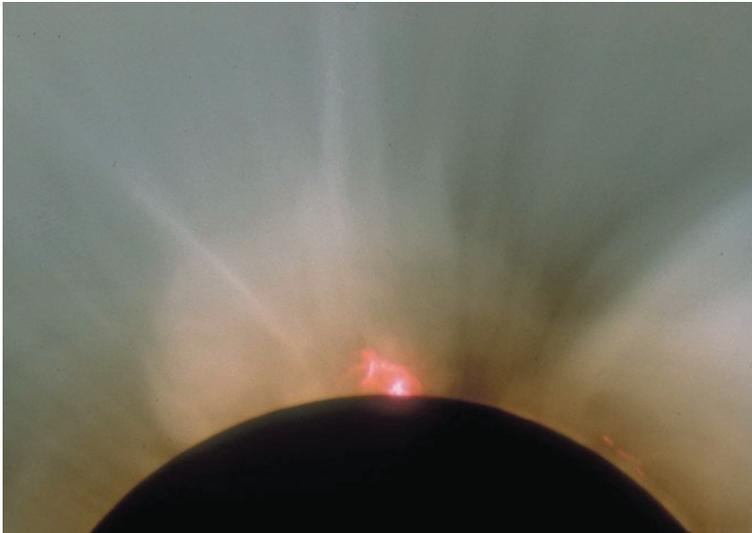


Figure I-17 : le Soleil lors de l'éclipse du 11 juillet 1991
photographiée depuis Mauna Kea, à Hawaii
 (crédit photographique : S. Koutchmy, IAP-CNRS)

² c'est-à-dire le bord lumineux d'un astre. Vu de la Terre, le limbe d'une planète ne correspond pas toujours au bord visible car l'angle de visée est décalé par rapport au Soleil.

III. LE SPECTRE DE RAYONNEMENT ULTRAVIOLET

Le spectre solaire s'étend sur une large gamme de longueurs d'ondes, depuis le dixième de nanomètre jusqu'au mètre. Dans le visible (de 390 à 760 nm), étudié depuis le 19^e siècle, il possède un maximum autour de 450 nm, c'est à dire dans le bleu. L'absorption de la lumière par l'atmosphère terrestre, aussi bien que la sensibilité de nos yeux, nous le font paraître jaune. La figure I-18 montre le spectre publié par Fraunhofer en 1817. L'élargissement des longueurs d'ondes dans la traversée de la zone radiative fait que toutes les couleurs sont excitées. Mais la traversée de l'atmosphère solaire crée les raies d'absorption bien visibles sur ce dessin.

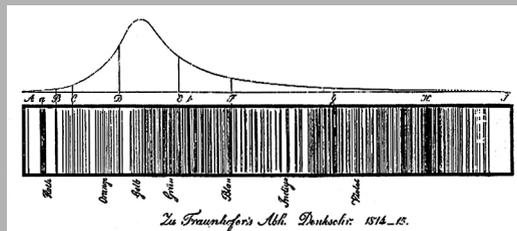


Figure I-18 : spectre original de Fraunhofer

(Denkschriften der K. Acad. der Wissenschaften zu Muenchen 1814-15, pages 193 à 226)

Les raies identifiées par des lettres ont gardé la même nomenclature depuis cette publication. On trouve sur ce spectre les raies de l'hydrogène (raie C : $H\alpha$, raie F : $H\beta$, raie G : $H\gamma$). La raie D correspond au sodium excité, et la raie H, à 396,8 nm, (à côté de laquelle figure la raie K, à 393,4 nm) est la raie du calcium une fois ionisé.

Lorsqu'en 1901, Planck présenta sa théorie du corps noir expliquant le spectre de Fraunhofer, il était loin de suspecter la présence, dans la queue de sa distribution, d'un rayonnement intense. En 1937, Saha montre que l'excitation de l'azote atmosphérique ne peut s'expliquer que par la présence de rayonnement UV en excès d'un facteur au moins égal à 10^6 par rapport au rayonnement du corps noir ! Le premier spectre dans ces gammes de longueurs d'onde a été obtenu en 1946, au cours des premières expériences à bord de fusées. Les mesures sont celles de flux de particules par unité de temps et de surface. Mais comme les collecteurs ont leur propre largeur spectrale, les unités données sont des $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$. Plusieurs fusées ont effectué des mesures jusqu'aux années 1980, et en 1977, une compilation donnait lieu à un premier spectre de référence théorique. Cependant, les mesures avaient montré la grande variabilité du rayonnement UV en fonction de l'activité solaire. A partir de 1980, trois satellites américains de la série Dynamics Explorer emportaient des spectrographes UV. Malheureusement, seul Dynamics Explorer E fut en état de fonctionner ! Néanmoins, les progrès accomplis grâce à cet instrument furent considérables : Hinteregger put ainsi publier le premier flux de référence pour un Soleil calme, composé d'une moyenne de flux du mois de juillet 1976. Puis, un flux en 1979 fut proposé par le même auteur comme représentatif des spectres UV dans des conditions actives. Mais un problème majeur réside dans le fait que ces flux sont relatifs : il n'y a pas de calibration à bord. Les valeurs absolues sont obtenues en comparant avec des mesures simultanées à bord de fusées. Puis, sur le long terme, en corrigeant la dérive instrumentale estimée du spectrographe embarqué ! Les flux de référence

corrigés s'appellent à présent *SC#21 REFW* (pour le flux de juillet 1976, qui a eu lieu pendant le cycle solaire immatriculé 21, le "W" montrant à quelle version de correction on en est !), et *F79050N* pour le flux mesuré le 28 février 1979. De 1980 à 1988, il n'y eut aucun instrument embarqué mesurant ce flux. On put parler, pour décrire cette période, de "trou d'UV" ! Le satellite San Marco renoua avec cette mesure en 1988. Mais on attend surtout beaucoup des satellites SOHO (de l'Agence Spatiale Européenne) et TIMED (de la NASA). En effet, comme on l'a compris, peu de choses sont connues de façon certaine quant à la variabilité du flux dans l'UV, et rien n'est connu sur les différences de rayonnement en fonction du lieu géographique du Soleil : toutes les valeurs données dans ce livre concernent des moyennes sur tout le disque solaire.

La lumière visible, peu énergétique, a peu d'importance pour l'aéronomie. En effet, les énergies qui président à la formation de l'ionosphère terrestre se situent dans la gamme de l'ultraviolet (100 à 390 nm) ou de l'extrême ultraviolet (20 à 100 nm). L'incertitude sur le flux dans ces gammes de longueur d'onde est grande, en dépit des précautions apportées sur les étalonnages et sur les analyses. Elle peut être évaluée à 100 % dans certaines régions du spectre. La variabilité du flux est non seulement fonction de l'activité solaire, mais de l'instant de la mesure à l'intérieur d'une journée. La figure I-19 montre les flux mesurés les 27 octobre 1992 et 3 novembre 1994. Le nombre de taches est respectivement de 130 et 20, avec des indices $f_{10,7}$ de 168,9 et 78,3.

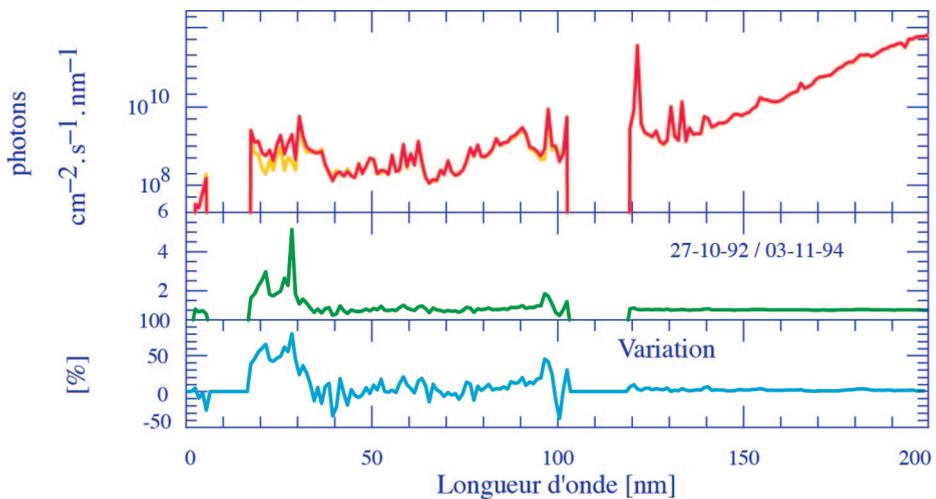


Figure I-19 : mesure du flux ultraviolet à partir d'expériences fusée et satellite

La fusée, lancée de la base de White Sand (USA), mesure les flux au-dessous de 119 nm. Son investigateur principal est T. Woods. L'expérience SOLSTICE du satellite UARS mesure entre 119 et 200 nm. Son investigateur principal est G. Rottman. Les mesures sont faites avec une résolution de 1 nm, si bien qu'ici, les unités sont indifféremment des $\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ou des $\text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$. Ces données (et d'autres exemples de mesures) peuvent être obtenues en demandant à leurs initiateurs, à HAO/NCAR, PO Box 3000, Boulder, CO 80307-3000, USA.

Ces écarts se reflètent sur les courbes : si les formes générales sont comparables, les variations ne sont ni toujours dans le même sens (certaines longueurs d'ondes sont plus intenses, d'autres moins), ni toujours de la même amplitude (avec des pourcentages de variation pouvant atteindre 80 % vers les basses longueurs d'ondes, c'est à dire les hautes énergies). Pendant des conditions très différentes, par exemple entre le 23 avril 1974 (période de faible activité solaire, avec un indice décimétrique $f_{10,7}$ de 74,5) et le 19 février 1979 (période d'activité intense, avec un $f_{10,7}$ valant 243,3), le rapport des flux montre que l'activité solaire impose, selon les longueurs d'onde, un facteur multiplicatif allant de 2 à 10 (R.G. Roble et B.A. Emery, *Planet. Space Sci.*, **31**, p 597, 1983).

En fonction des mesures de Dynamics Explorer, plusieurs modélisations ont été proposées. En raison des incertitudes, le spectre UV a été partagé en 37, puis 39 intervalles. Certaines correspondent à des raies spectrales intenses : He⁺ et Si⁹⁺ à 25,63 nm ; Fe¹⁴⁺ à 28,415 nm ; Si¹⁰⁺ à 30,331 nm ; He⁺ à 30,378 nm ; Mg¹⁰⁺ à 36,807 nm ; Ne⁶⁺ à 46,522 nm ; O⁵⁺ à 55,437 nm ; He à 58,433 nm ; Mg⁹⁺ à 60,976 nm ; O⁴⁺ à 62,973 nm ; O⁺⁺ à 70,331 nm ; N⁵⁺ à 76,515 nm ; Ne⁷⁺ à 77,041 nm ; O⁵⁺ à 78,936 nm ; C⁺⁺ à 97,702 nm ; H à 102,572 nm (Lyman β) et enfin O³⁺ à 103,191 nm. La très importante raie Lyman α à 121,565 nm n'apparaît pas parce qu'elle n'est pas ionisante, ainsi qu'on le verra. Les deux flux de références sont tracés sur la figure I-20. Ils correspondent aux flux recalibrés de juillet 1976 et du 28 février 1979, ayant pour indices décimétriques respectifs 68 et 243.

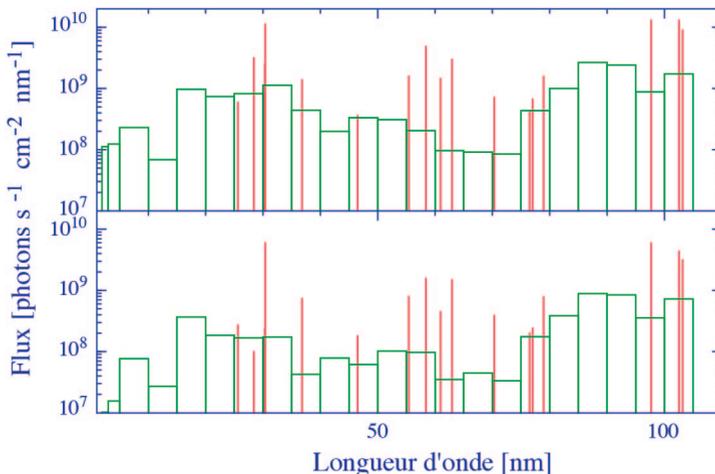


Figure I-20 : flux de référence donnés sur 39 intervalles (vert) ou raies discrètes (rouge)

De gauche à droite, on trouve les raies He II et Si X (confondues), Fe XV, Si XI, He II, Mg IX, Ne VII, O IV, He I, Mg X, O V, O III, N IV, Ne VIII, O IV, C III, H I, et O VI. La courbe du haut représente le flux de référence F79050N ($f_{10,7} = 243,0$) et celle du bas le flux SC#21REFW ($f_{10,7} = 68,0$) (M.R. Torr and D.J. Torr, *J. Geophys. Res.*, **90**, 6675-6678, 1985). Les longueurs d'onde au-dessus de 102,1 nm, non ionisantes, ne sont pas tracées.

Il s'avère qu'une approximation raisonnable du spectre UV pour un flux $f_{10,7}$ donné est obtenue simplement en interpolant linéairement entre ces deux flux de référence... tout en gardant en mémoire que les erreurs sont considérables, et qu'on n'obtient qu'une idée du flux réel !

Le flux d'énergie apporté par le rayonnement dans l'extrême ultraviolet est relativement faible : pour un indice $f_{10,7}$ valant 90, il s'élève à environ $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ W.m}^{-2}$, et à environ $4 \cdot 10^{-3} \text{ W.m}^{-2}$ pour un indice $f_{10,7}$ de 150. Ces valeurs sont à comparer à la constante solaire (de l'ordre de 1368 W.m^{-2}) : l'extrême ultraviolet semble compter pour peu dans le rayonnement totale. Cependant, nous verrons bientôt que cette faible quantité est d'un impact considérable dans la haute atmosphère. Remarquons également que si la constante solaire varie peu (peut-être de 2 W.m^{-2} au total), la variation dans l'EUV est considérable, pouvant excéder 100 %. Enfin, le rayonnement du corps noir prévoit, dans cette gamme de longueur d'onde un flux bien plus faible encore, de l'ordre de 10^{-9} W.m^{-2} .

IV. LE VENT SOLAIRE

Nous avons donc vu, dans cette première partie, qu'il existe des sources d'échange de matière entre la photosphère et la chromosphère, puis la couronne. L'une de ces sources est permanente, liée aux (super)granules et trous coronaux via les (super)spicules ou plumes. L'autre est violente, sporadique, liée à l'activité solaire, via les éruptions. Elles vont donner naissance au *vent solaire*.

Il est surprenant au premier abord que de la matière puisse quitter un objet aussi massif que le Soleil. Pour le comprendre, nous allons tous d'abord parler de l'expansion coronale.

I. THÉORIE SIMPLE DE L'EXPANSION CORONALE

Nous cherchons à savoir sous quelles conditions – densité, vitesse, température – un vent solaire peut exister. Nous baserons ce calcul sur plusieurs approximations : tout d'abord, nous supposons la symétrie radiale du problème. En première approximation, c'est à dire si l'on ne tient pas compte de la topologie en trous et plateaux coronaux, cette hypothèse est justifiée. De la même façon, l'activité solaire varie suffisamment lentement pour que nous puissions poser la stationnarité du vent solaire. Cela ne serait certainement pas vrai si nous cherchions à caractériser l'éjection de matière lors d'une éruption, mais nous nous intéressons à l'expulsion de matière par les facules, présentes sur tout le disque et de façon permanente. L'hypothèse suivante est plus surprenante : il s'agit de négliger le champ magnétique. Cela est dû au fait que nous allons regarder le mouvement des particules le long de lignes de force ouvertes, et donc rendre nul le produit vectoriel de la vitesse et du champ. Ce qui suit est plus contestable : nous posons l'égalité des températures électronique $T_e(r)$ et ionique $T_i(r)$: $T_i(r)=T_e(r)=T(r)$. Nous savons aujourd'hui que cela n'est pas vérifié, mais la prise en compte de températures différentes complique le problème sans rien ajouter à sa compréhension physique (on ajoute par contre de la précision dans la modélisation).

Enfin, nous faisons l'hypothèse classique des plasmas d'égalité des concentrations des électrons et des ions. Nous considérons un plasma fait uniquement d'électrons et de protons. Considérer les abondances réelles du Soleil ne fait que compliquer le formalisme sans ajouter à la compréhension physique du phénomène.

Ecrivons les équations classiques de conservation du flux, le principe fondamental de la dynamique, et l'équation de pression dans la couronne solaire, considérée comme un fluide.

La première équation exprime la conservation du flux de particules. Ce flux est $\pi \frac{n(r) v(r) r^2}{S}$ où $n(r)$ représente le nombre de particules par unité de volume à une distance r de la photosphère, $v(r)$ leur vitesse moyenne, et S un élément de surface. On se ramène souvent à une masse volumique $\rho(r)$ qui, sous nos hypothèses, s'écrit :

$$\rho(r) = (m_p + m_e) n(r) \approx m_p n(r) \quad I-2$$

où m_p et m_e sont les masses du proton et de l'électron. Nous avons donc :

$$\frac{d}{dr} (\rho(r) v(r) r^2) = 0 \quad I-3$$

Pour la seconde équation, nous ne considérons que les forces de pression et la gravité. En appelant M_\odot la masse du Soleil, G la constante de la gravitation universelle, P la pression, nous obtenons :

$$m_p \frac{dv(r)}{dt} = -G \frac{M_\odot m_p}{r^2} - \frac{1}{n(r)} \frac{dP(r)}{dr} \quad I-4$$

La dérivée totale se décompose selon : $\frac{dv(r)}{dt} = \frac{\partial v(r)}{\partial t} + v(r) \frac{\partial v(r)}{\partial r}$. L'hypothèse de stationnarité revient à considérer que les variables ne sont pas dépendantes du temps, si bien que l'équation I-4 devient :

$$\rho(r) v(r) \frac{\partial v(r)}{\partial r} = -\rho(r) G \frac{M_\odot}{r^2} - \frac{dP(r)}{dr} \quad I-5$$

Il nous reste à exprimer la pression. La couronne étant considérée comme un fluide :

$$P(r) = 2n(r) k_B T(r) = 2 \frac{\rho(r) k_B T(r)}{m_p} \quad I-6$$

Le coefficient 2 correspond à l'écriture de la pression totale du plasma, qui est le double des pressions partielles ioniques et électroniques, puisque ces dernières sont égales, d'après les hypothèses faites.

a. Première tentative : hypothèse de l'équilibre hydrostatique

Que se passe-t-il dans une atmosphère en équilibre hydrostatique, c'est à dire avec une vitesse moyenne constante ? L'équation I-5 se réduit alors à la forme suivante :

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r) G \frac{M_\odot}{r^2} \quad I-7$$

Ce qui, avec l'équation I-6, conduit à :

$$\frac{dP(r)}{P(r)} = -\frac{M_{\odot}}{r^2} \frac{Gm_p}{2k_B T(r)} dr \quad I-8$$

Enfin, par intégration, à :

$$P(r) = P_o \exp \left(-\frac{GM_{\odot} m_p}{2k_B} \int_{r_o}^r \frac{ds}{T(s) s^2} \right) \quad I-9$$

D'après cette équation, il est clair, que cette hypothèse implique que la température décroît au moins aussi vite que $\frac{1}{r}$ pour que la pression tende vers zéro à l'infini. Loin de la couronne, la seule source de chauffage est le transfert d'énergie par conduction thermique qui se traduit par l'équation suivante :

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT(r)}{dr} \right) = 0 \quad I-10$$

où κ est la conductivité thermique qui, pour les électrons, est proportionnelle à $T(r)^{5/2}$ (elle sera étudiée plus en détail dans le chapitre V). On obtient donc :

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dT(r)^{7/2}}{dr} \right) = 0 \quad I-11$$

En considérant que la température s'annule à l'infini, on trouve comme solution :

$$T(r) = T_o \left(\frac{r_o}{r} \right)^{2/7} \quad I-12$$

Si on reporte cette expression de la température dans I-9, on trouve une pression finie à l'infini. Même en tenant compte de la pression galactique (le vent stellaire), on ne peut compenser la pression solaire, environ 105 fois plus forte. Il faut donc rejeter l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique, et considérer l'équation I-5 complète.

b. Deuxième tentative : vers le vent solaire

Pour écrire les choses de façon plus lisible, nous allons éliminer la masse volumique de nos équations. Reprenons l'équation I-6 et dérivons-la par rapport à r :

$$\frac{dP(r)}{dr} = 2 \frac{k_B T(r)}{m_p} \frac{d\rho(r)}{dr} + 2 \frac{k_B \rho(r)}{m_p} \frac{dT(r)}{dr} \quad I-13$$

Développons l'équation I-3. En isolant la dérivée de la masse volumique, il vient :

$$\frac{d\rho(r)}{dr} = -\frac{\rho(r)}{v(r)} \frac{dv(r)}{dr} - 2 \frac{\rho(r)}{r} \quad I-14$$

En insérant I-14 dans I-6, et en mettant la masse volumique en facteur, nous obtenons :

$$\frac{dP(r)}{dr} = \rho(r) \left\{ -\frac{2k_B T(r)}{m_p} \frac{1}{v(r)} \frac{dv(r)}{dr} - 4 \frac{k_B T(r)}{m_p} \frac{1}{r} + \frac{2k_B}{m_p} \frac{dT(r)}{dr} \right\} \quad I-15$$

Entrons cette valeur de la dérivée de la pression dans I-15. Nous pouvons alors simplifier par la masse volumique :

$$v(r) \frac{dv(r)}{dr} = -G \frac{M_{\odot}}{r^2} + \frac{2k_B T(r)}{m_p} \frac{1}{v(r)} \frac{dv(r)}{dr} + 4 \frac{k_B T(r)}{m_p} \frac{1}{r} - \frac{2k_B}{m_p} \frac{dT(r)}{dr} \quad I-16$$

On aime bien se ramener à des équations dans lesquelles chaque côté du signe "égale" possède une signification propre. Ainsi, il vient :

$$\frac{1}{v(r)} \frac{dv(r)}{dr} \left\{ v^2(r) - \frac{2k_B T(r)}{m_p} \right\} = -G \frac{M_{\odot}}{r^2} + 4 \frac{k_B T(r)}{m_p} \frac{1}{r} - \frac{2k_B}{m_p} \frac{dT(r)}{dr} \quad I-17$$

Arrêtons-nous sur cette écriture. Dans sa structure, cette équation ressemble à l'équation qui décrit la vitesse d'échappement de l'ion H^+ dans l'ionosphère terrestre, que nous verrons au chapitre VI. Dans la parenthèse de gauche, nous avons la différence entre deux vitesses au carré, qui s'annule pour une valeur critique :

$$v_c(r) = \sqrt{\frac{2k_B T(r)}{m_p}} \quad I-18$$

Cette vitesse critique est fonction de r . Cependant, la température varie lentement et, pour des calculs simples, il est licite de prendre T constante, égale à la température à la base de la couronne et de considérer la vitesse v_c correspondant. De ce fait, la dérivée de la température peut être négligée dans l'équation I-17 et le second membre s'annule alors pour un rayon critique :

$$r_c = G \frac{M_{\odot} m_p}{4k_B T} \quad I-19$$

Le signe de la dérivée de $v(r)$ dans I-17 dépend donc des positions respectives de r et v par rapport à r_c et v_c . On définit alors le point critique comme étant le point éloigné de la distance r_c du centre du soleil, en lequel la vitesse est égale à v_c .

Le rayon critique est relativement grand, de telle sorte qu'en considérant des valeurs supérieures de r , l'équation I-17 se simplifie :

$$v(r) \frac{dv(r)}{dr} = \frac{4k_B T}{m_p} \frac{1}{r} \quad I-20$$

Intégrons cette équation entre le point critique et un point au-delà, distant de r , où la vitesse vaut v . En utilisant l'expression de la vitesse critique donnée par I-18, nous obtenons alors l'expression simple suivante :

$$v(r) = v_c \sqrt{4 \ln \left(\frac{r}{r_c} \right) + 1} \quad I-21$$

La vitesse du vent solaire augmente donc, au-dessus du point critique, comme la racine du logarithme du rayon ! Réécrivons à présent l'équation I-3 sous forme :

$$\frac{d\rho(r)}{\rho(r)} = -\frac{dv(r)}{v(r)} - 2 \frac{dr}{r} \quad I-22$$

Intégrons-la de r_c à r . Nous trouvons :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{v_c r_c^2}{v(r) r^2} \quad I-23$$

Soit, en remplaçant $v(r)$ par son expression en fonction de la vitesse critique :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{r_c^2}{r^2 \sqrt{4 \ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + 1}} \quad I-24$$

et à très grande distance :

$$\frac{\rho(r)}{\rho_c} = \frac{r_c^2}{2 r^2 \sqrt{\ln(r)}} \quad I-25$$

La densité du vent solaire, reliée à la masse volumique par $\rho(r) = m_p n(r)$, diminue donc comme $\frac{1}{r^2 \sqrt{\ln(r)}}$. Ce résultat est surprenant, car un raisonnement intuitif pourrait conduire

à imaginer une décroissance en $\frac{1}{r^2}$ correspondant à une expansion sphérique. Ce serait compter sans le terme de pression. Cette pression tend-elle bien vers zéro à l'infini ? Nous pouvons le vérifier puisque $P(r) = 2n(r)k_B T(r)$. Quelle que soit la loi de décroissance de la température, cette pression tend effectivement vers 0 à l'infini, sans avoir besoin de l'égaliser au vent stellaire.

Quelles sont les valeurs critiques ?

Pour une température de la couronne de 10^6 K, nous obtenons un rayon critique de 5,8 rayons solaires ($R_\odot = 696\,000$ km) et une vitesse critique de 130 km.s⁻¹. La zone d'accélération du vent solaire est donc limitée à une dizaine de rayons solaires. Un proton qui y parvient avec une vitesse au moins égale à la vitesse critique peut s'échapper. Au-delà de r_c , il est réaliste de considérer que la vitesse d'expansion est constante. Nous arrêterons là la discussion sur ce modèle simple. Une approche plus réaliste impose la considération de sources locales de chauffage, encore mal évaluées, la différenciation des électrons et protons dans le fluide, la différenciation de leurs fonctions de distributions ou encore la prise en compte du champ magnétique.

En 1930, S. Chapman et V.C.A. Ferraro, qui souhaitaient expliquer les perturbations enregistrées sur des magnétomètres après une éruption solaire, suggèrent qu'un nuage de plasma avait été éjecté du Soleil pendant l'éruption. Il avait atteint la Terre environ un jour après son expulsion, et incapable de pénétrer le champ magnétique terrestre, l'avait contourné. La pression exercée par le plasma sur le champ géomagnétique avait aussi créé une compression du champ détectée par les magnétomètres. En 1951, L. Bierman compléta cette approche en montrant que tous les événements magnétiques ne pouvaient pas être expliqués par des éruptions solaires, mais qu'une pression solaire supplémentaire devait exister en permanence. Reprenant alors la théorie, Chapman et Parker montrèrent que la couronne solaire n'est pas en équilibre hydrostatique, mais en expansion continue, avec de la matière

quittant le Soleil et voyageant dans l'espace. Parker appela ce flux le *vent solaire*. A partir de 1950, il y a eu une controverse pour savoir laquelle des solutions s'appliquait au Soleil. Chapman, en 1957, proposait l'équation I-11 avec une atmosphère coronale statique. Chamberlain, reprenant le cheminement pour $v(r)$ non nul, optait pour une vitesse faible (appelée *brise solaire*). C'est Parker qui suggéra les vitesses supersoniques réellement observées ensuite. La solution de l'équation I-17 qui correspond à la réalité solaire est une vitesse qui passe par le point critique, et croît constamment.

Le vent solaire possède un « cousin terrestre » : le vent polaire, dont l'étude sera faite en détail lors du chapitre VI consacré à la dynamique de l'ionosphère.

2. CARACTÉRISTIQUES DU VENT SOLAIRE

Jusqu'en 1995, les seules données concernant le vent solaire étaient issues de mesures faites le long de l'orbite de rotation de la Terre, c'est à dire à une Unité Astronomique et dans le plan de l'écliptique. Depuis 1995 cependant, notre connaissance du vent solaire s'est enrichie des données de la sonde Ulysses. Pour la première fois, celui-ci a mesuré les paramètres du vent solaire d'un pôle à l'autre de l'astre. Les résultats sont étonnants, et passionnants. Mais commençons par les mesures qui concernent l'aéronomie.

a. Le vent solaire dans le plan de l'écliptique, à 1 UA

Les valeurs moyennes sont :

a) Un vent qui souffle en permanence avec des vitesses comprises entre 200 et 700 km . s⁻¹. La vitesse est quasiment radiale.

b) A un instant donné, le spectre des énergies est étroit : $\frac{\Delta E}{E} \approx 0,01$. L'énergie moyenne des protons le long du déplacement du vent solaire est 500 eV, et celle des électrons environ 0,25 eV (un simple rapport de masse entre les deux). La discrimination des énergies électronique et ionique montre la nécessité sur le plan théorique de considérer un modèle d'expansion coronale à deux fluides. La puissance équivalente émise par les particules est de l'ordre de 10⁴ W.m⁻², inférieure à la puissance dans le spectre EUV (≈ 10⁵ W.m⁻²). Néanmoins, l'énergie totale des particules est de plusieurs keV. La plus grande partie de cette énergie est convertie en rotation autour des lignes locales de champ magnétique et en énergie thermique. Ainsi, en plus des deux populations citées plus haut, la modélisation du vent solaire doit-elle tenir compte d'un fond lent longitudinal et d'une population excitée.

c) La composition du vent est un mélange équilibré de protons et d'électrons, avec un pourcentage d'hélium variant de 5 % à 25 %. En particulier, une augmentation de l'ion He⁺⁺ est observée en liaison avec les ondes de choc interplanétaires produites par l'éjection de plasma à grande vitesse, suggérant que certaines régions de la couronne seraient plus riches en hélium.

d) La densité moyenne est de $5 \cdot 10^6$ particules par m^3 . La température - anisotrope - va de quelques centaines de milliers à quelques millions de Kelvin. Le module du champ magnétique moyen dans le vent solaire de 5 à 10 nT. L'agitation thermique est plus importante dans la direction parallèle au champ magnétique (c'est-à-dire, le plus souvent, perpendiculaire au sens de déplacement du vent solaire). Le rapport de la température parallèle à la température perpendiculaire au champ magnétique est de l'ordre de 2. Ce plasma est non-collisionnel : moins de 5 collisions par particules entre le Soleil et la Terre.

e) Lorsque du vent solaire rapide (de l'ordre de $700 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), éjecté par les éruptions ou issu des latitudes élevées, rattrape du vent solaire lent (de l'ordre de $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), des effets turbulents apparaissent localement, avec des configurations qui peuvent inverser la direction du champ magnétique. On parle alors de nuage magnétique. Ces nuages – et donc les éjections de masse coronale qui en sont à l'origine – ont une influence considérable sur le système couplé Soleil-Terre. Leur étude s'est considérablement développée ces dernières années.

f) Avec une vitesse d'expulsion de $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ et un champ magnétique dans le vent solaire de l'ordre de 8 nT, électrons et ions sont soumis à une force de Lorentz qui éloigne les charges opposées les unes des autres, perpendiculairement à la fois à la vitesse et au champ magnétique. Il se crée un champ électrique de rappel de l'ordre de $3 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$. Sur une largeur de l'ordre de celle balayée par le champ magnétique terrestre (environ 40 rayons terrestres), la différence de potentiel engendrée est de l'ordre de 800 kV.

b. Les apports de la sonde ULYSSES

ULYSSES est une mission commune de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et de la NASA, qui explore l'héliosphère, région de l'espace sous l'influence du vent solaire, en l'observant pour la première fois sous toutes les latitudes solaires ou *latitudes héliographiques*. Ce satellite, opérationnel depuis son lancement en octobre 1990, est l'une des victimes annoncées du « bogue de l'an 2000 ». Sa trajectoire l'a d'abord conduit vers Jupiter, à 5,4 unités astronomiques pour une accélération gravitationnelle qui l'a sorti du plan de l'écliptique, et fait revenir vers le Soleil. Il en a atteint les latitudes les plus élevées en septembre 1994 (un peu plus de 80° de latitude sud solaire) et en juillet 1995 (80° nord). En novembre 1997, il a terminé sa première rotation autour du Soleil, à une distance d'environ 1,3 UA, c'est à dire au-delà de l'orbite de la Terre. Dix expériences embarquées (5 pour chaque agence spatiale) mesuraient le champ magnétique solaire, les vitesses électronique et ionique du vent solaire, sa composition, son spectre à haute et basse énergie, les ondes qui s'y propagent, les rayonnements cosmiques, X et gamma, les poussières présentes, les ondes de gravités et enfin sondaient la couronne solaire. Nous nous intéressons seulement par la suite aux résultats directement en relation avec le thème de ce livre.

La figure I-21 résume de façon spectaculaire les données récentes acquises par ce satellite. Tournant dans le sens des aiguilles d'une montre, la trajectoire commence en 1990 près de l'équateur à droite de la figure, arrive au sud en septembre 1994, au nord en juillet 1995. Les données de vent y sont moyennées toutes les heures.

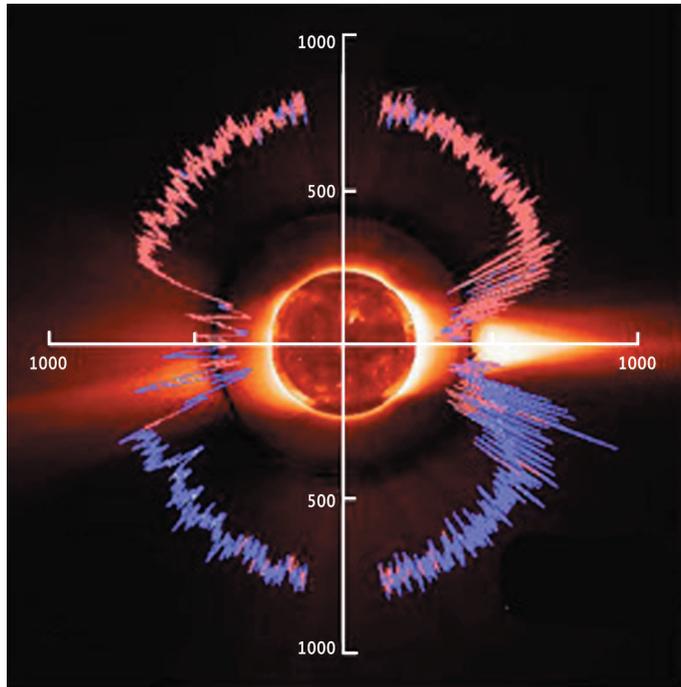


Figure I-21 : ce montage montre la vitesse du vent solaire et la polarité magnétique mesurées par ULYSSES, en fonction de la latitude solaire, superposées à trois images concentriques du Soleil, prises avec les instruments EIT de SOHO (au centre), le coronographe d’HAO (première couronne) et le coronographe LASCAO C2 de SOHO (couronne externe)
 La couleur rouge du vent correspond à un champ magnétique interplanétaire dirigé vers l’extérieur, et le bleu vers l’intérieur (Ulysse’s return to the slow solar wind, D.J. McComas *et al.*, *Geoph. Res. Letters*, **25**, 1-4, 1998).

Concernant la vitesse du vent solaire, deux modèles contradictoires coexistaient avant les mesures. Le premier prévoyait une augmentation graduelle depuis l’équateur jusqu’aux pôles, tandis que le second postulait que la vitesse connaîtrait un maximum à moyenne latitude. Aucun de ces modèles ne s’est trouvé confirmé : comme le montre la figure I-21, il existe deux régimes de vent solaire. Entre 20° de latitude héliosphérique (incluant donc le plan de l’écliptique), le vent solaire s’écoule avec une vitesse moyenne de $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette valeur est sujette à de fortes variations. Puis, en l’espace de moins d’une dizaine de degrés, la vitesse augmente jusqu’à atteindre $750 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$! Le régime devient alors rapide, mais nettement moins perturbé. Ensuite, la vitesse croît doucement pour arriver, vers 80° de latitude à environ $800 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. En raison du décalage du dipôle magnétique par rapport à l’axe de rotation du Soleil, le vent rapide rattrape le plan de l’écliptique 2 fois par rotation solaire, d’où les interactions entre flux rapide et lent qui créent les perturbations observées à basse latitude.

A partir d'observations de l'émission de la raie Ly α depuis le plan de l'écliptique, on avait prévu que le flux en masse du vent solaire (c'est à dire la densité multipliée par la vitesse et la masse) devait décroître au-dessus des pôles. Il n'en est rien. Il existe bien une décroissance importante de la densité du vent solaire, mais en moyenne moins importante que l'augmentation de la vitesse. Si bien que le flux massique augmente faiblement au lieu de décroître ! La pression du vent solaire augmente bien sûr de façon beaucoup plus significative, de telle sorte que l'héliopause, frontière d'équilibre entre le vent stellaire et le vent solaire, a une forme de cacahuète, plus étroite près de l'équateur solaire et bien représentée sur la figure I-21. Le fait que la sonde voyage à plus d'une unité astronomique a des implications sur l'analyse de ses mesures. Par exemple, une vitesse mesurée à une latitude de 20° à une unité astronomique trouve son origine sur le Soleil à des latitudes beaucoup plus élevées, dans les trous coronaires polaires du Soleil. En effet, les forces de Coriolis dues à la rotation du Soleil font que la matière qui s'en échappe à haute latitude a tendance à se ramener vers l'équateur en s'éloignant.

V. LE CHAMP MAGNÉTIQUE INTERPLANÉTAIRE

Il est hors des objectifs de ce livre de développer une théorie sur le *champ magnétique interplanétaire* (couramment réduit en *IMF* pour "Interplanetary Magnetic Field). Elle fait partie d'une branche récente de la physique, la magnétohydrodynamique ou MHD. Dans le vent solaire, comme dans tout milieu magnétisé, on peut calculer une densité d'énergie cinétique pour un vent de densité n , de vitesse v , avec une masse de protons m_p et un champ magnétique interplanétaire B :

$$E_C = \frac{1}{2} n m_p v^2 \quad I-26$$

et une densité d'énergie magnétique :

$$E_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad I-27$$

Nous reviendrons plus longuement sur ces deux quantités dans le chapitre consacré à la formation de la magnétosphère. La situation d'équilibre entre ces deux énergies est assez souvent rencontrée en astrophysique, et en particulier au voisinage de la couronne solaire. En l'absence de champ magnétique, les équations de la mécanique classique s'appliquent. En l'absence de force d'origine mécanique, ce sont bien sûr les équations de Maxwell qui régissent le mouvement. En MHD, ces deux types d'équations sont couplées : Le mouvement de la matière affecte le champ magnétique dont les modifications influencent le mouvement de la matière. On a alors une vibration basse fréquence des lignes de force dans le milieu matériel à la vitesse dite "d'Alfvén" :

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi n m_p}} \quad I-28$$

Plaçons-nous à présent à une Unité Astronomique, et prenons les valeurs observées : $B = 5 \gamma$ ($= 5 \cdot 10^{-9}$ T), $N = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-3}$, $v = 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ($\mu_0 = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$). Alors $E_c = 3,7 \cdot 10^{-10} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ et $E_m = 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$. On est dans la situation où les mouvements de la matière entraînent les champs magnétiques, qu'ils déplacent dans leur mouvement, et ces mouvements ne sont pas affectés par les champs magnétiques. On dit que *le champ est gelé dans le plasma*. Dans ce cas, le milieu peut être à l'origine d'ondes sonores, se propageant à la vitesse du son :

$$v_s = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_p}} \tag{I-29}$$

Dans le cas du modèle dipolaire, le champ décroît en r^{-3} dès que la distance au Soleil devient grande par rapport à son rayon. Dans le cas du champ magnétique interplanétaire, la décroissance du champ magnétique en fonction de la distance au Soleil est beaucoup plus lente, en raison de l'expansion coronale, qui en quelque sorte accompagne le champ magnétique, en le gelant dans le plasma. Concernant la composante radiale (le long de l'axe d'expansion), cette décroissance suit donc la loi de décroissance de la densité du plasma en r^{-2} correspondant à un flux radial isotrope, soit à la décroissance du champ électrique perpendiculaire dû à l'éloignement des particules.

Qu'en est-il tangentiellement ?

Si le Soleil était fixe, le champ magnétique interplanétaire n'aurait qu'une composante radiale. La rotation du Soleil autour de lui-même transforme ces lignes en spirales (figure I-22). Au niveau de l'orbite terrestre, l'angle de ces lignes avec l'axe Soleil-Terre est de l'ordre de 45° ou 135° . On a alors l'apparition d'une composante tangentielle du champ interplanétaire, qui est liée uniquement à la composante radiale au niveau du Soleil. Cet effet s'appelle *l'effet arrosoir de jardin*. Cette composante tangentielle transforme la loi de décroissance du champ moyen. Par exemple, un champ de 1 gauss (10^{-4} T) à la surface du Soleil conduit à 3 gammas ($3 \cdot 10^{-9}$ T) près de la Terre (figure I-22, à gauche).

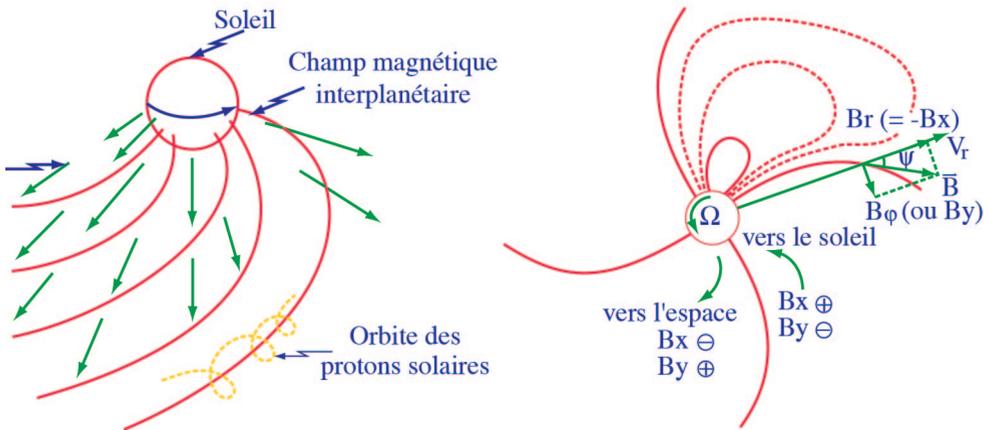


Figure I-22 : lignes de force du champ magnétique solaire dans le plan équatorial du Soleil : l'effet arrosoir de jardin

Les lignes de force du champ magnétique ont bien sûr leur pied sur le Soleil, avec des polarités différentes. Ces polarités se retrouvent au niveau de la Terre, et les composantes x et y (ou r et φ) du champ peuvent prendre des signes différents (figure I-22, à droite).

Enfin, il faut tenir compte de la variabilité du champ magnétique en latitude sur le Soleil, due au déplacement des taches vers le pôle en quelques jours. Le courant de particules expulsées du Soleil ressemble alors à une robe de ballerine (figure I-23), engendrant une composante nord/sud du champ magnétique. Elle est négative vers le sud, et positive vers le nord. La composante y est positive si le champ s'éloigne du Soleil, et dans ce cas, au niveau de la Terre, à l'opposé de la rotation de la planète, et négative si le champ est dirigé vers le Soleil, accompagnant la rotation de la Terre.

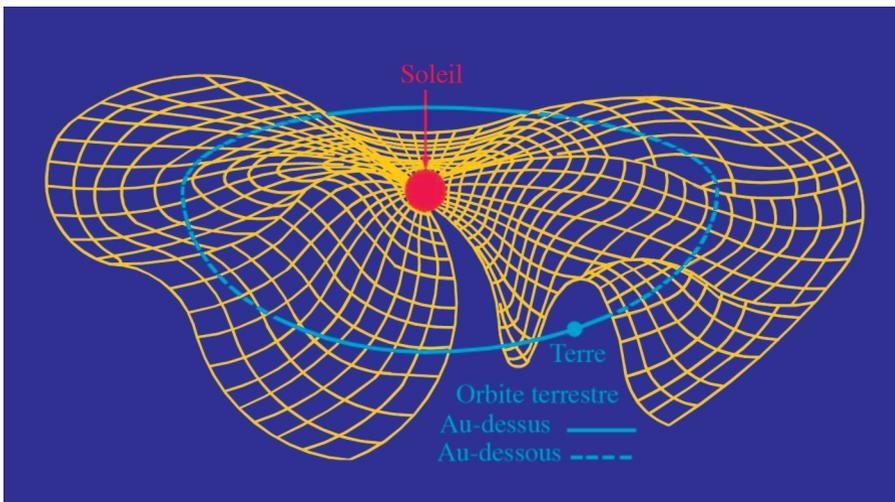


Figure I-23 : lignes de force du champ magnétique solaire : la robe de ballerine

VI. RÉSUMÉ

Les résultats principaux de ce chapitre sont :

Masse solaire : $2 \cdot 10^{30}$ kg. Diamètre : $1,4 \cdot 10^9$ m. Densité moyenne : 1,4.

Puissance totale rayonnée : $4 \cdot 10^{26}$ W, soit $2,6 \cdot 10^8$ W.m⁻²

Température de surface : 5800 K. Au centre : $15,6 \cdot 10^6$ K

Composition : hydrogène 94%, hélium 6%, traces d'oxygène, carbone, azote, magnésium, néon, silicium, fer, soufre, calcium, argon, sodium, aluminium ... (tous les éléments sont présents)

Période d'activité solaire d'environ 11 ans, caractérisée par deux indices principaux : le nombre de taches (R) et l'intensité de l'émission à 10,7 cm ($f_{10,7}$)

Il existe trois sources majeures (sources pour la Terre, pertes pour l'étoile) d'énergie issue du Soleil qui vont présider à la formation de l'ionosphère et de la magnétosphère terrestres. Leurs caractéristiques principales sont :

	<i>Caractère</i>	<i>Energie</i>	<i>Effet sensible sur Terre après</i>
Vent solaire (lent et rapide)	Permanent	10^4 W. m^{-2}	3 jours
Spectre UV	Permanent	10^5 W. m^{-2}	8 minutes
Eruptions	Sporadique	10^6 W. m^{-2}	2 à 3 jours

Le vent solaire possède, au niveau de la Terre, une vitesse variable de 200 à 800 km.s⁻¹ et une densité d'environ 5 particules par mètre cube. Son champ magnétique moyen est 8 nT.

VII. BIBLIOGRAPHIE

Les sites internet à consulter sont :

<http://sohowww.nascom.nasa.gov/> pour les résultats de SOHO, et

<http://www.space.lockheed.com/SXT/homepage.html> pour ceux de YOHKOH.

<http://bass2000.bagn.obs-mip.fr/> est un lien qui ouvre de nombreux sites, en particulier en français, en démarrant de la base de données solaires de Bagnères de Bigorre. Les prévisions de l'activité solaires sont sur <http://www.obspm.fr/departement/dasop/previ/w3/previ.html>

Un très bon livre en langue française a été récemment publié par l'un des grands spécialistes du Soleil : P. Lantos, *Le Soleil en face*, Masson, ISBN 2-225-83054-1, 1997.

Un article sans ambiguïté sur la qualité des apports de SOHO mérite d'être cité : L'ère SOHO a commencé, par F. Baudin et S. Koutchmy, *Journal des astronomes français*, 53, 10-17, 1997.

La littérature anglo-saxonne sur le Soleil est abondante. Citons un livre relativement complet et très descriptif : *Guide to the Sun*, K.J.H Phillips, Cambridge University Press, ISBN 0-521-39788-X, 1995.

Un article de compilation des efforts de mesure et de modélisation du flux solaire UV peut être trouvé dans : *Recent solar Extreme Ultraviolet Irradiance observations and modeling : a review*, par W.K. Tobiska, dans *Journal of Geophysical Research*, 98, 1996, 18879-18893. On trouvera dans cet article une bibliographie (presque) exhaustive sur les efforts précédents.

Les premiers résultats d'ULYSSES sont publiés dans une édition spéciale de la revue *Geophysical Research Letters*, 22, 1995.

On peut consulter également les « proceedings » des ateliers de travail consacrés à SOHO, publiés par l'Agence Spatiale Européenne (numéros SP 348, SP 373, SP 376).

Chapitre II

LA TERRE

I. DONNÉES MORPHOLOGIQUES

La Terre est l'une des quatre planètes telluriques avec Mercure, Vénus et Mars, toutes caractérisées par un sol solide de composition (roches silicatées et fer) et de densité moyenne voisines (proche de 5) ; la densité moyenne de notre planète est de 5,52.

La Terre est issue, il y a quelques 4,65 milliards d'années, d'une nébuleuse primitive qui entourait le Soleil et qui était composée de 70 % d'hydrogène, 28 % d'hélium et 2 % d'autres éléments. Le mécanisme qui a conduit à la formation des corps planétaires est encore soumis à controverse, et deux hypothèses s'affrontent actuellement. Le premier scénario privilégie la formation des planètes comme conséquence d'une instabilité gravitationnelle : la densité de matière présente aurait été supérieure à la limite de Roche, qui est la densité critique au dessus de laquelle une instabilité gravitationnelle peut se produire à une distance héliocentrique donnée. La deuxième approche propose un mécanisme en deux étapes : d'abord collage de poussières entre elles sous l'effet des forces de surfaces, puis croissance de la planète par accréation, dès que le rayon atteint a dépassé le rayon de capture gravitationnelle.

La Terre ainsi formée a la forme d'un géoïde proche d'un ellipsoïde de révolution, aplati au pôle d'un taux de $\frac{1}{298,3}$, correspondant à un rayon polaire de 6357 km, plus court de 21 km que le rayon équatorial qui est égal à 6378 km. La circonférence à l'équateur est de 40075 km (peu différent des 40000 km fixés par la Convention pour la définition du mètre en 1792).

Le volume de la Terre est de $1,08 \cdot 10^{18} \text{ m}^3$ et sa masse est de $5,98 \cdot 10^{24} \text{ kg}$. L'accélération moyenne de la gravité au sol est $g = 9,78 \text{ m s}^{-2}$, donnant une vitesse de libération gravitationnelle $v_l = 11,2 \text{ km s}^{-1}$.

I. DONNÉES ORBITOGRAPHIQUES

A l'exception de Mercure (incliné de 7° par rapport à la Terre) et Pluton ($17,2^\circ$), les planètes du système solaire se meuvent autour du Soleil dans un même plan que l'on

appelle le plan de l'écliptique, leur trajectoire correspondant approximativement à une ellipse dont l'un des foyers est le centre du Soleil. Toutes les planètes décrivent leur trajectoire dans le même sens.

La Terre décrit ainsi une trajectoire elliptique d'excentricité $0,017$ et de demi-grand axe $1,496 \cdot 10^8$ km, qui définit l'unité astronomique. Le périhélie est atteint en janvier, avec une distance au centre du Soleil égale à $1,47 \cdot 10^8$ km, et l'aphélie en juillet avec une distance égale à $1,52 \cdot 10^8$ km. La vitesse de rotation de la Terre sur son orbite varie entre 28 km s^{-1} (aphélie) et 31 km s^{-1} (périhélie).

Tous ces corps planétaires sont animés d'un mouvement de rotation autour d'un axe, l'axe des pôles. Par rapport à la Terre, Vénus, Uranus et peut-être Pluton ont un sens de rotation rétrograde ; le sens de rotation est direct pour toutes les autres planètes.

La Terre tourne sur elle-même en 23 heures 56 minutes 4 secondes, qui correspond à la période sidérale. La durée du jour solaire, qui est définie comme le temps séparant le passage successif du Soleil au méridien d'un lieu donné est fixée à 24 heures. Cette durée correspond au jour moyen solaire, qui diffère du jour solaire vrai à cause de l'ellipticité de l'orbite terrestre (voir équation du temps).

L'axe de rotation de la Terre est incliné de $23^{\circ}27'$ sur le plan de l'écliptique (obliquité ϵ). Cette inclinaison se traduit par le phénomène des saisons et définit les latitudes des deux tropiques pour lesquels le Soleil arrive à la verticale à midi aux solstices de Juin (Cancer) et de Décembre (Capricorne). D'autre part, cette inclinaison définit deux cercles polaires à $66^{\circ}33'$ de latitude (un dans chaque hémisphère) qui marquent la limite inférieure des régions de nuit polaire, zone où le Soleil ne se lève pas au-dessus de l'horizon (en hiver dans l'hémisphère nord), et du Soleil de minuit, lieu où le Soleil ne se couche pas en dessous de l'horizon (en été dans l'hémisphère nord).

La Terre effectue sa trajectoire autour du Soleil en une année tropique, soit 365 jours 5 heures et 48 minutes ; c'est le temps écoulé entre deux solstices consécutifs.

Il convient cependant de remarquer que ces mouvements moyens subissent des perturbations plus ou moins importantes. Ainsi, l'axe des pôles décrit autour d'un axe perpendiculaire au plan de l'écliptique, un cône de demi-angle au sommet $23^{\circ}27'$ en 25800 ans. Ceci entraîne une précession des équinoxes, rendant l'année tropique plus courte de 20 minutes environ que l'année sidérale qui est de 365 jours 6 heures 9 minutes 9 secondes. Ceci a un effet sur le calendrier ainsi que nous le verrons. En plus de cette précession, l'axe des pôles a un mouvement de nutation de $9,21'$ avec une période de 18,6 ans, et un mouvement erratique compris dans un cercle d'une vingtaine de mètres de rayon.

Enfin, le mécanisme des marées a pour conséquence directe un ralentissement de la vitesse de rotation de la Terre. Ainsi, la Terre aurait perdu 2 heures en 350 millions d'années, et sa vitesse de rotation aurait été d'environ 12 heures au moment de sa formation. Une conséquence indirecte de ce ralentissement est un éloignement progressif de la lune d'environ 3,7 cm par an.

2. LE PROBLÈME DU TEMPS

a. L'heure et le calendrier

Le Soleil et la Lune ont de tous temps marqué les esprits puisqu'ils rythment les activités biologiques des espèces végétales et animales. Mais le développement des sociétés associé à l'apparition de l'agriculture a fait naître le besoin de regrouper la succession des jours en un calendrier apte à prédire les dates des saisons et donc des diverses phases de la culture des sols. Ceci a alors donné naissance à l'année tropique, déjà mentionnée. La rotation de la lune autour de la Terre a ensuite permis de diviser cette année en douze mois fondés sur les lunaisons. Comme les périodes de rotation de la Terre et de révolutions de la Terre et de la lune ne sont pas commensurables, des ajustements se sont avérés nécessaires (sous la forme de jours supplémentaires) pour que les dates des saisons n'évoluent pas dans le calendrier. Des calendriers plus ou moins compliqués se sont dès lors succédés avec des longueurs de mois et des nombres de jours intercalaires variables, mais en 46 av. JC, dans un esprit de simplification, Jules César introduisit le calendrier Julien. Ce calendrier fixa la durée de l'année à 365 jours, avec un jour supplémentaire tous les quatre ans.

Cependant, ainsi que nous l'avons vu, l'année tropique a une avance d'environ 20 minutes sur l'année sidérale, due à la précession de l'axe des pôles. Ceci entraîna à terme un décalage des saisons, et cette différence fut à l'origine de l'introduction du calendrier Grégorien en 1582 qui remplaça le calendrier Julien (toujours en vigueur en Russie, pays orthodoxe). Ce calendrier, pour rétablir la concordance entre les deux années, a d'abord imposé que le lendemain du jeudi 4 Octobre 1582 serait le vendredi 15 Octobre. Ensuite, il conserva la durée de l'année du calendrier Julien avec une année bissextile tous les quatre ans, mais apporta une correction tous les 400 ans. Ainsi, on supprime les années bissextiles qui ne sont pas divisibles par 400 : l'an 2000 sera bissextile alors que l'an 1900 ne l'était pas. L'erreur résiduelle est alors de un jour en 3000 ans.

Le besoin de diviser le jour solaire est une étape supplémentaire logique et nécessaire pour des sociétés en développement. En l'absence de "traceur" évident du temps durant le jour, la solution trouvée consiste à diviser la journée en quartiers. Ainsi les Babyloniens fixent la durée du jour à 12 kaspars. Malheureusement la durée du jour varie en fonction de la saison et de la latitude du point où l'on se trouve et une division en un nombre fixe de quartiers ne permet pas de définir un étalon de temps universel. Ce problème est résolu avec le développement d'horloges basées sur des principes physiques autre que l'éclairement (clepsydre, sablier, horloge à ressort ...), qui permettent de s'affranchir du lieu. La journée est alors divisée en 24 heures.

Le temps solaire local sert de référence jusqu'au 19^e siècle, où la révolution industrielle vient bouleverser tous les repères. En effet, on assiste à un développement important des moyens de communication, comme le train, qui permettent de couvrir de grandes distances sur des durées inférieures à la journée. De fait, la nécessité d'une harmonisation des temps apparaît évidente, notamment pour établir un système d'horaire cohérent en tout point d'une ligne d'abord, puis ensuite de la planète.

En 1884, le système du temps universel (TU) est donc adopté, qui prend comme référence le méridien de Greenwich. La Terre est divisée en 24 fuseaux horaires d'une largeur fixe de 15° en longitude, comptés positivement vers l'est ; la ligne de changement de date correspond au méridien antipode de celui de Greenwich. A partir de ce temps universel, on peut déterminer le temps local (TL) en un point du globe situé à une longitude ϕ (exprimée en degré) à partir de la relation suivante :

$$TL = TU + \frac{\phi}{15} \quad II-1$$

Ce temps local correspond au temps solaire moyen, mais la définition des frontières des fuseaux peut entraîner des différences entre le temps local et l'heure légale en vigueur. En effet, pour ne pas diviser des états de taille modeste qui se trouveraient à la limite d'un fuseau, on place la limite des fuseaux sur les frontières des états. Ceci peut avoir comme conséquence de décaler d'une heure le temps local par rapport au temps solaire. C'est le cas de la France qui, se trouvant divisée en deux par le méridien de Greenwich a une heure légale correspondant à $TU+1$.

b. L'équation du temps et la position du Soleil

Le système horaire que nous venons de présenter ne caractérise le système Soleil-Terre qu'en moyenne. En effet, la Terre décrit une ellipse autour du Soleil et même si son excentricité est faible, le temps mis pour parcourir un même secteur angulaire varie en fonction de la position de la Terre sur son orbite. En d'autres termes, si on suppose la Terre fixe, la longitude du Soleil dans le plan de l'écliptique, et donc le temps solaire vrai, ne varie pas uniformément le long de l'orbite. L'écart entre le temps solaire vrai et le temps solaire moyen correspond à l'équation du temps qui peut être déterminée à partir des équations de Képler. La faible valeur de l'excentricité autorise de développer les relations entre mouvement vrai et mouvement moyen en des expressions simples par rapport au mouvement moyen. Toutefois, étant donné les variations de la précession de l'orbite terrestre et de l'obliquité de l'écliptique, les développements sont effectués autour d'une date de référence. Actuellement, le modèle en vigueur est le modèle *J2000*, qui fixe comme référence le 1^{er} janvier de l'an 2000 à 12 heures TU. Concernant le mouvement moyen, on définit l'anomalie moyenne M , qui caractérise la position moyenne de la Terre sur son orbite par rapport au périhélie :

$$M = 356^\circ 33' 40'' + 35999,0495^\circ t \quad II-2$$

où t est le temps, compté en siècles de 36525 jours, qui s'est écoulé à partir de la référence *J2000*. La longitude moyenne du Soleil s'exprime alors par :

$$l = 280^\circ 27' 58'' + 36000,7695^\circ t \quad II-3$$

et on définit alors la position du soleil dans le plan de l'écliptique par la longitude écliptique L :

$$L = l + 1,915^\circ \sin M + 0,02 \sin 2M \quad II-4$$

qui permet alors de caractériser les saisons. Ainsi les débuts de saisons sont définis par les instants pour lesquels L prend les valeurs 0° (printemps), 90° (été), 180° (automne) et 270° (hiver).

Avec les expressions précédentes, la durée des saisons qui en résulte est la suivante :

- printemps : 92,72 jours
- été : 93,65 jours
- automne : 89,84 jours
- hiver : 89 jours

c. La position du Soleil dans l'espace : l'angle solaire zénithal

L'action du rayonnement solaire sur l'atmosphère est capitale pour l'équilibre du système dont nous entreprenons une brève description. L'influence de ce rayonnement est directement fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée et par conséquent de l'angle sous lequel le Soleil est vu. Cet angle, paramètre clé pour caractériser l'impact du Soleil, est appelé l'angle solaire zénithal (noté χ et est défini comme étant l'angle que fait la direction du Soleil avec la verticale locale à un temps local TL donné. Cet angle vaut 0° pour un Soleil au zénith et 90° pour un Soleil rasant. La figure II-1 représente cet angle par rapport à la sphère terrestre. Un calcul de trigonométrie sphérique permet de déterminer son expression :

$$\cos \chi = \sin \lambda \sin \delta - \cos \lambda \cos \delta \cos \phi \tag{II-5}$$

où λ est la latitude du lieu où l'on se trouve, δ est la déclinaison du plan de l'équateur par rapport au plan de l'écliptique et $\phi = 15 \text{ TL}$ est l'angle horaire.

La déclinaison δ est déterminée à partir de l'obliquité ϵ par :

$$\delta = - \text{Arcsin} (\sin \epsilon \sin L) \tag{II-6}$$

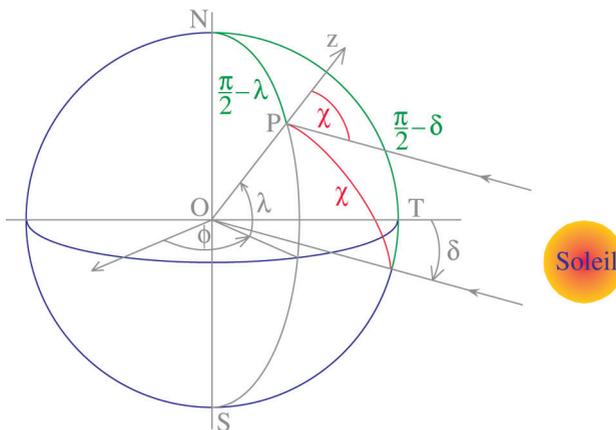


Figure II-1 : angle solaire zénithal à un angle horaire ϕ en un point P situé à une latitude λ pour une déclinaison δ

II. L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE

Le développement de l'ère spatiale au milieu des années cinquante a été l'opportunité d'un essor pour une thématique scientifique originale étroitement associée à cette nouvelle frontière que constituait l'espace. En effet, au-delà des affrontements idéologiques concernant l'altitude définissant la limite inférieure de l'espace dans l'environnement terrestre (100 km pour les russes qui étaient sur le point de satelliser un Spoutnik, 80 km pour les américains qui peinaient à faire faire des bonds conséquents à leurs engins spatiaux), la communauté scientifique a pressenti que les couches supérieures de l'atmosphère terrestre joueraient un rôle important dans cette conquête spatiale. Une nouvelle science, axée sur l'étude de ces régions externes, et héritière de travaux précurseurs menés depuis le début du siècle, a donc vu le jour ; on l'a appelé *aéronomie*. Depuis son introduction, cette science s'est largement développée avec des moyens instrumentaux tant au sol que dans l'espace, et ses limites d'études ont largement dépassé les limites initiales puisqu'elles englobent toutes les régions magnétosphériques qui entourent la Terre. La complexité du domaine d'étude a dès lors entraîné une division en sous-domaines correspondants à des sous-systèmes clairement identifiés : atmosphère, ionosphère et magnétosphère. Ainsi l'atmosphère a occupé un rôle central qui a été crucial pour le développement de la thématique. Ses effets directs sur la traînée des satellites ou plus indirects comme le phénomène de charges observé sur les satellites (dus aux ions en partie créés dans l'ionosphère) ou le rayonnement de particules de grande énergie issues de mécanismes d'accélération dans la magnétosphère ont été des moteurs importants pour la compréhension de l'atmosphère tant dans sa structure que dans sa dynamique. Ces sous-systèmes atmosphère, ionosphère et magnétosphère sont les parties du système magnétosphérique terrestre qui entretient des couplages étroits avec le Soleil. L'influence de notre astre central sur l'atmosphère n'est plus à démontrer, tant ses effets sont visibles au niveau du sol. Toutefois, ces effets apparents ne sont qu'une partie du transfert d'énergie du Soleil vers l'atmosphère, qui résulte en une organisation des composants fortement dépendante du spectre du rayonnement photonique émis par le Soleil.

I. ASPECTS GÉOLOGIQUES DE L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE

Il est évident que tout ce qui concerne les origines de la Terre et l'évolution de celle-ci jusqu'à une époque récente est essentiellement spéculatif, avec toutefois des fondements réels étayés par des mesures effectuées sur des composants fossiles.

On peut considérer que la Terre s'est formée par agrégation de particules du système protosolaire. Les gaz qui composaient l'atmosphère initiale étaient certainement des molécules d'hélium, d'hydrogène, d'ammoniac et de méthane. Cependant, la phase d'accrétion et de compression a façonné un corps chaud dont la température élevée dans le cœur a d'une part déclenché des mécanismes de désintégrations radioactives qui ont entretenu un échauffement de la croûte et d'autre part, n'a pas permis de conserver cette atmosphère originelle. En effet, cette atmosphère s'est évaporée suivant un mécanisme simple d'évaporation thermique dont nous donnerons une description plus loin, mais on peut supposer que le vent

solaire qui soufflait beaucoup plus fortement à l'origine, notamment avant l'allumage thermonucléaire du soleil, a eu une influence non négligeable sur cette évaporation.

Ce corps chaud devait être recouvert de volcans qui, si l'on suppose qu'ils avaient les mêmes caractéristiques que ceux observés aujourd'hui, ont dégazé des composés tels que l'hydrogène, le méthane, l'azote, les oxydes de carbone et la vapeur d'eau. La température du corps solide diminuant, la couche gazeuse dense ainsi formée a pu être maintenue captive (on peut estimer que CO_2 a constitué 80 % de cette proto-atmosphère). Les processus de désintégration radioactive ont fait apparaître des gaz inertes comme les gaz nobles : hélium, argon, néon ou xénon, qui peuvent servir de traceurs de l'évolution de l'atmosphère terrestre. Ainsi la masse atomique moyenne de l'argon atmosphérique est proche de 40 unités de masse atomique (uma), alors que l'isotope de base a une masse de 36 uma. La condensation de la vapeur d'eau a ensuite permis d'engendrer l'hydrosphère (il y a quelques quatre milliards d'années) où la vie a pu apparaître dans un milieu anérobie, sous la forme des composés monocellulaires.

L'apparition de la photosynthèse chez des bactéries monocellulaires est la première manifestation de l'importance du rayonnement solaire sur le façonnement de notre atmosphère. Celle-ci a été la source principale de production de l'oxygène qui a vu sa proportion croître dans l'atmosphère, pour se stabiliser au taux actuel, après l'avoir légèrement excédé, et entraînant par-là la destruction du dioxyde de carbone, qui ne subsiste plus qu'à l'état de trace (il culminait entre 20 et 30 % il y a environ 2,5 milliards d'années).

2. COMPOSITION DE L'ATMOSPHÈRE

A l'heure actuelle, on observe une composition de l'atmosphère qui se divise en deux catégories bien distinctes :

- d'une part, l'atmosphère contient des gaz dits permanents dans une proportion qui peut être considérée constante au cours du temps : il s'agit principalement de l'azote, de l'oxygène et de l'argon ;
- d'autre part, on trouve des constituants dont la teneur dans l'atmosphère est hautement variable et dépendante, entre autres, des conditions météorologiques. Il s'agit en particulier de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone, du méthane, de l'oxyde d'azote et de l'ozone.

La composition actuelle de l'atmosphère est résumée dans le tableau II-1. Cette composition correspond à un état de l'atmosphère près de la surface et est une moyenne qui ne prend pas en compte la variation avec la latitude, l'époque de l'année, ou celle avec l'altitude qui, ainsi que nous le verrons dans la paragraphe suivant, est importante.

Enfin, l'atmosphère contient en fraction très petite d'autres produits que l'on appelle aérosols, qui proviennent soit d'une interception par l'atmosphère de particules évoluant dans l'espace interplanétaire (comme les météorites), soit des activités humaines qui se sont intensifiées depuis le 19^e siècle. Ces dernières sont responsables d'une évolution très sensible de la concentration de constituants atmosphériques minoritaires.

Tableau II-2 : composition moyenne de l'atmosphère à la surface de la Terre (ppm = parties par million)

	Substance	fraction molaire	masse (uma)	fraction massique
gaz permanents	Azote (N ₂)	78,08 %	28,02	75,51 %
	Oxygène (O ₂)	20,95 %	32	23,14 %
	Argon (Ar)	0,93 %	39,94	1,28 %
	Néon (Ne)	18 ppm		
	Hélium (He)	5 ppm		
	Krypton (Kr)	1 ppm		
	Hydrogène (H)	0,5 ppm		
	Xénon (Xe)	0,09 ppm		
constituants variables	vapeur d'eau (H ₂ O)	0 à 4 %		
	dioxyde de carbone (CO ₂)	360 ppm		
	méthane (CH ₄)	1,7 ppm		
	oxyde nitreux (N ₂ O)	0,31 ppm		
	Ozone (O ₃)	0,04 ppm		

Par exemple, la teneur en dioxyde de carbone, qui est l'un des responsables de l'effet de serre, croît régulièrement au cours du temps depuis les débuts de l'ère industrielle (le niveau en 1750, qui correspond à l'ère préindustrielle est estimé à 280 ppm) avec une accélération depuis les années cinquante. En 1995, le niveau de CO₂ atteint 360 ppm avec un taux de croissance annuel de 1,5 ppm. L'ozone est également une victime de l'activité humaine. Décélé dès le milieu des années soixante-dix, le trou dans la couche d'ozone n'a réellement été pris au sérieux qu'au milieu des années quatre-vingt et il est constamment surveillé depuis. Il apparaît au printemps avec le retour de l'éclairement solaire qui favorise la destruction catalytique de l'ozone par les composés chlorés, qui sont un produit dérivé des rejets de l'activité industrielle dans l'atmosphère. On peut également citer des gaz d'origine biologique comme le méthane (décomposition des matières animales et végétales) ou d'origine essentiellement anthropogénique comme l'oxyde nitreux, qui résulte de l'utilisation des carburants fossiles (pétrole et charbon) et des engrais chimiques à base de composés nitrés. L'inconvénient majeur de ces gaz est leur forte contribution à l'effet de serre.

3. LA STRUCTURE DE L'ATMOSPHÈRE

Les atmosphères des planètes qui constituent le système solaire sont très différentes les unes des autres, mais il existe toutefois quelques caractéristiques similaires qui s'avèrent importantes pour expliquer leur structure de base :

- tout d'abord, une atmosphère est composée de plusieurs constituants neutres, avec des mécanismes réactionnels et collisionnels complexes sous-jacents ;

- ensuite, pour que l'atmosphère perdure, la planète doit engendrer une énergie gravitationnelle comparable à l'énergie thermique de l'atmosphère ;
- enfin, le Soleil assure un éclairage inhomogène de la planète (avec deux faces éclairée et sombre, des régions polaires et équatoriale). De plus, l'atmosphère a des domaines spectraux d'interaction avec le rayonnement solaire (voir chapitre I) très variables suivant les constituants et l'altitude, qui influencent de manière notable sa structure.

Dans le cas de l'atmosphère terrestre, ces trois caractéristiques conditionnent fortement la distribution spatiale de l'atmosphère ainsi que son évolution temporelle, et elles suffisent à expliquer les grandes régions de l'atmosphère que l'on a pu mettre en évidence. Ces grandes régions sont principalement liées à la structure verticale de l'atmosphère, les variations en longitude (dues principalement à la variation temporelle d'éclairage) ou en latitude (dues principalement à l'inclinaison de la Terre sur son orbite) influençant essentiellement les caractéristiques de ces régions sans en modifier leur agencement.

Depuis les premiers sondages en ballons de l'atmosphère, les différentes mesures effectuées ont permis de mettre en évidence une décroissance de la pression avec l'altitude, ainsi que deux régimes distincts de comportement pour cette pression. Depuis le sol jusqu'à environ 100 km, la pression décroît exponentiellement d'un facteur 10^6 approximativement, alors qu'au dessus la décroissance est beaucoup plus faible, puisque le même taux de décroissance est observé entre 100 et 400 km environ.

Il y a deux façons au moins d'aborder la description de l'atmosphère. La première est fondée sur une approche particulière, liée à la composition de l'atmosphère et au comportement de la pression avec l'altitude. Cette approche correspond à une analyse sur une macro-échelle d'environ 100 km et est une représentation de l'état de l'atmosphère. La seconde se base sur des considérations énergétiques et représente de fait une analyse plus fine de la structure (environ 10 km) et est caractéristique des mécanismes sous-jacents.

Ces deux nomenclatures sont complémentaires, et nous allons les présenter en insistant toutefois sur cette dernière.

a. Equilibre hydrostatique

Considérons l'atmosphère homogène de telle sorte qu'elle peut être vue comme étant composée d'un seul constituant de concentration n_n , de température T_n et de masse M_n , qui correspond à une masse moyenne calculée à partir de rapports de mélange. Nous avons alors une loi des gaz parfaits pour ce constituant moyen qui s'exprime sous la forme suivante :

$$p_n = n_n k_b T_n \tag{II-7}$$

où p_n est la pression du gaz atmosphérique. Si on suppose de plus que cette atmosphère est au repos, c'est-à-dire que les mécanismes de diffusion ne sont pas suffisamment importants pour mettre en mouvement les particules du gaz, on peut alors écrire qu'il s'établit un équilibre entre la force de pression et la force de gravité :

$$\vec{\nabla} p_n = - n_n M_n \vec{g} \tag{II-8}$$

qui caractérise un équilibre hydrostatique.

D'un point de vue énergétique, la relation II-8 montre que la variation d'énergie thermique est compensée par une variation d'énergie gravitationnelle. Cette dernière varie principalement avec l'altitude z et explique pourquoi les variations les plus fortes apparaissent le long de la verticale. Nous nous limiterons donc aux effets dus à l'altitude. p_n , n_n et T_n sont des grandeurs dépendant a priori de l'altitude z , toutefois, nous considérerons ici que T_n est indépendant de z .

Avec ces hypothèses, le gradient se réduit à la dérivée le long de l'axe z et on obtient :

$$\frac{1}{p_n} \frac{dp_n}{dz} = -\frac{M_n}{k_b T_n} g(z) \quad \text{II-9}$$

ou :

$$\frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{dz} = -\frac{M_n}{k_b T_n} g(z) \quad \text{II-10}$$

On introduit la hauteur d'échelle H_n :

$$\frac{1}{H_n} = -\frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{dz} = -\frac{1}{p_n} \frac{dp_n}{dz} \quad \text{II-11}$$

qui, avec la condition II-10 s'écrit :

$$H_n = \frac{k_b T_n}{M_n g(z)} \quad \text{II-12}$$

Si $g(z)$ ne varie pas de manière sensible sur la distance H_n au-dessus de l'altitude z , H_n correspond à la hauteur dont il faut s'élever pour que la concentration, ou la pression, décroisse d'un facteur e . En effet, en se donnant une altitude de référence z_o et la concentration $n_n(z_o)$ à cette altitude, l'équation II-10 donne après intégration :

$$n_n(z) = n_n(z_o) e^{-\frac{z-z_o}{H_n}} \quad \text{II-13}$$

et donc une élévation de $\Delta z = z - z_o = H_n$ induit une décroissance de la concentration d'un facteur e ; c'est la loi barométrique.

Si on intègre la relation II-13 depuis l'altitude z_o jusqu'au sommet de l'atmosphère ($z = \infty$), on obtient le nombre de particules $N_n(z_o)$ contenues dans la colonne verticale de section unité au-dessus de l'altitude z_o . On trouve :

$$N_n(z_o) = H_n n_n(z_o) \quad \text{II-14}$$

dans l'hypothèse où $g(z)$ est constant. En fait, comme on a une décroissance exponentielle, la contribution principale à N_n est donnée par les couches proches de l'altitude z_o , dans lesquelles la gravité peut être supposée constante. Nous verrons plus loin ce qu'il advient lorsque l'on considère une variation de g .

On peut également donner une autre signification à la hauteur d'échelle. Supposons que l'on concentre l'atmosphère au dessus de l'altitude z_o de telle manière qu'en tout point elle ait une concentration égale à celle qu'elle a à l'altitude z_o , soit $n_n(z_o)$. L'atmosphère se retrouve alors confinée dans une couche d'épaisseur h finie, entièrement déterminée par le fait que le

nombre total de particules est connu et égal à $N_n(z_o)$. On trouve alors que cette épaisseur est égale à la hauteur d'échelle H_n . H_n représente donc l'épaisseur équivalente de l'atmosphère au-dessus de l'altitude z_o . H_n caractérise enfin l'équilibre qui existe entre l'énergie thermique du gaz représentée par le terme $k_b T_n$ et l'énergie gravitationnelle représentée par $M_n g(z)$.

Si on prend en compte la dépendance de la gravité avec l'altitude, il faut choisir une autre variable d'intégration que z . On introduit alors l'altitude géopotentielle, une grandeur associée aux variations du potentiel gravitationnel. Ainsi, l'altitude géopotentielle ξ au-dessus de l'altitude de référence z_o est donnée par :

$$\xi = \int_{z_o}^z \frac{g(z)}{g(z_o)} dz \tag{II-15}$$

$g(z_o) \xi$ représente la variation du potentiel gravitationnel entre les altitudes z_o et z . On note que pour toute altitude supérieure à z_o , on a ξ positif. L'expression II-15 permet de déduire deux expressions de la relation entre les altitudes :

$$\begin{cases} \xi &= \frac{1}{r_o} - \frac{1}{r} \\ z - z_o &= \frac{\xi}{1 - \frac{\xi}{r_o}} \end{cases} \tag{II-16}$$

où r est la distance géocentrique à l'altitude z . La nouvelle variable ξ vérifie la relation :

$$g(z_o) d\xi = g(z) dz \tag{II-17}$$

qui permet de récrire II-10 sous la forme :

$$\frac{1}{n_n} \frac{dn_n}{d\xi} = - \frac{M_n}{k_b T_n} g(z_o) = - \frac{1}{H_n^o} \tag{II-18}$$

soit:

$$n_n(\xi) = n_n(z_o) e^{-\frac{\xi}{H_n^o}} \tag{II-19}$$

et :

$$N_n(z_o) = H_n^o n_n(z_o) \tag{II-20}$$

On constate donc que l'hypothèse faite initialement affecte peu le résultat et qu'il y a équivalence entre les deux approches pour des altitudes vérifiant $z - z_o \ll r_o$, car on a alors :

$z - z_o = \xi$. Par contre, lorsque r tend vers l'infini, ξ tend vers $\frac{1}{r_o}$ et la formule II-19 donne

une concentration limite finie que l'on ne retrouve pas dans l'expression II-13, dont on sait qu'elle est limitée en altitude. Cette limite finie est évidemment non physique et est liée à une non prise en compte de la masse variable de l'atmosphère avec l'altitude. Elle montre que, même en prenant en compte les variations de la force de gravité avec l'éloignement, la loi barométrique a une validité finie. Pour calculer la concentration des espèces loin de la

planète, notamment dans l'exosphère, il faut considérer la description cinétique complète, dont nous allons donner un aperçu avec l'échappement de Jeans.

Plus T_n est grand devant $M_n g$, plus H_n est grand. Dans ce cas, pour obtenir un taux de décroissance donné de l'atmosphère, il faut s'élever beaucoup plus en altitude ; les particules composant l'atmosphère ont tendance à peupler les altitudes élevées où l'énergie potentielle de gravitation est plus élevée.

D'un point de vue thermodynamique, si on considère un équilibre statistique d'une colonne de gaz supposée isolée du reste de l'atmosphère, on peut écrire que la population se répartit en énergie suivant le facteur de Boltzmann :

$$n_n(E) \propto e^{-\frac{E}{k_b T}} \quad \text{II-21}$$

Ici l'énergie qui prévaut est l'énergie gravitationnelle. On peut donc écrire, en négligeant la variation de g avec l'altitude :

$$n_n(E) \propto e^{-\frac{m g (z-z_o)}{k_b T}} = e^{-\frac{z-z_o}{H_n}} \propto n_n(z) \quad \text{II-22}$$

On note alors que plus l'agitation thermique est importante et plus on peuple les niveaux d'énergies élevées, donc les altitudes élevées. A l'opposé, si la température est faible, la hauteur d'échelle devient petite et les particules vont peupler préférentiellement les niveaux d'énergies faibles, qui correspondent aux altitudes basses.

Toutefois, cette approche privilégie l'énergie potentielle de gravitation au détriment de l'énergie cinétique, avec comme conséquence importante de caractériser les effets macroscopiques et d'ignorer les effets microscopiques. En effet, l'énergie potentielle de gravitation s'applique à toutes les particules indépendamment de leur énergie totale et conduit à une description de la population en terme d'équilibre hydrostatique (aspect macroscopique) plutôt qu'à une description de la population en terme de distribution en énergie (aspect microscopique) : on suppose donc indirectement que les particules restent à l'altitude correspondant à l'énergie qu'elles possèdent. Or ces particules se déplacent en fonction de leur vitesse et ce mouvement peut leur permettre d'échapper à l'action de la force gravitationnelle, impliquant ainsi une perte de ces particules qui n'est évidemment pas prise en compte par l'équilibre hydrostatique.

Considérons une population de masse m à une altitude z_o donnée (définissant une altitude géocentrique $r_o = R_T + z_o$), qui se répartit en vitesse suivant une fonction de distribution de Maxwell, de température T :

$$f(r_o, \vec{v}) = n(r_o) \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_b T}} \quad \text{II-23}$$

où $n(r_o)$ est la concentration de la population à l'altitude r_o . Les particules qui ont une énergie cinétique supérieure à l'énergie de libération gravitationnelle à l'altitude r_o : $E_l = mg(r_o)r_o$, et dont la direction du vecteur vitesse est compatible avec un échappement (typiquement cette direction prise depuis le point r_o ne doit pas intercepter la planète)

pourront effectivement s'échapper. Cette énergie E_l correspond à l'énergie potentielle à l'altitude r_o de l'équilibre hydrostatique. Le flux associé à cet échappement s'écrit alors :

$$F(r_o) = \int_{\Omega} v f(r_o, \vec{v}) \, dv \, v \, d\theta \, v \, \sin\theta \, d\varphi \quad II-24$$

dans une représentation "sphérique" (v, φ, θ) des composantes des vitesses. En un point donné, si on considère que toute particule dont le module de la vitesse est supérieur à la vitesse de libération : $v_l = \sqrt{\frac{2E_l}{m}}$ et dont la direction de la vitesse se situe dans le demi-espace supérieur (par rapport à la surface de la planète) s'échappe, alors on peut définir Ω de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} v > v_l \\ \theta \in [0; \pi] \\ \varphi \in [0; \pi] \end{array} \right. \quad II-25$$

Avec les expressions de la fonction de distribution et des conditions d'intégration, le flux $F(r_o)$ devient :

$$F(r_o) = n(r_o) \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} \int_{v_l}^{\infty} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2k_b T}} \, dv \quad II-26$$

en posant $u = \frac{mv^2}{2k_b T}$ et $\lambda = \frac{mv_l^2}{2k_b T} = \frac{E_l}{k_b T}$, on obtient alors :

$$F(r_o) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} n(r_o) \sqrt{\frac{2k_b T}{m}} \int_{\lambda}^{\infty} u e^{-u} \, du \quad II-27$$

Si on définit la vitesse thermique $v_{th} = \sqrt{\frac{2k_b T}{m}}$ qui correspond à la vitesse la plus probable de la distribution, le flux s'écrit encore :

$$F(r_o) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} n(r_o) v_{th} (\lambda + 1) e^{-\lambda} \quad II-28$$

La formule II-28 est la *formule de Jeans* et exprime donc le taux d'échappement de la population depuis l'altitude r_o . Nous verrons plus loin que cette représentation est valable dans l'exosphère et r_o correspond typiquement à l'exobase. λ est un paramètre qui quantifie l'importance de l'énergie thermique par rapport à l'énergie de libération gravitationnelle. Si l'énergie thermique est comparable à l'énergie de libération gravitationnelle (figure II-2, courbe en vert), alors $\lambda \approx 1$ et le flux d'échappement $F(r_o)$ est important ; un grand nombre de particules peuvent donc s'échapper (typiquement toutes les particules dont l'énergie cinétique le long de l'axe radial est supérieure à l'énergie thermique, zone en vert sur la partie droite de la courbe). Les particules restantes rétablissent un équilibre

thermodynamique qui suit une loi de Maxwell et si la température est maintenue constante, on assiste à un échappement constant relativement important de particules atmosphériques ; c'est le mécanisme d'évaporation thermique. Si le taux de perte par échappement est trop important par rapport au taux de création des particules atmosphériques, on aboutit alors à un tarissement du réservoir de particules et la planète perd inévitablement son atmosphère. C'est ce mécanisme qui a conduit à la perte de l'atmosphère primordiale de la Terre, celle qui enveloppait notre planète juste après sa formation.

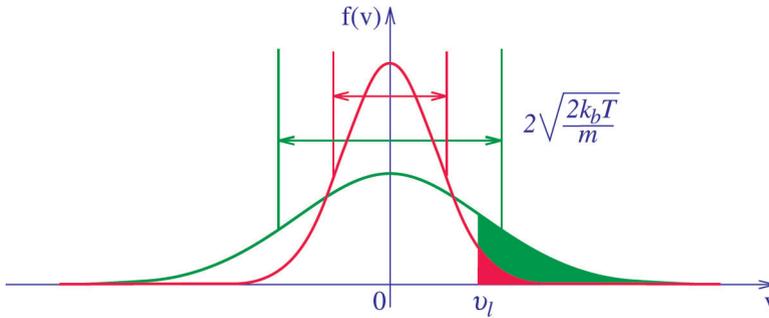


Figure II-2 : répartition en vitesse des composants atmosphériques comparée à la vitesse de libération v_l pour une température élevée (en vert) et une température basse (en rouge)

Si l'énergie thermique est plus faible que l'énergie de libération (courbe en rouge), on a $\lambda \gg 1$ et le flux d'échappement décroît de manière drastique à cause de l'exponentielle : il y a très peu de particules avec une vitesse supérieure à la vitesse de libération (zone en rouge). S'il existe une source de production qui compense ces pertes, l'effet de l'évaporation thermique est négligeable. C'est la situation présente de la Terre avec l'hydrogène et l'hélium qui s'échappent mais dont les pertes sont compensées par des sources (dégazage au niveau du sol ou réactions chimiques dans l'atmosphère).

b. Nomenclature "fluide" : rapport de mélange

L'homogénéité de l'atmosphère est fortement liée au taux de collisions entre les particules du gaz, qui décroissent avec l'altitude croissante. On peut alors essayer de caractériser l'atmosphère par les différents états d'homogénéité ; on en distingue trois principalement.

i. L'homosphère

Cette région de l'atmosphère s'étend depuis le sol jusqu'à 90 km environ ; elle correspond à la zone de prédominance des collisions. La concentration décroît de 10^{25} à 10^{19} particules par m^3 (figure II-3, profil de gauche), correspondant à une réduction de la pression du même facteur 10^6 (figure II-5, échelle de droite), avec une hauteur d'échelle de $H_n \approx 7$ km correspondant à une température moyenne $T_n \approx 240$ K dans l'homosphère. C'est donc l'épaisseur équivalente de l'homosphère (qui correspond pratiquement à celle de l'atmosphère dans son entier) en concentrant le gaz à la pression au niveau du sol. Les mécanismes de

brassage tels que les vents, la convection ou la turbulence, permettent de maintenir un rapport de mélange constant pour les différents constituants majoritaires, qui conduit à une masse moyenne de l'atmosphère fixe et égale à 29 g mol^{-1} depuis le sol jusqu'à la limite supérieure de cette région que l'on appelle la turbopause ou l'homopause (figure II-3, profil de droite).

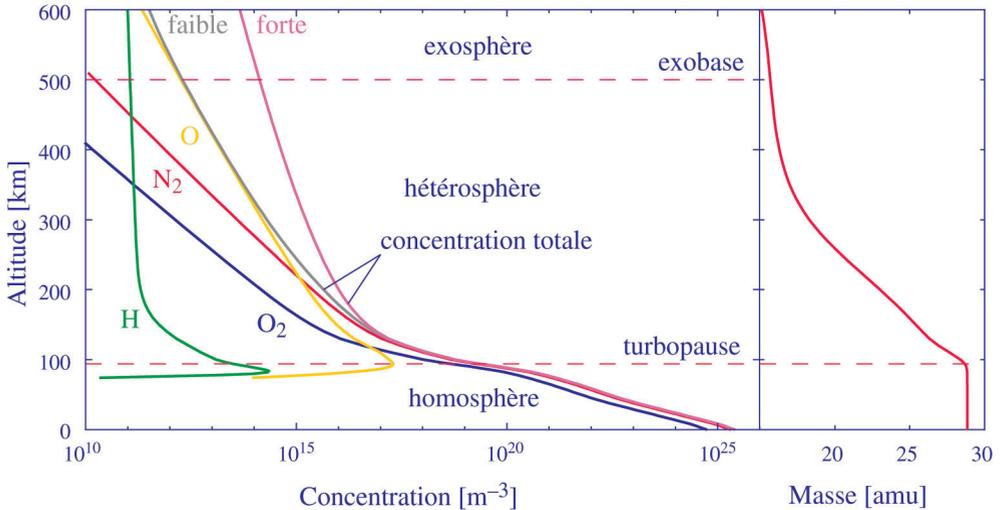


Figure II-3 : structure verticale de l'atmosphère

À gauche, profils de concentration des principaux constituants depuis le sol jusqu'à l'exosphère (N_2 en rouge, O_2 en bleu, O en jaune et H en vert) ; les courbes marquées faible (gris) et forte (rose) correspondent aux cas extrêmes d'activité solaire faible et forte respectivement ; à droite, profil vertical de la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère.

L'hypothèse d'homogénéité précédente s'applique donc aux constituants principaux qui ont alors la même hauteur d'échelle (cf. la variation de O_2 et de N_2 dans l'homosphère sur la figure II-3). Dans cette région, des mécanismes réactionnels produisent des composés secondaires tels l'oxygène atomique ou l'hydrogène atomique. Au-dessus de la turbopause, les collisions ne sont plus suffisamment fortes pour maintenir l'homogénéité et une séparation des constituants s'opère.

ii. L'hétérosphère

Dans cette région, l'homogénéité cesse et le mécanisme de diffusion moléculaire dans le champ de gravité devient prépondérant. Cependant, les collisions sont suffisamment importantes pour maintenir une température identique pour toutes les espèces présentes dans l'atmosphère. Cette diffusion moléculaire conduit chacun des constituants à établir un équilibre diffusif propre, voisin de l'équilibre hydrostatique. Ainsi, ce qui a été écrit précédemment reste valable, si on remplace les grandeurs caractéristiques de l'atmosphère par celles des différents constituants.

Une conséquence immédiate est une décroissance de la concentration des constituants avec des hauteurs d'échelle différentes. En effet, si la température est la même pour toutes les espèces, la masse par contre varie d'une espèce à l'autre et la hauteur d'échelle est inversement proportionnelle à la masse. On en déduit alors que les constituants de masses faibles ont une décroissance moins rapide que ceux de masses élevées (figure II-3, au-dessus de la turbopause). On attend une variation du rapport de mélange associée à un comportement différentiel. Cependant, les espèces légères décroissent moins vite en concentration que les espèces lourdes et on observe alors une stratification de l'atmosphère : les composés les plus légers "flottent" au-dessus des composés les plus lourds et le rapport de mélange tourne à l'avantage des premiers. Les composés légers deviennent majoritaires à haute altitude (sur la figure II-3, l'oxygène puis l'hydrogène atomiques deviennent prépondérants devant l'oxygène et l'azote moléculaires), l'hydrogène étant l'espèce qui domine le plus haut. La force de gravité joue ainsi le rôle de filtre de masse, comme la force centrifuge dans une centrifugeuse.

Toutefois, si dans l'homosphère l'hypothèse d'une température de 240 K permet de bien représenter l'évolution de la concentration et de la pression par contre dans l'hétérosphère, la séparation des constituants ne suffit pas pour expliquer les profils mesurés, du moins avec cette température. En fait, la température dans l'hétérosphère doit être beaucoup plus élevée que dans l'homosphère, avec une forte variabilité liée à l'activité solaire, que l'on n'observe pas dans l'homosphère. Un niveau bas d'activité correspond à une température d'environ 700 K, alors qu'une forte activité peut donner des températures entre 1500 et 2000 K (figure II-5). Dans cette région, la température est à prendre au sens cinétique du terme, car la concentration et la pression sont si faibles qu'un objet placé dans cet environnement ne verrait pas sa température de surface s'élever du fait du milieu extérieur. Cette température plus élevée dans l'hétérosphère impose un changement des hauteurs d'échelles de tous les constituants, qui sont plus grandes que dans l'homosphère (sur la figure II-3, voir le changement de la hauteur d'échelle de N_2 à la turbopause, par exemple).

En conséquence, la décroissance des constituants est beaucoup plus faible, indépendamment de leur masse, dans l'hétérosphère que dans l'homosphère. Il en est de même pour la concentration atmosphérique totale dont la variation avec l'altitude intègre ce changement de hauteur d'échelle et celui de prépondérance des espèces : au fur et à mesure que l'on s'élève en altitude, la hauteur d'échelle de la concentration totale croît suivant celles des espèces majoritaires. Une variation de la température neutre dans cette région peut induire des variations importantes de la concentration aux altitudes supérieures (facteur 10 à 300 km et 1000 à 600 km), et donc modifier considérablement les effets de traînée sur les satellites à basse altitude.

iii. L'exosphère

La décroissance de la concentration des composants atmosphériques avec l'altitude conduit irrémédiablement à une situation où le nombre de particules par unité de volume n'est plus suffisant pour appliquer le qualificatif de fluide à l'atmosphère. L'altitude à laquelle on décide de ne plus considérer l'atmosphère comme un fluide s'appelle l'exobase. Elle est définie comme étant l'altitude au-delà de laquelle le libre parcours moyen (voir chapitre IV)

est plus grand que l'épaisseur de l'atmosphère au-dessus (qui correspond à une hauteur d'échelle de l'atmosphère). Dans le cas de la Terre, on situe cette exobase vers 500 km. On peut dire alors qu'en dessous de l'exobase, l'atmosphère est un milieu collisionnel alors qu'au-dessus, elle est un milieu faiblement voire non collisionnel.

Au-dessus de l'exobase, comme le milieu est non collisionnel, les particules évoluent individuellement sous l'effet des forces en présence. La seule force appliquée étant la force centrale de gravitation, les particules suivent alors des trajectoires balistiques fermées (ellipses) ou ouvertes (paraboles, hyperboles) déterminées par l'énergie totale qu'elles possèdent à l'exobase.

- Les trajectoires fermées caractérisent les particules qui restent captives du champ de gravitation. En général ces particules ont des trajectoires qui culminent à une certaine altitude et elles vont se perdre dans les couches plus basses de l'atmosphère, parcourant ainsi seulement une portion de l'ellipse. Toutefois, suite à des collisions rares, certaines particules se mettent en orbite autour de la Terre et décrivent des ellipses entières. Cette situation perdure jusqu'à ce qu'un choc modifie leur trajectoire.
- Les trajectoires ouvertes correspondent à des particules qui ont une énergie cinétique suffisante pour vaincre l'énergie gravitationnelle. Elles s'échappent alors de l'atmosphère.

Pour le calcul de la formule de Jeans II–28, nous avons pris implicitement ces hypothèses et de fait la formule n'est valable que dans l'exosphère. Toutefois, l'intégration s'est faite en supposant que la fonction de distribution est une fonction de Maxwell. Cette hypothèse est justifiée à l'exobase, car on est proche de la région collisionnelle, mais elle ne l'est plus au-dessus. En effet, le calcul cinétique qui utilise la conservation de l'énergie des particules (par exemple au travers de l'équation de Liouville), donne des fonctions de distribution dans l'exosphère qui diffèrent de plus en plus de la fonction de Maxwell au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'exobase, certaines parties de la fonction de distribution n'étant plus peuplées. C'est une des raisons pour laquelle l'équilibre hydrostatique tombe en défaut, puisqu'intrinsèquement on suppose que les particules se répartissent suivant un facteur de Boltzmann.

c. La nomenclature énergétique

Dans la classification introduite précédemment, nous avons utilisé deux valeurs très différentes de la température de l'atmosphère. Cette description, bien que grossière (une valeur pour décrire les 100 km d'épaisseur de l'homosphère) met en évidence le rôle majeur que joue la température dans la structure verticale de l'atmosphère.

La structure verticale de la température est une conséquence directe du spectre du rayonnement solaire, qui comprend deux contributions d'une part un spectre de corps noir à $T \approx 5780$ K et d'autre part un spectre dans la gamme de l'ultraviolet proche et lointain ($\lambda < 400$ nm).

La figure II–4 donne un aperçu de la manière dont l'atmosphère se comporte vis à vis de la partie UV de ce rayonnement. Cette figure représente l'altitude à laquelle une radiation de longueur d'onde donnée inférieure à 300 nm (portée en abscisse) chute d'un facteur e par rapport à sa valeur au sommet de l'atmosphère ; cette grandeur apparaît comme le

complémentaire de l'épaisseur optique (loi de Beer-Lambert) que nous décrirons plus loin et dont la définition est équivalente à la hauteur d'échelle pour les intensités de radiations. Cette figure montre que les radiations de longueur d'onde supérieure à 300 nm traversent l'atmosphère jusqu'au sol. Par contre, pour les radiations en dessous de 300 nm, on peut mettre en évidence deux régions distinctes : l'une à basse altitude, autour de 50 km, où les radiations supérieures à 200 nm sont absorbées ; l'autre à plus haute altitude (vers 90 km), où le rayonnement en dessous de 200 nm subit une forte absorption.

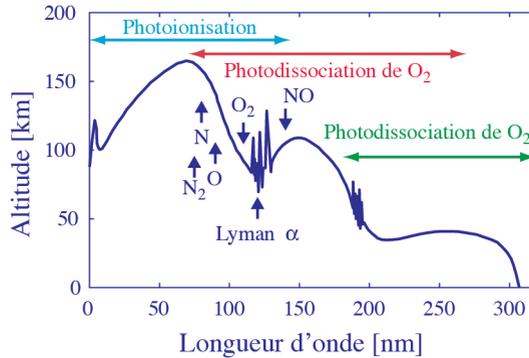


Figure II-4 : altitude à laquelle le rayonnement solaire chute d'un facteur e par rapport à sa valeur au sommet de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde en dessous de 300 nm

Les flèches verticales indiquent les seuils d'ionisation de différents constituants atmosphériques.

Cette différence de comportement en fonction de la longueur d'onde va structurer l'atmosphère en quatre strates horizontales distinctes (figure II-5), où l'influence de la partie la plus énergétique du spectre solaire est concentrée sur les couches supérieures correspondant à l'atmosphère supérieure, tandis que la partie la moins énergétique agit sur les couches inférieures correspondant à l'atmosphère basse et moyenne. La figure II-5 donne un aperçu de la conséquence sur la température de l'action du rayonnement solaire sur l'atmosphère. On note une succession de refroidissements et d'échauffements qui caractérise chacun une couche bien distincte de l'atmosphère.

Si les composants majoritaires et permanents contrôlent la chimie, leur influence directe sur cette nomenclature est limitée à la couche supérieure. En effet, ce sont des composants minoritaires (comme l'ozone O_3 qui apparaît sur la figure II-4) qui donnent à l'atmosphère sa capacité d'absorber ou de rejeter une partie du rayonnement solaire et qui contribuent ainsi principalement au bilan radiatif de l'atmosphère et donc à l'évolution de la température que l'on voit sur la figure II-5.

La logique de ce livre voudrait que nous décrivions ces couches en partant de la plus proche du Soleil (strate supérieure) et en descendant vers le sol. Cependant, nous adopterons une approche plus pédagogique qui privilégie la démarche opposée, et nous allons donc présenter les couches en partant de l'atmosphère basse et moyenne et en allant vers l'atmosphère supérieure.

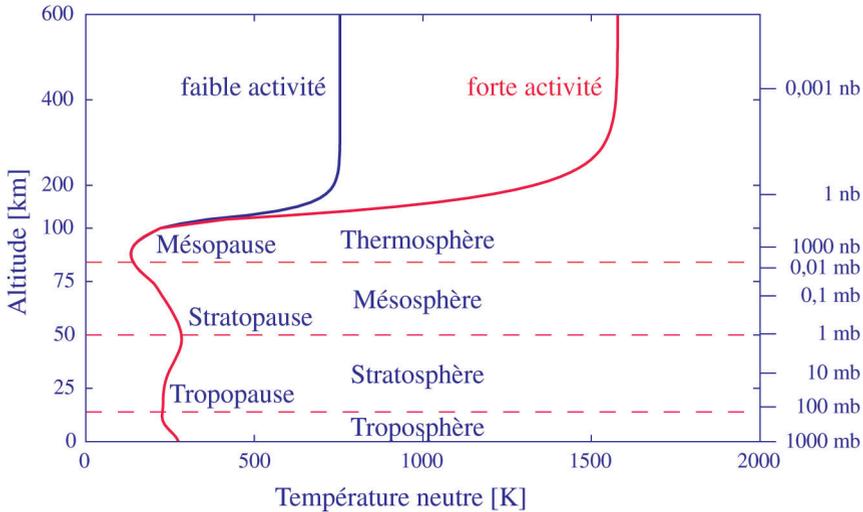


Figure II-5 : profil vertical de la température atmosphérique, pour les cas de forte et faible activité solaire. On a représenté les différentes couches correspondant à la nomenclature énergétique. A droite est donnée l'échelle des pressions.

i. La troposphère : sphère d'influence de la vapeur d'eau

Le rayonnement qui parvient au sol couvre la plage du rayonnement visible en débordant sur le proche infrarouge et le proche ultraviolet. Ce rayonnement représente en valeur moyenne sur l'année un flux énergétique de 1367 W m^{-2} , qui contribue en partie (60 %) à chauffer la surface ; le reste (40 %) est réfléchi ou diffusé par la surface en direction de l'espace (albédo).

Ce chauffage se caractérise par deux phénomènes distincts. D'une part, l'énergie accumulée dans le sol est réémise par la surface ; on peut ainsi considérer que la Terre est un corps noir de température $\sim 255 \text{ K}$, avec un maximum de rayonnement dans l'infrarouge ($10\text{-}20 \mu\text{m}$, figure II-6). D'autre part, l'énergie incidente sur les masses d'eau (océans et lacs) produit une importante évaporation, intégrée à l'atmosphère. Ce phénomène, accru par la transpiration des végétaux (forêts tropicales), est appelé évapotranspiration, et il conduit à avoir un taux d'humidité relative supérieur à 50 % en moyenne sur le globe. On considère que 25 % du flux énergétique incident est absorbé dans le phénomène d'évapotranspiration. La teneur en eau de l'atmosphère représente une couche sphérique d'épaisseur 2,8 cm, une fois condensée.

La troposphère est la région dans laquelle ce mécanisme joue un rôle important. Elle s'étend depuis le sol jusqu'à une altitude d'environ 17 km à l'équateur et 8 km aux pôles.

Cette région, comme son nom l'indique (tropic = mouvement en grec) est une région de brassage de l'atmosphère et elle est le siège de tous les phénomènes atmosphériques (nuages, ouragans, ...).

Elle est caractérisée, d'un point de vue énergétique, par le refroidissement adiabatique.

En effet, l'air est un très mauvais conducteur thermique. En conséquence, une bulle d'air plus chaude que l'air environnant n'échangera pas de chaleur avec cet environnement. Ainsi, si elle s'élève en altitude, la pression de la bulle suit la loi barométrique caractérisant la pression atmosphérique et le gaz contenu à l'intérieur subit une détente adiabatique, avec un rapport de chaleur spécifique $\gamma = 1,4$ (correspondant à un gaz moléculaire). Si M_n est la masse molaire moyenne du gaz contenu dans la bulle et si $n_n(z)$, $T_n(z)$ et $p_n(z)$ sont respectivement sa concentration, sa température et sa pression à l'altitude z , on peut alors écrire pour cette bulle de gaz :

$$\frac{dp_n}{dz} = -n_n(z) M_n g \quad \text{II-29}$$

avec :

$$p_n = n_n k_b T_n \quad \text{II-30}$$

soit :

$$\frac{dp_n}{p_n} = \frac{dn_n}{n_n} + \frac{dT_n}{T_n} \quad \text{II-31}$$

Par ailleurs, nous avons :

$$p_n n_n^{-\gamma} = \text{constante} \quad \text{II-32}$$

ou :

$$\frac{dp_n}{p_n} = \gamma \frac{dn_n}{n_n} \quad \text{II-33}$$

En regroupant ces trois équations et en supposant g constant dans la troposphère, on obtient :

$$\frac{dT_n}{dz} = -\frac{\gamma M_n g}{(\gamma - 1) k_b} = -\frac{g}{C_p} = \text{constante} \quad \text{II-34}$$

où C_p est la capacité calorifique molaire à pression constante. Cette valeur constante obtenue pour le gradient de température est appelée gradient adiabatique de température de l'air sec. On trouve que ce gradient vaut approximativement -10 K km^{-1} .

Plusieurs causes d'élévation d'une masse d'air peuvent être invoquées. En premier lieu, une bulle d'air peut avoir été chauffée près du sol et se retrouver ainsi avec une température supérieure à celle de l'air ambiant. Le volume qu'elle occupe alors est beaucoup plus grand, pour un nombre de particule donné, que celui qu'elle occuperait si elle avait la même température que l'air ambiant. Elle subit donc une poussée d'Archimède qui la fait s'élever en altitude et se refroidir par détente adiabatique. Sa progression dure tant que la température est supérieure à la température ambiante. Si cette bulle vient à se trouver dans une région où le température ambiante est supérieure à celle de la bulle, la poussée d'Archimède la fait descendre et s'échauffer par compression adiabatique. On constate que le gradient adiabatique définit une limite inférieure de stabilité de l'air. En effet, si la température de l'air décroît plus vite que le gradient adiabatique, la bulle sera toujours plus chaude que son environnement et par conséquent, elle ne cessera de s'élever. Par contre, si la température décroît moins vite que la décroissance donnée par le gradient adiabatique, la bulle d'air se

stabilisera à une altitude où sa température correspond à celle de l'environnement. Une autre cause d'élévation des masses d'air est la présence d'un relief orographique. En effet, le déplacement horizontal des masses d'air provoque près des chaînes de montagnes une élévation de l'air. Cette fois ci, c'est la couche entière qui s'élève et le problème de la stabilité n'est pas modifié. Par contre d'un versant à l'autre la température de l'air peut être modifiée après l'élévation au-dessus de la montagne.

Ce mécanisme est une source importante de brassage vertical de l'atmosphère. Cependant, nous n'avons décrit que le comportement de l'air sec. Quand celui-ci contient de la vapeur d'eau, celle-ci subit la même détente adiabatique, qui peut la conduire à son point de condensation. Quand ce point est atteint, la transformation vapeur-liquide étant exothermique, il y a libération d'énergie dans le milieu et donc chauffage de l'air environnant, affectant par-là le gradient adiabatique de température.

Lorsque l'air est saturé en eau, il faut inclure le mécanisme de condensation dans le bilan énergétique. Ainsi, nous pouvons écrire le premier principe de la thermodynamique sous la forme :

$$C_p dT_n = \frac{1}{n_n M_n} dp_n - L dw \quad II-35$$

où L est la chaleur latente de condensation et w est la proportion massique de la vapeur d'eau dans l'air. On peut récrire la formule précédente sous la forme :

$$C_p dT_n \left(1 + \frac{L}{C_p} \frac{dw}{dT_n} \right) = \frac{1}{n_n M_n} dp_n = -g dz \quad II-36$$

et donc :

$$\frac{dT_n}{dz} = -\frac{g}{C_p} \frac{1}{1 + \frac{L}{C_p} \frac{dw}{dT_n}} \quad II-37$$

On obtient alors le gradient adiabatique de température de l'air saturé, qui est à peu près la moitié du gradient adiabatique de l'air sec, soit -5 K km^{-1} .

Le gradient de température observé dans la troposphère a une valeur moyenne de $-6,5 \text{ K km}^{-1}$, qui est intermédiaire entre les valeurs des deux gradients adiabatiques. La vapeur se condense autour de noyaux de condensation formés par les aérosols présents dans l'atmosphère, et lorsque la condensation se produit, il y a formation d'un nuage.

Ces mécanismes jouent un rôle important dans les phénomènes météorologiques. La formation des cumulo-nimbus est liée à ce mécanisme thermoconvectif : l'air est chauffé près du sol puis s'élève en altitude en se refroidissant, provoquant la condensation de la vapeur d'eau et la formation d'un nuage très étiré en altitude. Ceci explique également la formation de nuages près des massifs montagneux et la différence de température que l'on peut constater entre les deux versants d'une montagne ; l'air humide qui a franchi le sommet de la montagne s'est débarrassé de la vapeur d'eau en s'élevant et s'est ainsi échauffé de telle sorte qu'en redescendant le long du flanc de la montagne l'air est sec et a une température plus élevée que sur le versant de départ : c'est l'effet de foehn. En hiver, lorsque le sol est très froid, l'air près du sol peut être refroidi. Il en résulte un gradient positif de température

au niveau du sol qui, d'après ce que nous venons de voir conduit à stabiliser la masse d'air. C'est le phénomène d'inversion de température que l'on constate et qui pose d'énormes problèmes de pollution : l'air stable maintient les gaz là où ils sont produits.

Généralement, la température décroît donc dans la troposphère et atteint une valeur minimale, qui définit la tropopause. Au-dessus de cette limite, la température croît généralement.

La troposphère contient l'essentiel (99 %) de la vapeur d'eau, en partie à cause du mécanisme de condensation qui empêche les molécules de s'élever. La vapeur d'eau qui existe au-dessus de la tropopause ne joue plus le même rôle que dans la troposphère. La vapeur d'eau troposphérique joue un rôle important dans le bilan radiatif de la Terre. En effet, la molécule d'eau absorbe de l'énergie qu'elle rediffuse dans l'infrarouge. De fait, elle contribue à réfléchir le rayonnement infrarouge en provenance du Soleil dans sa fenêtre d'absorption, qui ainsi ne parvient pas au sol, mais réfléchit également le rayonnement infrarouge en provenance du sol, qui se trouve alors confiné dans la troposphère (figure II-6). Cette molécule, au même titre que le dioxyde de carbone qui a le même comportement, contribue à l'effet de serre.

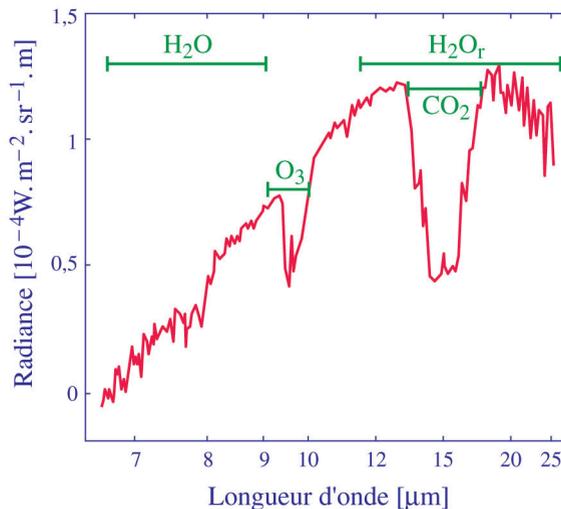


Figure II-6 : spectre de rayonnement terrestre entre 7 et 25 µm mesuré depuis l'espace

En extrapolant sur les énergies manquantes, ce spectre s'apparente à celui d'un corps noir de température 255 K (maximum d'émission dans l'infrarouge), correspondant à une puissance rayonnée de 280 W m^{-2} . On note les plages d'absorption des composants troposphériques H_2O , O_3 et CO_2 . L'énergie dans ces plages a été réémise vers le sol.

L'inclinaison de la Terre sur son orbite induit une différence dans le chauffage du sol. De manière indirecte, ceci entraîne une variation de la température de la tropopause qui suit les variations saisonnières, avec une amplitude beaucoup plus marquée aux pôles ($\sim 40 \text{ K}$) qu'à l'équateur ($\sim 5 \text{ K}$). La tropopause ne constitue pas une surface continue et il existe des régions d'échanges entre la troposphère et la région supérieure qu'est la stratosphère. En région tropicale, la tropopause se situe vers 15 km avec une température de 195 K, puis sa position

décroît en altitude, tandis que sa température croît, lorsqu'on s'élève en latitude ; en régions polaires, la tropopause se situe vers 8 km et correspond à une température de 225 K.

Ces variations en altitude et en température sont assez mal comprises et ne peuvent en aucun cas être interprétées en terme de variations d'ensoleillement. Toutefois, on suppose que ce comportement est lié à la présence des constituants minoritaires CO_2 , H_2O et O_3 dont on connaît l'importance dans l'effet de serre. Deux faits marquants tendent à valider cette hypothèse.

D'une part, la quantité importante de vapeur d'eau produite en région tropicale empêche le rayonnement infra-rouge en provenance du sol de parvenir à la haute troposphère, contribuant ainsi à l'échauffement de la basse troposphère et au refroidissement de la tropopause. Si on regarde la troposphère dans son ensemble, on peut dire que jusqu'à 10 km d'altitude environ, la zone la plus chaude du globe se situe entre 20 et 30° de latitude dans l'hémisphère qui correspond à l'été.

D'autre part, ainsi que nous allons le voir, l'ozone stratosphérique a une dépendance en latitude telle qu'il est plus abondant aux hautes latitudes. Comme ce constituant joue un rôle fondamental dans l'échauffement de la basse stratosphère en absorbant le rayonnement infra-rouge en provenance du sol, son action sur le profil de température est différente à l'équateur de ce qu'elle est aux pôles. De fait, on observe une tropopause bien marquée en région tropicale correspondant à une transition nette entre deux mécanismes antinomiques (refroidissement dans la troposphère et échauffement dans la stratosphère) alors qu'en régions polaires, cette transition est plus floue voire inexistante ; en effet, la température peut être constante sur une grande plage d'altitudes (pôle dans l'hémisphère estival) ou même peut décroître continûment jusque dans la stratosphère (pôle dans l'hémisphère hivernal).

Cependant cette hypothèse n'intègre pas la convection troposphérique qui est très certainement un mécanisme clé pour expliquer ce comportement.

ii. La stratosphère ou l'ozonosphère

La vapeur d'eau qui a un effet prépondérant dans la troposphère ne joue plus qu'un rôle mineur dans cette région, et de fait les mécanismes qui contrôlent cette couche, qui s'étend au-dessus de la tropopause jusque vers 50 km sont d'une nature différente.

L'oxygène moléculaire possède deux fenêtres spectrales de photodissociation dans l'ultraviolet :

- continuum de Shumann-Runge en dessous de 175 nm et bandes de Shumann-Runge entre 175 et 200 nm
- continuum de Herzberg entre 200 et 240 nm

La première fenêtre est la plus importante, mais ainsi qu'on peut le voir sur la figure II-4, l'absorption du rayonnement ultraviolet dans cette gamme de longueur d'onde se produit à haute altitude, vers 100 km, et ne concerne donc pas la stratosphère ; d'après la figure II-4, on peut même affirmer que le rayonnement dans cette fenêtre est complètement éteint aux altitudes stratosphériques. Par contre, la seconde fenêtre spectrale n'est complètement

absorbée que dans la stratosphère et constitue alors la source principale de dissociation de la molécule d'oxygène :



où ν_2 représente une fréquence moyenne du continuum de Herzberg. Cette réaction est à la base de la chimie atmosphérique liée à l'oxygène, qui culmine dans la stratosphère avec la production de l'ozone. En effet, l'oxygène atomique est un constituant très réactif et il se recombine presque immédiatement pour produire l'ozone O_3 selon la réaction chimique ternaire :



Dans cette réaction, M représente O_2 ou N_2 et intervient en tant que catalyseur. L'oxygène atomique et l'ozone peuvent ensuite réagir pour redonner de l'oxygène moléculaire :



mais la source principale de destruction de l'ozone est la photodissociation par le rayonnement ultraviolet. A l'instar de O_2 , O_3 possède une fenêtre d'absorption entre 240 et 310 nm qui correspond aux bandes de Hartley. L'action du rayonnement dans cette fenêtre est donc une dissociation de la molécule ternaire suivant :



où ν_3 représente une fréquence moyenne des bandes de Hartley. Son pouvoir absorbant dans ces bandes est très important et la réaction II-41 est très efficace pour absorber le rayonnement ultraviolet, malgré le fait que l'ozone soit un constituant minoritaire. C'est ce mécanisme qui produit l'effet bénéfique de la couche d'ozone en permettant à la vie de se développer sur Terre (les molécules d'ADN sont très sensibles aux ultraviolets).

On constate que l'oxygène atomique et l'ozone sont étroitement liés, et l'équilibre chimique qui en résulte conduit aux concentrations suivantes :

$$\begin{cases} [\text{O}] = \frac{J_2 [\text{O}_2]}{k_{13} [\text{O}_3]} \\ [\text{O}_3] = \frac{k_{12} [\text{O}] [\text{O}_2] [\text{M}]}{k_{13} [\text{O}] + J_3} \end{cases} \quad \text{II-42}$$

Ainsi que nous l'avons mentionné, la réaction II-39 est très rapide et tend à maintenir une faible concentration d'oxygène atomique. De plus de jour, en dessous de 60 km, la dissociation II-41 est plus importante que la recombinaison II-40, de telle sorte que l'on peut exprimer les concentrations d'équilibre sous la forme :

$$\begin{cases} [\text{O}_3]_{\text{jour}} = \sqrt{\frac{k_{12} J_2 [\text{M}]}{k_{13} J_3}} \\ [\text{O}]_{\text{jour}} = \sqrt{\frac{J_2 J_3}{k_{12} k_{13} [\text{M}]}} \end{cases} \quad \text{II-43}$$

De nuit, l'oxygène atomique disparaît rapidement et l'ozone qui reste est alors inerte, puisque les deux réactions dans lesquelles il est impliqué sont stoppées.

Les taux de photodissociation dépendent de l'absorption subie par le rayonnement lors de la traversée de l'atmosphère et par conséquent J_2 et J_3 décroissent lorsque l'altitude croît. Comme la concentration en oxygène moléculaire décroît lorsque l'altitude croît, on observe un maximum de photodissociation de O_2 vers 20-25 km et de O_3 vers 40 km. La concentration d'équilibre d'ozone présente alors un maximum vers 30 km, tandis que l'oxygène croît continûment avec l'altitude. Le point d'égale concentration entre O et O_3 est atteint dans ces conditions vers 50 km.

Dans ces calculs, nous n'avons pas pris en considération la destruction de l'ozone par des composants minoritaires, notamment au travers de cycles catalytiques très efficaces avec NO, OH et les composés chlorés, qui peuvent avoir des effets dramatiques sur la concentration d'ozone. En effet, le trou de la couche d'ozone résulte d'un phénomène saisonnier qui associe des conditions météorologiques inhabituelles en antarctique et un retour de l'éclairement solaire. La température en hiver et au début de printemps (hémisphère sud) est si froide que des nuages stratosphériques se forment par condensation des constituants qui sont à l'état de trace dans l'atmosphère comme H_2O , HNO_3 et HCl. Des réactions chimiques hétérogènes se développent alors dans ces nuages et il en résulte un accroissement de la concentration des composés catalytiques destructeurs de l'ozone comme ClO, qui deviennent actifs dès le retour de la lumière solaire au début du printemps.

Toutefois, ce que nous venons d'énoncer ne prend en compte que les processus photochimiques et néglige les mouvements turbulents existant dans la basse stratosphère, qui tendent à maintenir l'ozone à des niveaux de concentrations faibles dans cette région. Par contre, au-dessus du maximum de concentration d'ozone, cet équilibre photochimique est bien vérifié.

Les réactions de photodissociation sont des réactions exothermiques et on peut supposer avec une bonne approximation que l'énergie absorbée est presque intégralement restituée sous forme d'énergie thermique. On obtient alors la source de chauffage suivante :

$$M_n n_n \frac{dT_n}{dt} = J_2 h\nu_2 [O_2] + J_3 h\nu_3 [O_3] \quad II-44$$

Ce chauffage est compensé par le rayonnement infrarouge du gaz atmosphérique vers l'espace, notamment CO_2 (bandes à 15 μm , voir figure II-6). Cette équation est valable au-dessus du maximum de O_3 et dans ce cas c'est la dissociation de l'ozone qui contribue le plus fortement au chauffage de la stratosphère. En ce qui concerne la basse stratosphère, l'absorption du rayonnement infrarouge en provenance du sol dans la bande à 9,6 μm (voir figure II-6) est le mécanisme prépondérant de chauffage de l'atmosphère.

Ces deux effets contribuent donc à accroître la température dans la stratosphère, mais peuvent être présents simultanément ou non. En conséquence, un gradient positif de température dans la stratosphère va succéder au gradient négatif dans la troposphère, mais la région qui sépare ces deux types de variation peut être plus ou moins large. La condition qui prévaut est essentiellement la présence d'un éclairement solaire qui peut agir sur

l'ozone. Ainsi, la plus forte température de la stratopause est atteinte dans les régions polaires au cours de l'été local, lorsque l'insolation est permanente. Entre 10 km et 20 km d'altitude, la zone la plus chaude est le pôle qui se trouve éclairé, avec deux zones froides situées dans la région tropicale et au pôle non éclairé. Au-dessus de 25 km, il ne subsiste plus qu'une zone froide, correspondant au pôle non éclairé.

Comme la température croît, la stratosphère, à l'opposé de la troposphère, est caractérisée par un air calme, car le gradient de température y est supérieur au gradient de température adiabatique.

La dissociation de O_3 a un effet sur la température jusqu'à 50 km environ, et au-dessus de cette limite, que l'on appelle la stratopause, la température tend à devenir constante.

Cette région où l'ozone joue un rôle capital est également appelée ozonosphère (ou couche d'ozone), puisque environ 90 % de l'ozone créé se situe dans cette couche qui défraie tant la chronique. Par contre, lorsque l'ozone est créé à basse altitude, dans la troposphère, il contribue à l'effet de serre, et de plus c'est un gaz irritant, nocif pour la santé.

iii. La mésosphère : rayonnement infrarouge de CO_2

Au-dessus de la stratosphère, la dissociation de l'ozone, qui est la source principale d'énergie dans cette région de l'atmosphère, n'est plus suffisante pour compenser le rayonnement infrarouge de molécules comme OH, et surtout CO_2 .

La molécule de CO_2 est une molécule linéaire symétrique qui de ce fait, ne possède pas de moment dipolaire et n'a donc pas de transition entre modes vibrationnels symétriques. Le premier mode vibrationnel est le mode de fléchissement de l'axe de la molécule qui peut rémettre dans la bande de 15 μm . Il existe d'autres modes d'excitation, mais celui-ci est le plus facilement excitable dans les conditions qui prévalent dans la mésosphère, à savoir des basses températures.

Ce mode peut intervenir de deux manières différentes dans le bilan énergétique de l'atmosphère.

D'une part, il peut être excité par absorption du rayonnement infrarouge autour de 15 μm (fenêtre d'absorption sur la figure II-6). La molécule est ensuite désactivée soit en rayonnant (émission spontanée), et alors le bilan énergétique est nul, soit en entrant en collision avec une particule du gaz (désexcitation collisionnelle) et dans ce cas, l'énergie de ce mode est transférée au gaz sous forme d'énergie cinétique ; il y a alors transfert d'énergie vers l'atmosphère. C'est ce que l'on observe dans le mécanisme de l'effet de serre.

D'autre part, la molécule peut être excitée par collision avec les particules de l'atmosphère (excitation collisionnelle). La molécule peut ensuite être désactivée soit par collision avec une particule du gaz, et dans ce cas le bilan énergétique est nul, soit par émission spontanée et alors un rayonnement à 15 μm est émis vers l'espace, constituant ainsi une perte d'énergie pour l'atmosphère.

On comprend aisément que si la durée de vie de l'état excité est plus importante que le temps moyen entre deux collisions, c'est le premier schéma de transfert d'énergie qui

domine. Par contre, si la durée de vie de l'état excité est plus faible que le temps moyen entre deux collisions, alors c'est le second schéma qui s'impose.

Or le temps moyen entre deux collisions est l'inverse de la fréquence de collision, qui est proportionnelle à la concentration du milieu (voir chapitre IV). Par conséquent lorsqu'on s'élève en altitude, le temps moyen entre deux collisions croît. Ceci explique pourquoi à basse altitude, dans un milieu fortement collisionnel, l'effet de serre est prépondérant. La durée de vie de l'état excité est d'environ une seconde et on trouve qu'il est inférieur au temps moyen entre deux collisions vers 70 km ; le refroidissement par rayonnement domine dans la mésosphère.

En fait le rapport $[O_3]/[CO_2]$ décroît lentement avec l'altitude et entraîne une croissance lente de l'importance relative du refroidissement. Ceci se traduit par un gradient moyen de température d'environ -5 K km^{-1} , supérieur au gradient de température adiabatique. La mésosphère est ainsi une région relativement stable.

On observe donc une décroissance de la température jusqu'à 85 km environ (figure II-5), qui marque ainsi la limite supérieure de la mésosphère : la mésopause. Au-dessus de cette altitude, d'autres mécanismes de chauffage interviennent, qui compensent largement le refroidissement dû à CO_2 qui décroît.

Contrairement à la stratopause, l'évolution de la température à la mésopause est en opposition de phase avec la variation saisonnière.

En effet, dans les régions polaires, la mésopause atteint sa plus faible valeur ($\sim 140 \text{ K}$) durant l'été local et sa plus forte valeur ($\sim 230 \text{ K}$) durant l'hiver local. Ce déphasage s'explique par la présence d'un éclaircissement permanent qui favorise un rayonnement infrarouge plus important.

Cette région est caractérisée par la présence de diffusion turbulente qui permet de maintenir l'homogénéité de l'atmosphère, malgré la faiblesse des concentrations.

iv. La thermosphère : la haute atmosphère

Dans la partie supérieure de la mésosphère, l'absorption directe du rayonnement solaire ultraviolet en dessous de 200 nm (figure II-4) commence à jouer un rôle prépondérant et deux processus sont déclenchés, qui vont avoir une importance capitale pour l'ionosphère, l'objet central de cet ouvrage.

En effet, le rayonnement en dessous de 100 nm est suffisamment énergétique pour entraîner l'ionisation de constituants neutres de l'atmosphère. L'ionisation produit des électrons, d'énergie élevée en comparaison de l'énergie thermique du milieu, qui vont dégrader cette énergie en entrant en collision avec les constituants neutres de l'atmosphère ; ce transfert d'énergie est d'autant plus efficace qu'il met en jeu des états excités des molécules N_2 et O_2 et de l'atome O. Il constitue la source principale de chauffage pour l'atmosphère et il est très important entre 100 et 150 km. Dans la basse thermosphère, cette source de chauffage est relayée par les mécanismes d'attachement électronique et de neutralisation mutuelle qui neutralisent des espèces ionisées en libérant l'énergie excédentaire dans le milieu. A basse altitude, l'énergie est libérée dans la région même où se produit l'ionisation.

Ces sources compensent très rapidement le refroidissement dû à CO_2 , dont la concentration décroît dans la thermosphère. On observe alors un échauffement de l'atmosphère et la température croît donc avec l'altitude au-dessus de la mésopause.

Le gradient de température positif qui en résulte a pour effet de limiter la convection et de privilégier un transfert d'énergie dans l'atmosphère par conduction.

Ce chauffage est efficace jusque vers 200-300 km, altitude au-delà de laquelle l'atmosphère est trop ténue pour assurer une conduction de la chaleur. De fait, la température devient constante aux altitudes supérieures et correspond alors à la température exosphérique T_∞ (figure II-5). Le mécanisme de chauffage de l'atmosphère dans la thermosphère est tel qu'on peut modéliser très correctement le profil de température de l'atmosphère par la formule de Bates :

$$T(z) = T_\infty + (T_o - T_\infty) e^{-s(z-z_o)} \quad \text{II-45}$$

où z_o représente l'altitude de la base de la thermosphère (~120 km) et T_o la température à cette altitude ; s est un paramètre de pente qui caractérise l'effet du chauffage sur l'atmosphère.

Ceci constitue l'apport principal de l'ionisation à l'atmosphère. Nous verrons plus loin comment se structure ce milieu complexe où se côtoient neutres, ions négatifs, ions positifs et électrons.

Le rayonnement entre 100 et 200 nm, s'il ne peut ioniser les constituants, a toutefois un impact considérable sur la structure atmosphérique car cette gamme de longueurs d'onde comprend les continuum et les bandes de Schumann-Runge qui correspondent à la dissociation de la molécule d'oxygène selon II-38.

L'action du rayonnement sur la dissociation est maximale entre 100 et 110 km et constitue la source d'oxygène de la haute atmosphère. La diffusion turbulente qui tend à maintenir constants les rapports de mélange est très importante jusqu'à 90 km et fait alors descendre l'oxygène depuis la région de production vers les basses altitudes. Ce faisant, l'oxygène atomique parvient dans une région où les collisions ternaires permettent une recombinaison selon :



L'équilibre qui résulte de ces effets donne une concentration d'oxygène donnée par :

$$\frac{[\text{O}]}{[\text{O}_2]} = \left(\frac{J_2}{k_{11} k_{13} [\text{M}] [\text{O}_2]} \right)^{1/2} \quad \text{II-47}$$

On constate alors qu'entre 90 et 100-110 km, la concentration de l'oxygène atomique et donc son rapport de mélange, croît avec l'altitude.

Toutefois, la diffusion moléculaire devient importante vers 100-110 km où notamment elle domine la diffusion turbulente qui disparaît. De plus vers ces altitudes, le temps de diffusion de O dans l'atmosphère est sensiblement égal au temps caractéristique de la dissociation de l'oxygène moléculaire et la diffusion l'emporte donc, inversant le profil de

concentration de O qui décroît aux altitudes supérieures ; ceci a pour effet majeur de limiter le maximum de concentration de l'oxygène atomique entre 100 et 110 km.

L'énergie libérée dans le mécanisme de photodissociation fournit une source de chaleur pour l'atmosphère qui est importante jusque vers 100 km et qui s'associe aux autres sources pour accroître la température.

Lorsque la diffusion moléculaire domine, chaque constituant adopte un équilibre diffusif selon la verticale, indépendamment des autres : on entre dans l'hétérosphère. En considérant un constituant j particulier, de masse m_j et de concentration n_j , ayant la température de l'atmosphère T_n , on peut alors écrire l'équation de l'équilibre diffusif en projection le long de la verticale z :

$$\frac{d}{dz} (k_b n_j T_n) + n_j m_j g = -k_b n_j \alpha_j \frac{dT_n}{dz} \quad II-48$$

où α_j est le coefficient de diffusion thermique de l'espèce j . Après réarrangement, on a :

$$\frac{d}{dz} \ln(n_j) + (1 + \alpha_j) \frac{d}{dz} \ln(T_n) = -\frac{m_j g}{k_b T_n} \quad II-49$$

Une solution de l'équation II-49 est alors donnée par :

$$n_j(z) = n_j(z_o) \left[\frac{T_o}{T_n(z)} \right]^{1 + \alpha_j} \exp \left\{ - \int_{z_o}^z \frac{m_j g(z')}{k_b T_n(z')} dz' \right\} \quad II-50$$

où l'on a choisi une altitude z_o de référence. En introduisant l'altitude géopotentielle ξ définie par II-15, on peut écrire :

$$I = - \int_{z_o}^z \frac{m_j g(z')}{k_b T_n(z')} dz' = \int_0^\xi \frac{m_j g_o r_o^2}{k_b T_n(\zeta)} d\zeta \quad II-51$$

où g_o est la valeur de la gravité à l'altitude z_o . En II-16 nous avons donné la relation qui existe entre l'altitude et l'altitude géopotentielle. Si la variation de r est faible par rapport à r_o , on peut simplifier ces relations et écrire :

$$z - z_o \approx -r_o^2 \xi \quad II-52$$

Nous pouvons alors exprimer la température $T_n(z)$ en fonction de ξ sous la forme :

$$T(\xi) = T_\infty + (T_o - T_\infty) e^{s r_o^2 \xi} \quad II-53$$

et l'intégrale II-51 devient :

$$I = \frac{m_j g_o}{k_b T_\infty s} \left\{ - \ln \left(\frac{T_o}{T(\xi)} \right) + s r_o^2 \xi \right\} \quad II-54$$

On en déduit donc la concentration de l'espèce j à l'altitude z :

$$n_j(z) = n_j(z_o) \left[\frac{T_o}{T(z)} \right]^{1 + \alpha_j} e^{-\frac{m_j g_o}{k_b T_\infty s} \frac{m_j g_o r_o^2}{k_b T_\infty} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_o} \right)} \quad II-55$$

Cette concentration décroît avec l'altitude. Lorsque l'on arrive dans la région où la température devient constante (~ 300 km), l'expression II-54 peut se simplifier et on obtient :

$$n_j(z) = n_j(z_l) e^{-\frac{m_j g_0 r_l^2}{k_b T_\infty} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_l} \right)} \quad \text{II-56}$$

où z_l (et r_l) est une altitude de référence dans cette région. On trouve alors que la population neutre se répartit en altitude suivant le facteur de Boltzmann avec une température d'espèce égale à T_∞ . La diffusion laisse donc la place à un équilibre hydrostatique propre à chaque espèce, avec une hauteur d'échelle égale à $H = \frac{k_b T_\infty}{m_j g}$, qui dépend de l'espèce au travers de sa masse. Cette expression est valable jusqu'à l'exobase, car ainsi que nous l'avons déjà fait remarquer, la formule précédente donne une limite finie de la concentration lorsque r tend vers l'infini.

4. LES VENTS

La circulation atmosphérique sur la Terre est largement dominée par la force de Coriolis associée à la rotation de la planète. Si nous incluons les effets de la rotation dans l'équation de la quantité de mouvement de l'air, on peut écrire en considérant que les vitesses mises en jeu sont faibles :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} p_n = n_n M_n \left(-\vec{g} + 2 \vec{\Omega} \wedge \vec{u} \right) \quad \text{II-57}$$

où $\vec{\Omega}$ est le vecteur rotation angulaire de la planète et \vec{u} la vitesse d'écoulement de l'air. Dans cette équation, nous avons intégré l'accélération centripète dans l'accélération de la gravité. Nous n'avons pas inclus les mécanismes de diffusion moléculaire, turbulente ou thermique dont on verra qu'il jouent un rôle capital pour l'échange de matière entre la troposphère et la stratosphère. En négligeant ces effets, il apparaît que l'équation II-57 peut être découplée, car la vitesse verticale induite par les forces prises en compte est négligeable. En supposant donc que cette vitesse d'écoulement est horizontale, on peut écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{n_n M_n} \frac{\partial p_n}{\partial z} = g \\ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p_n - 2 n_n M_n \Omega \sin \lambda \vec{k} \wedge \vec{u} \end{array} \right. \quad \text{II-58}$$

où λ est la latitude du lieu où l'on se trouve et \vec{k} est le vecteur unitaire de la verticale en ce point, orienté dans le sens des altitudes croissantes. Le gradient est un gradient selon les composantes horizontales.

La première équation de II-58 traduit l'équilibre hydrostatique que nous avons déjà étudié. On constate alors que les hypothèses faites n'affectent pas la structure verticale de l'atmosphère telle que nous l'avons décrite.

La deuxième équation de II-58 montre l'importance que revêt le champ de pression dans le contrôle de la circulation atmosphérique. En considérant un système curviligne où le premier vecteur \vec{T} est tangent à la direction d'écoulement, le second vecteur \vec{N} est dirigé vers l'intérieur de la courbure de la ligne de courant, on peut traduire la circulation horizontale par :

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\frac{1}{n_n M_n} \frac{\partial p_n}{\partial s} \\ \frac{u^2}{R} = -2 \Omega \sin \lambda u - \frac{1}{n_n M_n} \frac{\partial p_n}{\partial n} \end{cases} \quad \text{II-59}$$

où s est l'abscisse curviligne (selon \vec{T}), n la coordonnée dans la direction de la courbure (selon \vec{N}) et R est le rayon de courbure.

L'hypothèse des vents géostrophiques suppose $\frac{du}{dt} = 0$ et par conséquent, on trouve que p_n est constant dans la direction de l'écoulement. Les masses d'air s'écoulent donc le long des lignes de niveaux des surfaces isobares, qui sont principalement gouvernées par l'équilibre hydrostatique. On trouve dans ce cas que la vitesse d'écoulement est donnée par :

$$u = -\frac{1}{2 \Omega \sin \lambda n_n M_n} \frac{\partial p_n}{\partial n} \quad \text{II-60}$$

où on constate que l'amplitude du mouvement est contrôlée par la force de Coriolis et le gradient de pression dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Suivant l'hémisphère dans lequel on se trouve, ou en fonction de la forme du champ de pression concerné (anticyclone ou dépression), l'écoulement peut alors se faire suivant quatre configurations possibles :

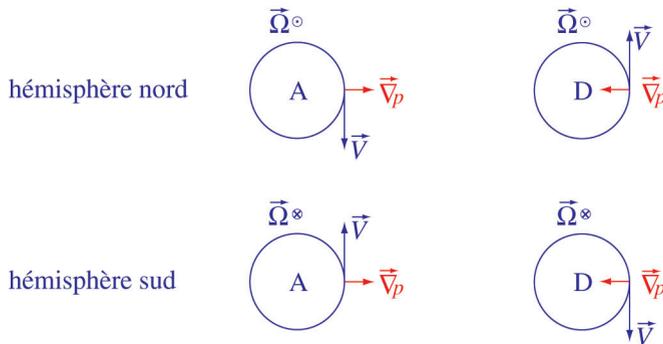


Figure II-7 : différentes directions du vent suivant l'hémisphère et la nature du champ de pression : anticyclonique (A) ou dépressionnaire (D)

Les cercles matérialisent une ligne de niveau isobare.

Le vent laisse donc à droite les hautes pressions dans l'hémisphère nord, tandis qu'il les laisse à gauche dans l'hémisphère sud.

Si on utilise le niveau de pression au lieu de l'altitude, le vent géostrophique est tangent aux lignes de niveau des surfaces isobares et la vitesse est proportionnelle à la pente de la surface isobare. La règle de circulation se traduit par la loi Buys-Ballot : dans l'hémisphère nord, le vent laisse à sa droite les hautes altitudes de la surface isobare ; on a le phénomène inverse dans l'hémisphère sud.

L'hypothèse d'équilibre hydrostatique permet de caractériser plus précisément la règle précédente. En effet, considérons deux surfaces isobares de pression p_1 et p_2 . A partir de l'équation II-9, nous pouvons calculer l'épaisseur qui sépare ces deux surfaces :

$$\Delta Z = \frac{k_p}{M_n g} (\ln p_1 - \ln p_2) T_n \quad \text{II-61}$$

en supposant que la température et la gravité sont uniformes à l'intérieur de la couche. L'équation II-61 constitue la règle des épaisseurs. La variation horizontale de l'épaisseur de la couche, qui représente la pente de la surface isobare, correspond exactement au gradient de pression dans la direction de la courbure et par conséquent l'amplitude du vent est directement proportionnelle à la pente de cette surface isobare.

De plus, on trouve que pour deux isobares données, l'épaisseur ΔZ est proportionnelle à la température et par conséquent, celle-ci est plus faible dans les régions froides que dans les régions chaudes. Nous avons montré dans les paragraphes précédents comment se répartit la température en altitude et en latitude ; on comprend alors que la position des noyaux anticycloniques et dépressionnaires est fortement influencée par cette répartition des températures. En particulier, la règle des épaisseurs prévoit qu'une dépression se déplace vers l'air froid à mesure que l'on s'élève.

La deuxième équation de II-59 permet de décrire également les vents cyclostrophiques que sont les ouragans ou les tornades. En effet, si la force de Coriolis est négligeable, on trouve que la vitesse s'exprime par :

$$u = \sqrt{-\frac{R}{n_n M_n} \frac{\partial p_n}{\partial n}} \quad \text{II-62}$$

et donc que le mouvement se fait perpendiculairement au gradient de pression, qui est dirigé vers le centre de rotation : plus le gradient de pression est fort, plus le tourbillon est rapide.

a. La circulation zonale

Il existe une ceinture dépressionnaire située entre l'équateur thermique (région où le Soleil au zénith est à la verticale) et l'équateur géographique. Cette ceinture est encadrée par deux ceintures anticycloniques (une dans chaque hémisphère) situées en région subtropicale ($\sim 30^\circ$) et contenant cinq anticyclones (dont l'anticyclone des Açores). Ces anticyclones peuvent se déplacer en latitude selon qu'ils se situent sur mer ou sur Terre, en fonction de la température moyenne près de la surface. Il se forme également près de chaque pôle un anticyclone qui crée le front polaire. Ces anticyclones sont entourés par une ceinture dépressionnaire subpolaire située à haute latitude ($\sim 60^\circ$). La figure II-13 donne un aperçu de la répartition du champ de pression à la surface de la Terre.

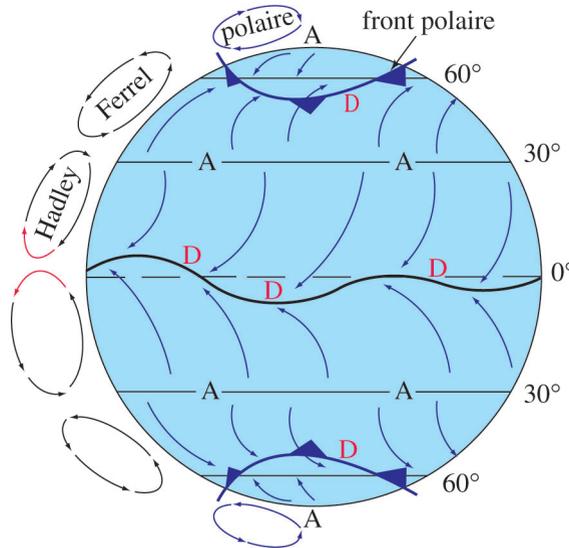


Figure II-8 : schéma montrant le principe de la circulation zonale qui s'organise autour des ceintures anticycloniques et dépressionnaires et de la circulation méridienne en cellule entre ces mêmes ceintures

La circulation zonale s'organise autour de centres de pression suivant la loi de Buys-Ballot, la direction des vents s'inverse donc chaque fois que l'on franchit une ceinture.

En particulier en région tropicale, on a un mouvement dirigé d'est en ouest qui transporte les masses d'air vers l'équateur : ce sont les alizés. On peut assister dans cette région à des phénomènes divers qui dépendent de la position de l'équateur géographique par rapport à la ceinture dépressionnaire. Si celle-ci est très près de l'équateur, les alizés des deux hémisphères se rencontrent et forment une région de calmes équatoriaux. Par contre, si la ceinture est située loin de l'équateur (par exemple au nord), les alizés de l'hémisphère opposé (l'hémisphère sud) vont traverser l'équateur et, sous l'influence de la force de Coriolis, vont changer de direction pour se diriger depuis l'équateur vers les tropiques dans la direction nord-ouest : c'est la mousson. Ces vents sont importants car ils sont associés au transport de masses d'air très chargées en humidité depuis les régions équatoriales vers les régions tropicales. Le phénomène El Niño s'inscrit dans ce cadre de circulation : une mer trop chaude à l'équateur empêche la mousson de s'établir et assèche la partie ouest de l'océan pacifique tandis qu'elle inonde la partie est.

Au-dessus des pôles, les ceintures anticycloniques laissent la place à des ceintures dépressionnaires. Elles donnent lieu à l'établissement d'une circulation autour des pôles que l'on appelle le vortex polaire (beaucoup plus marqué dans la région polaire éclairée).

Lorsqu'on s'élève en altitude, les ceintures anticycloniques subtropicales se rapprochent de l'équateur ainsi que la ceinture dépressionnaire équatoriale, et les jets streams deviennent les vents dominants.

Le jet stream

Ces vents sont associés aux inhomogénéités horizontales de température. En effet, ainsi que la figure II-9 le suggère, la distance horizontale entre deux isobares est fonction de l'épaisseur de la couche ΔZ et de la pente de la surface isobare tg α .

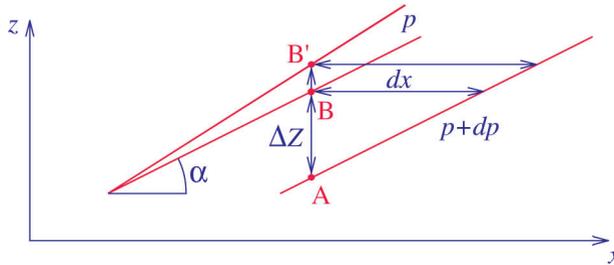


Figure II-9 : schéma de principe de la mise en place d'un cisaillement de vent en présence d'un gradient de température

Si aucune variation de température n'est observée horizontalement, les surfaces sont parallèles et les vitesses sont les mêmes aux point A et B. Par contre, si un gradient de température est observé horizontalement, les surfaces isobares ne sont plus parallèles et les vitesses aux point A et B' sont différentes. On a alors apparition d'un cisaillement de vitesse sur la composante dirigée dans la direction perpendiculaire au gradient de température. Dans l'atmosphère, on observe un fort gradient de température dans la direction nord-sud entre l'équateur et les pôles, et le vent dans la direction est-ouest a une composante qui croît avec l'altitude, du fait du signe du gradient ; c'est le jet stream. Comme le vent dépend fortement de l'inhomogénéité de température, il apparaît que le jet stream est moins fort dans l'hémisphère estival que l'hémisphère hivernal.

b. La circulation méridienne

Dans ce qui précède, nous avons supposé que le transport vertical est négligeable et nous avons ainsi pu dégager les structures principales de la circulation atmosphérique. Toutefois, le transport vertical existe et joue un rôle non négligeable dans l'équilibre des masses d'air.

En effet dans la troposphère, de l'air chauffé dans la région de la ceinture dépressionnaire tropicale s'élève en altitude et est dévié vers l'est sous l'effet de la force de Coriolis lors de son ascension (dans l'hémisphère nord). Cet air est remplacé par de l'air provenant d'une latitude supérieure, descendant et qui se déplace dans la direction sud-ouest (dans l'hémisphère sud). Ce mouvement général donne naissance aux cellules de Hadley qui agissent entre l'équateur et la ceinture anticyclonique située à moyenne latitude (figure II-8). Au nord de cette cellule, on trouve la cellule de Ferrel qui fonctionne en sens inverse en transportant l'air depuis cette ceinture anticyclonique vers la ceinture dépressionnaire subpolaire. Ce système de convection puise l'énergie nécessaire en transformant la chaleur en énergie cinétique, et de fait il est grandement contrôlé par l'énergie solaire.

La circulation méridienne dans la basse stratosphère est gouvernée par la circulation troposphérique et notamment les cellules de Hadley (figure II-8). En effet, alors que la cellule de Hadley dans l'hémisphère estival disparaît presque complètement, la cellule de Hadley de l'hémisphère hivernal transfère de l'air troposphérique vers le haut et vers le pôle entre la tropopause et 25 km environ. On considère qu'environ 35 à 40 % de la masse stratosphérique est ainsi régénérée. Cependant, il existe un autre processus qui agit dans le sens d'un transfert de matière et qui est lié au changement de saisons : la tropopause se déplace en latitude avec les saisons de telle manière que la stratosphère hivernale entre 30 et 55° gagne de la matière.

Comme nous l'avons vu, la haute stratosphère est gouvernée par le chauffage associé à l'absorption du rayonnement par l'ozone et le refroidissement par le rayonnement du dioxyde de carbone. La stratosphère chaude d'été s'élève donc en altitude du fait d'un accroissement des températures et traverse l'équateur pour se déverser dans la stratosphère d'hiver, formant ainsi un mouvement à une seule cellule, qui s'inverse au changement de saison. Ces grands mouvements de masse d'air affectent la répartition de l'ozone : l'ozone est majoritairement produit dans la région des tropiques qui est la plus éclairée, mais il est ensuite transporté par les mouvements convectifs et se répand dans toute la stratosphère. On arrive ainsi à trouver le maximum de concentration de l'ozone dans la région polaire de l'hémisphère estival, loin de sa zone de production.

5. LES MARÉES ATMOSPHÉRIQUES

Le phénomène de marée gravitationnelle est connu de tous pour son effet sur l'élément liquide à la surface de la Terre, mais il est beaucoup moins connu pour les effets qu'il a sur l'élément solide (la croûte terrestre) et sur l'élément gazeux (atmosphère). La force de gravitation qu'exerce la Lune sur la Terre a pour conséquence de déplacer la masse d'air avec une périodicité fondamentale égale à la durée d'un jour lunaire, soit 24 heures 57 minutes environ. Cependant l'effet de marée est maximal lorsqu'il y a alignement ou opposition, ce qui arrive deux fois par jour lunaire et en conséquence, la marée gravitationnelle lunaire est dominée par la composante semi-diurne qui a une période de 12 heures 25 minutes.

Concernant le Soleil, l'action la plus marquante est liée à l'éclairement. Le chauffage de la basse atmosphère associé à l'absorption par l'ozone du rayonnement tend à créer des différences de températures et de pression entre la face éclairée et la face dans l'ombre, qui ont pour effet de créer un système de vent pour réduire les gradients. Ces champs de vitesse et de pression constituent le phénomène de marée thermique solaire, qui se propage jusque dans la thermosphère. Dès 1799, Von Humboldt enregistrait des variations de la pression barométrique qui s'accordaient bien avec une périodicité de douze heures. Ces variations correspondent à une marée de période fondamentale égale à la durée du jour solaire (24 heures) avec, comme dans le cas de la marée gravitationnelle, une composante semi-diurne extrêmement forte (temps correspondant à une transition jour-nuit).

L'ensemble des deux phénomènes constitue les marées atmosphériques. Comme le mouvement apparent du Soleil et de la lune se fait de l'est vers l'ouest et que ces marées dépendent des temps locaux (solaire ou lunaire), on observe un même déplacement d'est en ouest de ces marées.

Ces phénomènes se caractérisent donc par des ondes qui se propagent horizontalement et verticalement, et dont l'amplitude croît avec l'altitude. Ces ondes peuvent se développer suivant deux modes ; on trouve d'une part les ondes internes, non dissipatives, qui ont une longueur d'onde verticale finie et qui transportent l'énergie vers les altitudes supérieures sans dissipation et d'autre part les ondes évanescentes, dissipatives, qui ont une longueur d'onde verticale infinie et qui ne transportent pas d'énergie.

Ces ondes de marées jouent un rôle particulièrement important aux altitudes ionosphériques (chapitre VI). Elles sont en outre à l'origine de la variation diurne du champ magnétique, que nous exposerons plus loin dans ce chapitre.

III. L'IONOSPHERE TERRESTRE

Cette partie de l'atmosphère sera un objet central de ce livre. Nous proposons ici une description morphologique, sans entrer dans les détails des mécanismes qui conduisent à sa formation. Ceux-ci seront développés aux chapitres V et VI. Au-dessus de 80 km, l'atmosphère se décompose en sa partie neutre - la thermosphère - et sa partie ionisée : l'ionosphère.

La découverte de l'ionosphère résulte d'un processus lent en plusieurs étapes. Les variations diurnes du champ magnétique étaient connues depuis le XVII^e siècle, mais Gauss (1839) en attribuant ces variations à une source externe à la Terre, a spéculé sur l'existence d'une couche conductrice dans l'atmosphère. Le mécanisme suggéré est extrêmement simple : le déplacement des masses d'air par les vents entraîne la couche conductrice au travers du champ magnétique terrestre. Il en résulte une force électromotrice et un champ induit.

Stewart (1882) a repris cette idée pour proposer une théorie dite de la dynamo terrestre qui expliquait les variations journalières. La théorie atomique n'en était qu'à ses balbutiements et Thomson n'avait pas encore découvert l'électron.

Cette fin du XIX^e siècle est également marquée par l'explosion de la théorie électromagnétique et les premières tentatives de communication radio. En 1901, Marconi réussit la première liaison radio transatlantique. Etant donné la courbure de la Terre, cette liaison n'est rendue possible que grâce à une déflexion des ondes dans l'atmosphère. Toutefois, le phénomène de diffraction des ondes, qui prévaut dans l'atmosphère, ne permet pas d'expliquer l'ampleur de cette déflexion. Heaviside et Kennely, reprenant l'idée de Stewart, suggérèrent alors la présence d'une couche conductrice remplie de charges libres qui jouent le rôle de miroir pour les ondes électromagnétiques.

L'idée émerge alors que cette couche pourrait résulter du rayonnement ultraviolet solaire, signifiant par là que le Soleil aurait un contrôle sur le pouvoir défecteur de la couche.

Cette théorie d'une couche de charges libres a été soumise à controverses pendant une vingtaine d'années. En 1925, Appleton et Barnett démontrèrent l'existence de cette couche en étudiant la réflexion des ondes électromagnétiques de différentes fréquences par un procédé interférométrique ; cette découverte fut très rapidement confirmée par Breit et Tuve qui effectuèrent un sondage en envoyant des impulsions radio. Les deux expériences permirent d'estimer la hauteur à laquelle la couche se situe, et ceci marqua les débuts de la physique ionosphérique. En 1929, Watson-Watt suggéra que l'on appelle cette couche *ionosphère*.

A la suite de ces découvertes, différents travaux théoriques sont menés pour comprendre comment la couche peut réfléchir et comment elle se forme.

Appleton et Hartree (1931) proposent une théorie de la propagation des ondes électromagnétiques dans les plasmas. Lorsqu'une onde se propage dans un milieu ionisé et magnétisé comme l'est l'ionosphère, elle peut être réfléchie dans deux cas.

D'abord, l'onde peut subir une réflexion lorsque sa pulsation est égale à la pulsation de plasma du milieu, donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad \text{II-63}$$

où m_e et e sont la masse et la charge de l'électron, ϵ_0 la constante diélectrique, et n_e la concentration électronique (voir Annexe III).

Ce type de réflexion correspond à un mode ordinaire, par analogie avec l'optique cristalline, et ne dépend que des propriétés du milieu (concentration).

Ensuite, la présence d'un champ magnétique, avec une direction privilégiée (correspondant à la direction de la ligne de champ), introduit la possibilité d'une réflexion pour les ondes dont la pulsation ω vérifie :

$$\begin{cases} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_H}{\omega} & \text{si } \omega_H < \omega \\ \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\omega_H}{\omega} & \text{si } \omega_H > \omega \end{cases} \quad \text{II-64}$$

où $\omega_H = \frac{eB}{m_e}$ est la fréquence cyclotronique électronique dans le champ magnétique ambiant B .

Ce sont les modes extraordinaires.

La mesure des fréquences de réflexion donne alors un moyen puissant de déterminer la concentration du milieu.

Appleton, en faisant des sondages de l'ionosphère avec des fréquences variables, a mis en évidence des couches successives caractérisées par des niveaux de fréquences de réflexion, et donc de concentration, très différentes.

Ces premières mesures constituent les premiers sondages par le procédé de l'ionosonde dont l'ionogramme de la figure II-10 ci-dessous représente un exemple.

On a tracé en abscisse la fréquence à laquelle l'onde est réfléchiée et en ordonnée, l'altitude à laquelle la réflexion a eu lieu : l'altitude est déterminée en mesurant le temps de propagation de l'onde dans l'atmosphère.

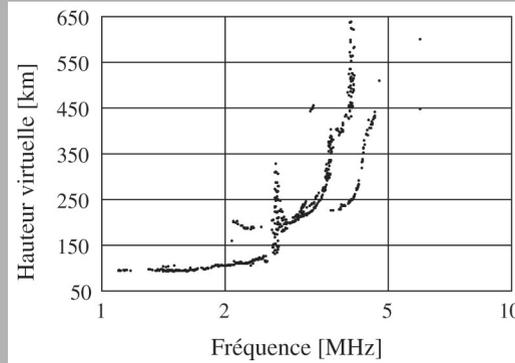


Figure II-10 : ionogramme pris en été à la verticale de Tromsø (crédit : M. Rietveld)

Sur cette figure, on distingue très nettement une couche de réflexion vers 110 km, correspondant à un maximum de 2,8 MHz et une seconde couche vers 260 km avec un maximum de 4,8 MHz. La première couche est bien marquée alors que la seconde est plus diffuse.

Appleton (1947) a repéré les couches qu'il avait découvertes en leur donnant une lettre : *D*, *E* et *F*. Sur le présent ionogramme, on distingue la couche *E*, la plus basse, et la couche *F*, la plus haute.

En parallèle, Chapman (1931) a proposé une théorie simple qui permet d'expliquer la formation de ces différentes couches. Essentiellement, cette théorie se fonde sur un équilibre photochimique entre des créations liées à l'ionisation des constituants neutres par le rayonnement solaire et des pertes dues à des réactions chimiques de recombinaison. Nous présenterons dans le chapitre V cette théorie des couches de Chapman, qui a amorcé l'étude de l'ionosphère sur un plan théorique.

Depuis, les sondages de l'ionosphère se sont accrus et les techniques de mesures ont considérablement évolué pour permettre une mesure des paramètres du plasma autres que la concentration électronique.

La nomenclature d'Appleton est toujours d'actualité, même si elle a subi quelques raffinements.

La figure II-11 donne l'allure de la variation de la concentration électronique en fonction de l'altitude depuis sa limite basse jusqu'à la région d'interface avec la magnétosphère.

L'atmosphère en dessous de 60 km possède des particules ionisées, mais en quantité extrêmement faible. Si on compare la concentration électronique de la figure II-11 aux concentrations des constituants atmosphériques de la figure II-3, on constate que le taux d'ionisation (rapport de la concentration ionique à la concentration neutre) est inférieur à 10^{-3} , faisant de l'ionosphère un gaz faiblement ionisé. Le taux croît avec l'altitude, mais les composants ionisés restent minoritaires jusqu'à très haute altitude (au-delà de 3000 km).

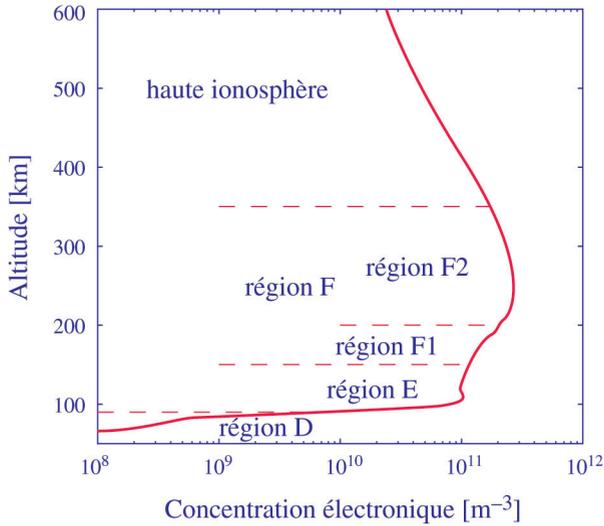


Figure II-11 : profil vertical typique de la concentration électronique

On a reporté les différentes couches ionosphériques.

Les couches qui structurent l'ionosphère, et que nous avons représentées sur la figure II-11, sont une illustration du couplage fort qui existe entre l'atmosphère, la magnétosphère et le Soleil.

Nous avons déjà vu l'influence du rayonnement solaire sur l'atmosphère, et que plus on s'élève en altitude et plus l'énergie des radiations qui agissent sur l'atmosphère croît. En fait l'ionosphère apparaît comme un prolongement logique de cette action du rayonnement sur l'atmosphère, mais à des énergies telles que des électrons peuvent être arrachés aux constituants neutres.

1. LA RÉGION D

C'est la couche de l'ionosphère la plus profonde dans l'atmosphère. Elle s'étend environ de 60 à 90 km d'altitude. C'est une région qui est mal connue. La chimie est rendue extrêmement complexe par la variété des éléments qui y sont présents, notamment les molécules hydratées (comme OH). Du rayonnement solaire qui parvient dans cette gamme d'altitude, seule la raie Lyman α (121,6 nm) de l'hydrogène a un pouvoir ionisant qu'elle exerce sur les molécules de monoxyde d'azote NO ; la raie est très intense, mais NO est un constituant ultra minoritaire de l'atmosphère (10^{-4} ppm). La concentration atmosphérique dans cette région est relativement importante et les électrons qui sont libérés par l'ionisation sont immédiatement captés par les molécules de l'atmosphère suivant un mécanisme d'attachement électronique qui donne naissance à un ion négatif. En conséquence, on ne trouve pas beaucoup d'électrons libres dans ce milieu où la concentration des ions négatifs est supérieure à la concentration des électrons. En dehors du rayonnement ultraviolet solaire, le rayonnement X compris entre 0,1 et 1 nm, ainsi que le rayonnement cosmique galactique sont des sources non négligeables de production d'ions dans la région D.

Cette région est également caractérisée par la présence d'ions métalliques qui résulte de l'échauffement intense de météorites qui pénètrent dans l'atmosphère.

On atteint de jour des concentrations de l'ordre de 10^8 particules par m^3 . En général, cette région ne subsiste pas la nuit lorsque le rayonnement a disparu, car les mécanismes réactionnels de recombinaison, prépondérants dans cette région, sont très rapides.

2. LA RÉGION E : LA RÉGION DYNAMO

Cette région s'étend au-dessus de la région *D*, de 85 km à 120 km environ. Les principaux composants de l'atmosphère dans cette région de transition homosphère-hétérosphère (ou mésosphère-thermosphère) sont N_2 , O_2 et O . Ces constituants ont des seuils d'ionisation autour de 12 eV : 12,1 eV pour O_2 , 13,6 eV pour O et 15,6 eV pour N_2 et sont par conséquent très sensibles aux radiations de longueurs d'onde inférieures à 100 nm. En fait, dans cette région, l'ion O_2^+ est celui qui a la concentration la plus importante car d'une part son seuil d'ionisation est très voisin de l'énergie de la raie Lyman β (102,7 nm) et du continuum de Lyman et d'autre part, les ions primaires O^+ et N_2^+ créés par le rayonnement solaire sont très rapidement transformés en ions NO^+ et O_2^+ (qui sont de fait les espèces majoritaires de la région *E*). Il est intéressant de remarquer que NO^+ est une espèce importante dans cette région alors que son parent neutre NO est une molécule toujours minoritaire dans l'atmosphère.

Cette région est caractérisée par un équilibre photochimique où les ions moléculaires O_2^+ et NO^+ ont leurs sources de production équilibrées par des réactions chimiques de recombinaison dissociative avec des électrons :



Cet équilibre donne à la couche un comportement proche de celui d'une couche α -Chapman (voir chapitre *V*). La concentration d'équilibre dans une telle couche est fortement dépendante de l'angle solaire zénithal χ qui impose le taux d'ionisation des espèces neutres. Un maximum de 10^{11} particules par m^3 est atteint de jour à 110 km environ et correspond principalement à l'ion moléculaire O_2^+ . Le rayonnement X entre 1 et 10 nm contribue également à l'ionisation de cette couche, mais son ampleur reste très limitée.

En fait cette couche caractérise le couplage de l'ionosphère avec l'atmosphère, le champ magnétique et la cavité magnétosphérique qu'il crée dans l'environnement terrestre (chapitre *VI*). En effet, au-dessus de 90 km, la fréquence cyclotronique des électrons est telle que le mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique devient prépondérant, contraignant les électrons à se mouvoir le long des lignes de champ en décrivant des hélices de rayon de base le rayon de Larmor électronique. Cette particularité entraîne un comportement différentiel entre les ions et les électrons, qui rend ainsi possible la circulation de courants électriques. On constate effectivement que la région *E* est le siège d'une électrodynamique intense. Dans les régions de basse et moyenne latitudes, les mouvements de marée de l'atmosphère imposent aux ions de se déplacer avec les neutres alors que les

électrons sont piégés par les lignes de champ magnétique et contribuent ainsi à créer un système de courants horizontaux dans cette région. En retour, ces courants induisent au niveau du sol des variations diurnes de l'intensité du champ magnétique, qui confirment l'hypothèse de Stewart sur la présence d'une dynamo atmosphérique. Pour cette raison, la région *E* est également appelée région dynamo.

Lorsque l'on se rapproche de l'équateur magnétique, les conductivités croissent de manière importante, du fait du faible angle solaire zénithal, et le champ magnétique devient horizontal en prenant une orientation approximativement nord-sud. Un courant intense d'orientation est-ouest prend alors naissance dans cette région équatoriale ; c'est l'*électrojet équatorial*.

Aux hautes latitudes, la situation est complètement différente. En effet, plus on se déplace vers les pôles magnétiques et plus les lignes de champ se rapprochent de la verticale, en s'ouvrant sur la magnétosphère lointaine. Un système complexe de courant reliant les régions magnétosphériques à l'ionosphère se met alors en place dans les régions aurorales. Une description plus précise de la magnétosphère et de son couplage avec l'ionosphère sera l'objet du chapitre *III* et nous n'entrerons donc pas dans des détails. Alors que dans les régions de basse et moyenne latitude les courants sont internes à l'ionosphère, aux hautes latitudes ces courants imposent des échanges importants de matière entre l'ionosphère et la magnétosphère. Une conséquence immédiate de ces échanges est la possibilité d'avoir des particules (électrons et protons principalement) d'énergies élevées qui précipitent dans l'atmosphère. Ces particules contribuent ainsi à la production des espèces ionisées dans l'ionosphère en jouant un rôle équivalent aux photons dans l'ionisation des composants neutres. La région *E* est sensible à ces précipitations pour des électrons d'énergie supérieure à 1 keV et des protons d'énergie supérieure à 10 keV environ.

Ces précipitations sont entre autre responsables des émissions lumineuses que l'on appelle aurores polaires (chapitre *VII*).

La région *E* est principalement créée par le rayonnement solaire et disparaît donc la nuit à cause de l'efficacité des mécanismes de recombinaison *II-65* et *II-66*. Toutefois en région aurorale, la présence des précipitations contribue à maintenir cette couche qui peut même s'avérer être la couche la plus dense de l'ionosphère lorsque des précipitations (électroniques essentiellement) très intenses et très énergétiques se produisent.

Lorsque les particules précipitantes ont des énergies supérieures au MeV, elles descendent jusque dans la région *D* où elles sont absorbées en produisant des ions moléculaires.

3. LA RÉGION F

C'est la région la plus dense de l'ionosphère avec une concentration qui culmine entre 10^{11} et 10^{12} particules par m^3 vers 250 km. C'est également la région dont l'extension spatiale est la plus importante, puisqu'elle s'élève au-dessus de la région *E* depuis 150 km jusqu'à 400 km environ.

On retrouve dans cette région les mêmes constituants neutres que dans la région *E*, mais avec des proportions qui ont considérablement évolué. En effet, l'oxygène atomique, qui est minoritaire en région *E* autour de son maximum de concentration, devient l'un des composants majoritaires de l'atmosphère au-dessus de 150 km (figure II-3), avec N₂. De ce fait, la chimie ionosphérique évolue considérablement par rapport à la région *E*.

Dans la région *F*, c'est le rayonnement ultraviolet en dessous de 90 nm qui est la source principale d'ionisation. Ce rayonnement produit les ions primaires O₂⁺, N₂⁺ et O⁺ avec un maximum de production pour les deux derniers ions qui se situe entre 150 et 200 km, dépendant de l'angle solaire zénithal.

Les mécanismes réactionnels prépondérants dans cette région sont les mécanismes d'attachement électronique sur les ions moléculaires que nous avons déjà présentés II-65 et II-66 ainsi que deux réactions de recombinaison moléculaire de l'ion O⁺ (mentionné pour la région *E*), qui détruisent l'ion atomique O⁺ :



Alors que la recombinaison électronique dépend uniquement de la concentration des composants ionisés, les recombinaisons moléculaires dépendent fortement de la concentration des neutres, et dans cette région la concentration des molécules N₂ et O₂ décroît fortement (un facteur ~10 entre 150 et 200 km) ; les vitesses de réactions (chapitre VI) des mécanismes chimiques impliqués dans l'équilibre chimique de cette région n'ont donc pas la même évolution.

Dans un équilibre chimique, c'est la réaction la plus lente qui conditionne l'équilibre, et on trouve que les vitesses de réactions entre les deux types de recombinaisons se croisent autour de 200 km ; les recombinaisons moléculaires étant plus rapides que les recombinaisons électroniques en dessous de cette limite (situation de la région *E*). En conséquence, la région *F* se structure suivant la chimie qui est prépondérante et on est amené à introduire deux sous-couches par rapport à la nomenclature introduite par Appleton : la région *F1* inférieure et la région *F2* supérieure.

a. La région F1

Cette couche s'étend depuis la région *E* jusqu'à la région de transition des mécanismes réactionnels, soit environ 200 km. Toutefois, cette zone de transition peut fluctuer et conduire à une disparition de la couche si la transition s'effectue au sommet de la région *E*.

Dans cette région, les recombinaisons moléculaires étant les plus rapides, les ions O⁺ sont consommés. On trouvera donc comme espèces majoritaires les ions moléculaires O₂⁺ et NO⁺. Cette région est peu affectée par les phénomènes de diffusion et à l'instar de ce qui se passe dans la région *E*, les ions sont en équilibre chimique. Cependant, comme la concentration de l'oxygène moléculaire O₂ décroît très vite et que NO⁺ est créé à partir de l'oxygène atomique O qui devient prépondérant, l'ion moléculaire NO⁺ est l'espèce majoritaire de cette région. Cette couche disparaît la nuit pour des raisons identiques à celles qui conduisent à la disparition de la région *E*.

Les collisions entre les ions et les espèces neutres décroissent au rythme de la décroissance de la concentration neutre. Au-dessus de 150 km environ, dans la région *F1*, ces fréquences de collisions deviennent négligeables devant les fréquences cyclotroniques ioniques dans le champ magnétique terrestre. Le champ magnétique organise alors le mouvement des ions, comme il le fait pour les électrons depuis 90 km d'altitude : les ions sont contraints à s'enrouler en hélice autour des lignes de champ magnétiques, et en régions aurorales où les lignes de champ sont quasiment verticales, ceci se traduit par un transport horizontal entièrement contrôlé par le champ magnétique, alors que le transport vertical reste libre. Par conséquent, les conditions de dynamo de la région *E* disparaissent et les ions et les électrons ont un mouvement commun qui peut être différent de celui des espèces neutres. Les causes d'un mouvement différentiel entre les espèces chargées et les neutres sont de deux natures différentes :

- d'abord les lignes de champ magnétiques piégeant les ions, ces derniers ne sont plus entraînés par les vents thermosphériques ;
- ensuite la présence d'un champ électrique horizontal \vec{E} entraîne une dérive des ions dans la direction $\vec{E} \wedge \vec{B}$ alors que les espèces neutres ne sont pas soumises à cette dérive.

Il se produit en conséquence un échauffement des espèces ioniques qui résulte de leur friction sur les neutres (effet Joule), ainsi que nous le verrons plus loin. Comme les vitesses de réaction dépendent fortement de la température ionique, la zone de transition entre la région *F1* et la région *F2* peut se déplacer en altitude : ce déplacement se fait toujours dans le sens d'une élévation de la zone de transition car les mécanismes de recombinaisons moléculaires sont plus efficaces à température élevée.

b. La couche F2

Au-dessus de la transition, la recombinaison moléculaire s'amenuisant, la concentration en ion atomique O^+ croît avec l'altitude, pendant que celle des ions moléculaires décroît.

En fait, l'interface entre la région *F1* et la région *F2* est marquée par la transition entre les ions moléculaires et les ions atomiques, les ions atomiques dominant au-dessus de cette transition.

La croissance de la concentration en ion O^+ se poursuit tant que la diffusion reste négligeable. Le pic de concentration de l'ion O^+ , qui se situe vers 250-300 km, correspond à un équilibre entre les mécanismes chimiques, qui prévaut en dessous du pic, et la diffusion, qui domine au-dessus du pic. Au-dessus du maximum, la concentration décroît donc ; cette décroissance se poursuit loin dans la magnétosphère que ces ions contribuent ainsi à remplir.

En plus des ions O^+ , on trouve des ions minoritaires comme N^+ issu d'une ionisation dissociative de N_2 et He^+ créé par l'ionisation de l'hélium He.

4. LA HAUTE IONOSPHERE

Au-dessus de la région *F*, la composition de l'ionosphère continue d'évoluer. Si comme l'hélium, l'hydrogène est ionisé dans la région *F*, son taux de production est négligeable en comparaison de celui induit par le mécanisme d'échange de charge avec l'ion O^+ . En effet, les atomes d'hydrogène et d'oxygène ont un potentiel d'ionisation extrêmement voisin qui facilite les échanges d'électrons entre espèce ionisée et espèce neutre (voir chapitre *IV*) :



Comme la concentration en hydrogène atomique décroît moins vite que la concentration en oxygène atomique, et que l'ion O^+ est l'espèce majoritaire au-dessus de la région *F*, la réaction *II-69* se traduit par une production d'ions H^+ à haute altitude. Cette production fait croître la concentration de l'ion H^+ tant qu'elle est prépondérante sur la diffusion, ce qui est vrai jusqu'à 600 km environ.

L'évolution de la concentration en ion hydrogène au-dessus de la région d'équilibre entre chimie et diffusion est très différente suivant la latitude à laquelle on se trouve.

A basse et moyenne latitude, l'ionosphère est connectée à la magnétosphère interne (la plasmasphère) dont les lignes de champ restent proches de la Terre. Ces lignes de champ définissent des volumes appelés tubes de champ que vont remplir les ions ionosphériques. Plus ces lignes de champ sont près de la Terre et plus les tubes qu'elles engendrent représentent un petit volume. La diffusion des ions d'origine ionosphérique aboutit assez rapidement à un remplissage de ces tubes, et impose des conditions d'équilibre hydrostatique dans les tubes.

Dans ce cas, l'ion majoritaire est en équilibre hydrostatique, et les ions minoritaires peuvent diffuser au travers de l'ion majoritaire qui reste fixe. On constate alors que la concentration en ions H^+ croît au-dessus de la transition sous l'effet de la diffusion et de la condition de remplissage du tube. La zone de production constitue un réservoir quasiment inépuisable pour l'ion H^+ ; en conséquence, la diffusion continue fait croître la concentration des ions hydrogène dans le tube. A une certaine altitude, cet ion devient prépondérant sur l'ion O^+ dont la concentration décroît. Dès que l'ion H^+ devient majoritaire, les conditions de diffusion ne sont plus remplies et cet ion s'établit en équilibre hydrostatique ; sa concentration décroît alors au-dessus de la transition. Cette zone de transition entre ions lourds et ions légers peut se trouver à très basse altitude (dans la région de production) lorsque l'on se déplace vers l'équateur ou à très haute altitude (> 3000 km) lorsque l'on se déplace vers les régions aurorales.

Aux hautes latitudes, la situation est très différente. Le vent solaire interagit avec le champ magnétique terrestre et étire les lignes de champ magnétique en les emportant très loin dans le côté nuit (chapitre *III*), pouvant même les ouvrir sur l'environnement interplanétaire. Les volumes engendrés alors par les lignes de champs deviennent énormes, voire infinis. Dans ce cas, les conditions d'équilibre de pression ne peuvent plus être établies et on assiste à un écoulement permanent des ions d'origine terrestre vers la magnétosphère lointaine : c'est le vent polaire (voir chapitre *VI*). Ces ions sont perdus, et la magnétosphère agit alors comme un aspirateur forçant la diffusion à commencer à très basse altitude.

Dans ce cas, la diffusion devient très rapidement prépondérante devant la production et les ions minoritaires sont aspirés vers les hautes altitudes, faisant ainsi décroître leur concentration. Cette aspiration est d'autant plus forte que la masse est faible, car la force de gravité s'oppose beaucoup moins à l'aspiration ; elle privilégie donc les ions légers H^+ et He^+ . Les ions lourds O^+ et N^+ peuvent être maintenus captifs dans le champ de gravité tant que les conditions de pression ne les poussent pas à migrer vers les hautes altitudes.

L'ion H^+ du fait de cette aspiration reste minoritaire jusqu'à très haute altitude (> 6000 km). Il peut éventuellement devenir majoritaire si un nombre faible d'ions O^+ a été transporté vers la magnétosphère.

On assiste donc dans cette région de la haute ionosphère à un mécanisme semblable à celui qui prévaut dans l'atmosphère : les ions légers flottent au-dessus des ions lourds. Cette région est également appelée la protonosphère et est la région de transition de l'ionosphère vers la magnétosphère. Le mécanisme d'aspiration que nous avons présenté sera repris plus loin, mais nous pouvons d'ores et déjà mentionner qu'il est étroitement lié à un champ électrique de polarisation qui s'établit dans le plasma ionosphérique en raison de la plus forte mobilité des électrons par rapport aux ions. Le champ électrique accélère les ions minoritaires vers le haut et tire les ions majoritaires qui, bien qu'en équilibre hydrostatique, voient leur hauteur d'échelle croître par rapport à celle qu'ils auraient s'ils étaient seuls. La hauteur d'échelle qu'ils prennent s'appelle hauteur d'échelle du plasma et est la même pour l'ion majoritaire et les électrons, afin de maintenir la neutralité du plasma.

5. LA STRUCTURE THERMIQUE DE L'IONOSPHERE

La source principale de l'ionosphère est le rayonnement solaire, qui peut être supplanté en région aurorale par les précipitations d'origine magnétosphérique. On estime que la création d'une paire ion-électron "consomme" en moyenne 35 eV. Lors de la création de cette paire, l'électron, plus mobile, emporte l'essentiel de l'énergie et, étant donné le seuil d'ionisation (~ 15 eV), on constate que les électrons créés ont des énergies qui dépassent largement l'énergie thermique des constituants atmosphériques ($k_b T_\infty \approx 0,1$ eV, pour $T_\infty = 1000$ K). Ces électrons, dits suprathermiques, vont dégrader leur énergie en entrant en collision avec les particules présentes dans le milieu. Les mécanismes les plus efficaces pour leur faire perdre leur énergie sont d'abord les collisions ionisantes avec les constituants neutres : les électrons issus d'une ionisation et qui ont une énergie suffisante peuvent à leur tour ioniser des neutres ; c'est la production d'électrons secondaires. Ensuite, les électrons qui n'ont pas une énergie suffisante pour ioniser peuvent avoir des collisions inélastiques avec les constituants neutres qu'ils placent dans des états excités ; c'est le mécanisme à l'origine des aurores. Enfin, à basse énergie (< 10 eV), les électrons suprathermiques peuvent dégrader leur énergie sur les électrons thermiques, qui sont la population d'électrons constituée par les électrons suprathermiques qui ont perdu leur énergie pour atteindre un niveau proche de l'énergie thermique du milieu.

Cette dégradation d'énergie se traduit donc par deux mécanismes de chauffage : chauffage des neutres par thermalisation des électrons suprathermiques et chauffage des électrons

thermiques. A leur tour, les électrons thermiques peuvent perdre leur énergie ainsi acquise en entrant en collision avec les neutres (collisions inélastiques) ou avec les ions (collisions coulombiennes élastiques). Enfin, les ions dégradent l'énergie reçue des électrons en entrant en collision à leur tour avec les espèces neutres. On constate que l'on a un mécanisme "à tiroirs" de diffusion de l'énergie dans le milieu avec un puits d'énergie très important constitué par les espèces neutres.

Ce mécanisme complexe de transfert d'énergie va entraîner une structure complexe pour l'ionosphère où vont se côtoyer des populations (neutres, ions et électrons) de températures différentes. A basse altitude, jusqu'à environ 120 km (régions *D* et *E*), les espèces neutres sont en concentration suffisante pour absorber toute l'énergie qui diffuse dans le milieu par le biais des électrons suprathermiques ; les ions et les électrons ont alors une température identique et égale à celle de l'atmosphère neutre : on dit qu'ils sont thermalisés. Au-dessus de 120 km, le chauffage devient plus important que les collisions sur l'atmosphère neutre et les électrons thermiques voient leur température croître et s'éloigner de celle des neutres. Les ions par contre, sont toujours thermalisés par les neutres.

Autour du maximum de concentration électronique de la région *F2* (~250 km), les collisions élastiques entre ions et électrons peuvent influencer sensiblement la température électronique. Si la concentration des électrons est trop importante, la dégradation d'énergie des électrons sur les ions qui sont toujours thermalisés par les neutres peut entraîner une décroissance de la température : les électrons perdent leur énergie sur les neutres au travers des ions.

Au-dessus du pic de la région *F2* la conduction thermique, qui est très importante chez les électrons, vient s'ajouter dans le bilan thermodynamique des électrons ; il en résulte une température qui croît continûment avec l'altitude au-dessus de 250 km. Cette situation perdure jusqu'à 400 km environ : les ions ont la même température que les neutres tandis que les électrons ont une température qui croît avec l'altitude.

Au-dessus de 500 km, les collisions entre ions et neutres deviennent comparables, en fréquence, aux collisions entre ions et électrons. Il s'établit alors, pour les ions, un équilibre d'énergie entre perte sur les neutres et chauffage par les électrons. Cet équilibre conduit la température ionique à se détacher progressivement de la température exosphérique neutre pour se rapprocher de la température électronique.

IV. LE CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE

Gauss (1835) a démontré que le champ magnétique terrestre \vec{B} pouvait s'écrire comme le gradient d'un potentiel scalaire. Son analyse du champ magnétique terrestre l'a amené à envisager la possibilité de deux sources distinctes pour le champ magnétique, l'une interne à la Terre et l'autre externe :

$$\vec{B} = - \vec{\nabla} \Phi = - \vec{\nabla} (\Phi_i + \Phi_e)$$

où Φ_i représente le potentiel magnétique dû aux sources internes à la Terre et Φ_e le potentiel dû aux sources externes. A partir des chaînes de magnétogrammes qu'il avait développées avec Weber, Gauss a ensuite montré (au travers d'une analyse en composantes sphériques du potentiel jusqu'à l'ordre 24) que ce champ était presque entièrement interne à la Terre et qu'il était principalement dipolaire.

Depuis lors, les techniques de mesures ont considérablement évolué, mais ont toutes confirmées l'analyse que Gauss avait faite du géomagnétisme. On convient aujourd'hui de distinguer deux contributions au champ magnétique : le champ moyen et le champ de variation. Ce dernier est lié à des mécanismes induits par l'interaction entre le vent solaire et l'environnement magnétisé de la Terre et s'avère important à haute altitude, n'apportant qu'une faible contribution au champ magnétique au niveau du sol. Ce champ de variation correspond dans l'analyse de Gauss aux contributions externes à la Terre et les sources de cette contribution sont des courants qui circulent dans l'ionosphère (effet dynamo). Dans ce paragraphe nous nous limiterons au champ moyen, dont la cause est purement interne à la Terre.

1. LA DYNAMO INTERNE ET LE CHAMP DE GAUSS

L'origine du champ magnétique terrestre est extrêmement spéculative (plusieurs théories se sont succédées) car l'incapacité à sonder le cœur de notre planète rend toute vérification impossible. Cependant, les dernières approches se fondent sur la présence, au cœur de la Terre, d'un noyau fluide et bon conducteur. Ce noyau serait soumis à des courants de matière, notamment sous l'effet de la convection d'origine thermique. Ces courants entraîneraient par effet dynamo l'apparition de forces électromotrices et d'un champ magnétique induit. Toutefois, ce problème de magnétohydrodynamique en milieu dense, que sous-tend cette théorie, n'a pas pu être résolu complètement. En effet, le champ magnétique terrestre est très dynamique et le dipôle induit évolue au cours du temps et dans l'espace : on note des variations d'intensité locales et de longues périodes d'inversion de l'axe du dipôle (période de champ inverse), elles-mêmes perturbées par des périodes plus courtes d'inversions (phénomène d'inversion), que le paléomagnétisme a mis en évidence.

L'analyse en composantes sphériques permet de séparer le comportement global du champ magnétique des irrégularités locales.

Le champ à la surface de la Terre apparaît être le champ d'un dipôle magnétique de moment magnétique $8 \cdot 10^{15} \text{ T m}^3$, incliné par rapport à l'axe des pôles géographiques d'un angle de $11,5^\circ$ et excentré de 460 km (distance du centre du dipôle au centre de la Terre) de telle manière que le pôle nord magnétique (qui d'un point de vue magnétostatique correspond à un pôle sud) se trouve au nord du Canada ($277,57^\circ\text{E}$, $81,34^\circ\text{N}$) et que le pôle sud se trouve en Antarctique, près de la Terre Adélie ($126,43^\circ\text{E}$, $74,05^\circ\text{S}$).

Les irrégularités correspondent dans l'analyse aux termes non dipolaires, et peuvent ne pas être négligées devant le terme principal. Ainsi les deux plus fortes perturbations se situent en Eurasie (perturbation positive) et dans l'Atlantique à l'ouest de l'Afrique (perturbation négative), avec des moments magnétiques qui atteignent environ la moitié du moment dipolaire ; mais leur effet est localisé.

La figure II-12 représente l'intensité du champ magnétique terrestre pour 1995. Cette carte est issue du modèle complet de champ magnétique et, on constate que la structure d'un champ dipolaire, qui donnerait des isoncontours circulaires, est particulièrement altérée par la contribution des termes non dipolaires. Entre autre sur cette figure, on devine la position des pôles nord et sud magnétiques et on note la présence de l'anomalie mentionnée dans l'atlantique sud sous la forme d'une excroissance dans les isocontours de l'intensité, avec un niveau d'environ la moitié de celui atteint au voisinage du pôle.

2. L'APPROXIMATION DIPOLAIRE

En supposant que le dipôle est centré, une simple rotation des axes permet d'aligner l'axe du dipôle sur l'axe des pôles géographiques. Nous pouvons alors étudier le dipôle en supposant que les deux axes sont confondus. Nous considérerons donc une représentation de l'espace en coordonnées sphériques (r, λ, ϕ) où ϕ est la longitude, λ la latitude et r la distance au centre de la Terre ; on définit également $\theta = 90 - \lambda$ la colatitude, qui représente l'angle que fait le vecteur \vec{r} avec l'axe du dipôle.

Si \vec{M} représente le moment dipolaire, le champ créé en un point P défini par $\vec{OP} = \vec{r}$ est :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\vec{M} \cdot \vec{r}) \vec{r} - r^2 \vec{M}}{r^5} \quad \text{II-71}$$

qui a pour composantes :

$$\begin{cases} B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2M \cos \theta}{r^3} \\ B_\lambda = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M \sin \theta}{r^3} \\ B_\phi = 0 \\ B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}}{r^3} \end{cases} \quad \text{II-72}$$

On constate que le champ est de symétrie axiale autour de l'axe du dipôle, et antisymétrique par rapport au plan équatorial. On définit $B_\theta = -B_\lambda$, composante obtenue en orientant les angles par rapport à l'axe du dipôle.

Les lignes de champs magnétiques sont définies par :

$$\begin{cases} r \frac{d\theta}{B_\theta} = \frac{dr}{B_r} \\ d\phi = 0 \end{cases} \quad \text{II-73}$$

On obtient alors l'équation d'une ligne de champ :

$$r = r_0 \sin^2 \theta \quad \text{II-74}$$

où r_0 est la distance au centre de la Terre du point où la ligne de force traverse l'équateur.

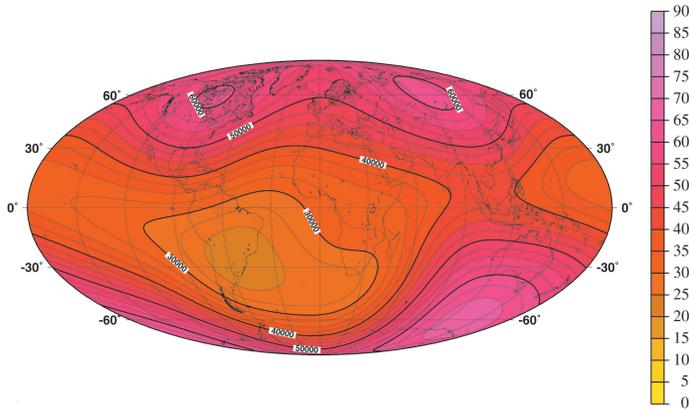


Figure II-12 : carte de l'intensité du champ magnétique terrestre (nT) telle qu'elle est obtenue avec le modèle de référence du champ magnétique IGRF95

La figure II-13 ci-dessous donne l'allure d'une ligne de champ donnée par l'équation II-74 dans un plan méridien quelconque. Etant donnée l'axisymétrie, nous n'avons tracé qu'une moitié de la ligne. L'autre moitié se déduit par symétrie par rapport à l'axe du dipôle (axe vertical sur la figure).

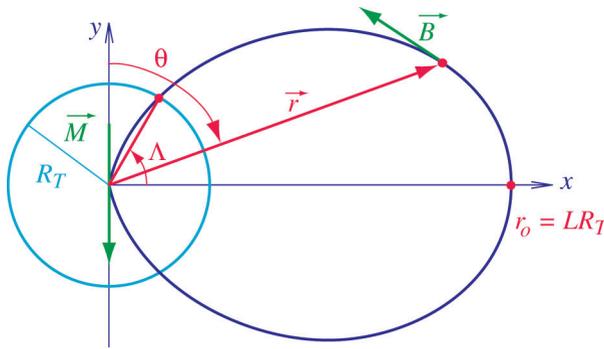


Figure II-13 : tracé d'une ligne de champ dans un plan méridien

L'axe du dipôle \vec{M} est aligné avec l'axe des ordonnées. Rigoureusement, il n'est pas exact de tracer les lignes de champ au voisinage du dipôle, l'approximation dipolaire n'étant plus exacte. Néanmoins, nous les figurons ici pour faire apparaître clairement la signification des coordonnées Λ et θ .

3. SYSTÈME DE COORDONNÉES MAGNÉTIQUES

On a représenté sur la figure II-13 la trace de la surface de la Terre, dans le plan méridien choisi. Pour une ligne de champ donnée, il existe une latitude pour laquelle la ligne de champ rencontre la surface de la Terre. Cette latitude est importante car seule la partie des

lignes de champ qui émerge de la Terre présente un intérêt. Si on note $L = \frac{r_o}{R_T}$, où R_T est le rayon de la Terre, alors cette latitude vaut :

$$\Lambda = \text{Arccos} \left(\frac{I}{\sqrt{L}} \right) \quad \text{II-75}$$

en ne considérant que la valeur positive, puisque le champ est antisymétrique par rapport au plan équatorial, la ligne de champ est symétrique par rapport à ce même plan. Le paramètre L , que l'on appelle paramètre de Mac Illwain, donne la distance au centre de la Terre en unité de rayon terrestre. Λ représente la latitude du lieu où le pied de la ligne de force se trouve.

On constate qu'il y a équivalence entre la détermination de Λ et celle de L . On peut alors caractériser la position de la ligne de champ indifféremment par Λ ou L , dans le plan méridien choisi.

Etant donné un point $P(r, \lambda)$, on a alors :

$$\begin{cases} L = \frac{r}{\cos^2 \lambda R_T} \\ \Lambda = \text{Arccos} \left(\sqrt{\frac{R_T}{r}} \cos \lambda \right) \end{cases} \quad \text{II-76}$$

En un point de la surface de la Terre, on a évidemment : $\Lambda = \lambda$.

Comme le champ organise fortement le transport, surtout en région aurorale, la connaissance de Λ peut s'avérer être plus importante que la connaissance de λ . En effet, on pourra relier des phénomènes correspondant à une même ligne de force, donc à une même valeur de Λ , alors que des phénomènes se produisant à même latitude λ n'auront aucun lien entre eux.

En se fondant sur cette représentation dipolaire, on peut donc définir un système de coordonnées magnétiques. D'après ce que nous venons d'écrire, il est évident que dans un plan méridien donné, tout point peut être représenté par la latitude Λ , appelée latitude invariante, et par sa distance géocentrique r . Si de plus, on se donne comme référence, le plan méridien qui passe par le Soleil, on peut alors définir le temps magnétique local (TML) comme étant l'angle horaire que fait le plan méridien du point avec le plan méridien de référence, compté positivement d'ouest vers est. Ainsi 12 TML caractérise un point se trouvant dans le plan méridien contenant le Soleil, et situé entre le pôle et le Soleil ; 0 TML caractérise un point situé dans ce même plan mais à l'opposé du Soleil par rapport au pôle.

La latitude invariante et le temps magnétique local sont les deux paramètres les plus importants de ce système car ils sont associés à la fois au magnétisme terrestre et à l'ensoleillement, et par conséquent sont bien définis pour caractériser le couplage entre le Soleil et la Terre.

V. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté tous les acteurs qui contribuent à l'équilibre de la structure ionosphérique. En particulier, nous avons mis l'accent sur le rôle capital que remplit le rayonnement photonique solaire sur l'équilibre de l'enveloppe gazeuse entourant la Terre, notamment au travers d'une chaîne de processus photochimiques qui conduit à enrichir l'atmosphère en éléments importants pour l'équilibre du système terrestre. Ceci concerne évidemment l'ozone à moyenne altitude, qui maintient une température élevée dans la stratosphère en nous protégeant des rayonnements néfastes, mais également tous les composants ionisés de la haute atmosphère, qui créent la coquille conductrice ionosphérique autour de la Terre.

Ces manifestations d'un couplage fort entre le Soleil et la Terre sont l'évidence de la nécessité de replacer le système Terre dans un environnement plus global mais ils ne permettent pas d'appréhender la complexité de ce couplage. En effet, dans la description que nous avons faite de l'atmosphère, nous avons négligé un aspect important du chapitre I : le Soleil éjecte des particules chargées qui entraînent le champ magnétique solaire dans l'environnement interplanétaire. Si nous nous limitons aux considérations précédentes de l'interaction entre le Soleil et la Terre, cette dernière offrirait alors un obstacle simple au vent solaire : la coquille conductrice étant une équipotentielle, les particules du vent solaire seraient déviées à son voisinage proche, et donc à celui de la Terre ; or les observations ont montré que la déviation des particules du vent solaire s'effectue à une dizaine de rayons terrestres de notre planète environ. La raison réside en fait dans la présence d'un champ magnétique intrinsèque, qui apparaît ainsi comme une composante prépondérante du couplage.

Nous avons décrit dans ce chapitre la nature du champ terrestre et l'influence qu'a l'ionosphère sur les variations diurnes par exemple. Cependant en retour, le champ magnétique ne laisse pas indifférent les particules chargées du plasma ionosphérique qui voient leur mouvement contraint à la fois par l'atmosphère et le champ magnétique dans lesquels elles baignent, avec comme conséquence de structurer un peu plus l'ionosphère. Le couplage atteint son paroxysme avec ce champ magnétique dont la force est telle que son influence s'étend bien au-delà des limites de l'ionosphère, constituant ainsi le véritable obstacle aux particules chargées du vent solaire.

Le chapitre III décrit cette interaction du champ terrestre avec le vent solaire, qui est à l'origine de la cavité magnétosphérique. On montrera dans ce chapitre que cette cavité contribue à canaliser l'énergie du vent solaire et à en diriger une partie vers l'ionosphère et l'atmosphère, faisant du couplage Soleil-Terre un triptyque vent solaire/magnétosphère/atmosphère-ionosphère dont la complexité n'est actuellement pas maîtrisée. L'étude du comportement dynamique de ce système global est l'un des défis actuels, notamment au travers des programmes de météorologie spatiale qui essaient de caractériser l'influence que ce système peut avoir sur les activités humaines et de prévenir les risques associés à ce couplage.

VI. RÉSUMÉ

L'atmosphère terrestre est stratifiée en altitude. A sa base, la composition est d'environ 72 % d'azote moléculaire et de 18 % d'oxygène moléculaire et reste constante dans l'homosphère qui s'étend jusque vers 90 km. Dans cette région, l'atmosphère se subdivise en :

- la troposphère entre le sol et 15 km environ où les phénomènes météorologiques se développent et qui est le domaine privilégié de la vapeur d'eau ;
- la stratosphère entre 15 et 50 km environ où l'ozone est le composant caractéristique qui, par l'absorption du rayonnement UV en dessous de 300 nm, provoque l'échauffement du gaz atmosphérique ;
- la mésosphère entre 50 et 80 km où le gaz carbonique et le refroidissement adiabatique entraînent une décroissance de la température atmosphérique.

Au-dessus de cette région, et jusque vers 500 km, se situe l'hétérosphère qui est une région de composition variable où les constituants atmosphériques les plus légers "flottent" au-dessus des constituants les plus lourds. Ainsi l'oxygène atomique devient le constituant majoritaire alors qu'il n'est pas un composant natif de l'atmosphère (il est produit par photodissociation de l'oxygène moléculaire), puis l'hydrogène atomique devient le composant prépondérant. Cette région coïncide avec la thermosphère qui est la région d'absorption du rayonnement UV en dessous de 150 nm. Cette absorption résulte en un fort échauffement de la température atmosphérique qui peut atteindre des valeurs supérieures à 1000 K en période de forte activité solaire. Lorsqu'on s'élève en altitude, cette température tend de manière asymptotique vers une valeur appelée température exosphérique.

Cette valeur limite est atteinte dans l'exosphère, une région où les concentrations sont si tenues que l'on peut considérer qu'il n'y a plus de collisions.

Dans la mésosphère et la thermosphère, le rayonnement solaire (ainsi d'ailleurs que les précipitations de particules présentes dans la magnétosphère) est susceptible de provoquer l'ionisation des constituants atmosphériques neutres et crée ainsi une couche conductrice appelée ionosphère, qui entoure la Terre.

L'ionosphère est divisée en différentes régions :

- la région *D* en dessous de 80 km, où les ions négatifs prédominent ;
- la région *E* entre 85 et 150 km, où dominent les ions moléculaires positifs (principalement O_2^+ et NO^+) ;
- la région *F1* entre 150 et 200 km, qui assure la transition entre ions moléculaires (principalement NO^+) et ions atomiques (principalement O^+) ;
- la région *F2* où l'ion O^+ est l'espèce majoritaire et qui est caractérisée par la transition entre les mécanismes photochimiques (en dessous) et les mécanismes de diffusion (au-dessus) ;
- la haute ionosphère où l'ion H^+ devient prépondérant après sa création par échange de charge avec l'ion O^+ puis sa diffusion dans cet ion.

La Terre possède par ailleurs un champ magnétique qui, près de la surface (jusqu'à quelques rayons terrestres), est dominé par la source interne qui s'apparente à un dipôle magnétique dont l'amplitude du champ créé est voisine de 0,5 Gauss ($5 \cdot 10^{-4}$ T) à la surface du globe.

Le couplage entre le vent solaire, décrit au chapitre *I*, l'atmosphère, l'ionosphère et ce champ magnétique est à l'origine de la magnétosphère telle qu'elle est décrite dans le chapitre *III*. L'étude des mécanismes conduisant à la création de l'ionosphère sera détaillée au chapitre *V* tandis que les chapitres *VI* et *VII* présenterons la nature de ces couplages qui se développent dans l'environnement terrestre au sein de la cavité magnétosphérique.

VII. BIBLIOGRAPHIE

Pour cette introduction à la Terre, nous citerons trois références qui couvrent les grands aspects présentés dans ce chapitre.

En premier lieu, même s'il est un peu ancien : « *Aeronomy* », de P. Banks et G. Kockarts est incontournable dans la description de la structure atmosphérique (Academic Press, 1973).

Ensuite, un ouvrage récent plutôt orienté vers la planétologie comparée : « *Theory of the planetary atmosphere* », J.W. Chamberlain et D.M. Hunten (Academic Press, 1989). L'ouvrage fait une présentation simple mais très complète des principaux phénomènes atmosphériques qui permet d'aborder le problème expérimental du sondage d'une atmosphère planétaire par des moyens optiques.

Enfin, un ouvrage orienté vers les problèmes d'échanges globaux dans le système Terre-atmosphère, avec un accent mis sur des composants comme l'eau et l'ozone : « *The upper atmosphere : data analysis and interpretation* », Dieminger, Hartmann et Leitinger ed. (Springer, 1995).

Pour les questions liées aux problèmes de datation et à la position du soleil, nous citons l'excellent site Web du bureau des longitudes : www.bdl.fr/index.html.

Chapitre III

FORMATION DE LA MAGNÉTOSPHERE

Au cours des premiers chapitres, nous avons mis en place les acteurs de notre ballet. Le Soleil, en premier lieu, qui produit un flux de photons, le *spectre solaire*, et un flux de particules, le *vent solaire*. La Terre, en second lieu, dont le champ géomagnétique serait celui d'un dipôle en l'absence du vent solaire. Le but de ce chapitre est d'étudier l'interaction du vent solaire - et du champ magnétique interplanétaire qui lui est associé - avec le champ géomagnétique. Ces acteurs sont représentés sur la figure III-1.

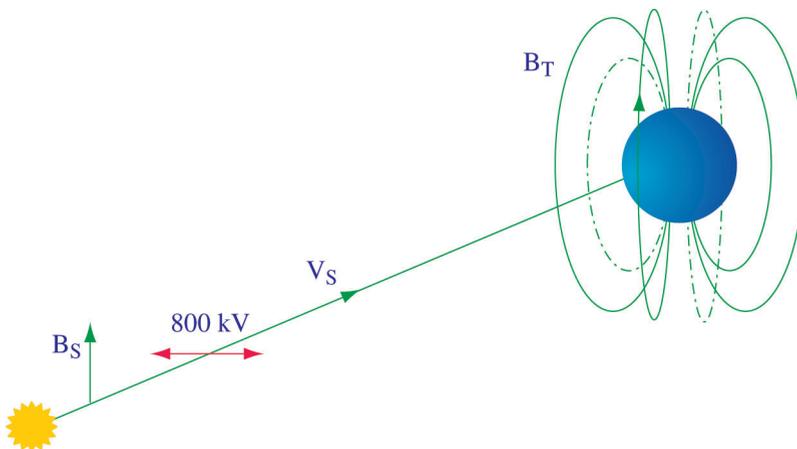


Figure III-1 : B_T représente le champ magnétique terrestre, B_S le champ magnétique interplanétaire, et V_S le vent solaire

Nous prendrons pour commencer l'exemple simple d'un vent solaire avec un champ magnétique interplanétaire dirigé vers le nord, sans composante est/ouest, ni composante parallèle au mouvement des particules. Nous négligerons aussi l'effet d'arrosoir de jardin, de sorte que le vent solaire arrive parallèlement à la direction Soleil-Terre avec une vitesse de 400 km.s^{-1} . Nous négligeons le champ électrique interne de rappel dans le vent solaire, car il n'a que peu d'influence sur les phénomènes que nous voulons décrire ici.

Les particules du vent solaire, à l'approche de la Terre, sont freinées par le champ géomagnétique. Elles sont déviées, à environ 10 rayons terrestres en amont de notre planète, qu'elles enferment dans une cavité appelée la magnétosphère. La frontière de la magnétosphère est cependant poreuse, et une partie du vent solaire se retrouve à l'intérieur de cette cavité côté nuit, d'où les particules peuvent être accélérées vers la Terre.

Le milieu magnétosphérique, très dilué, est principalement régi par les lois de l'électromagnétisme : les interactions fluides peuvent à bien des égards y être négligées sans nuire à la compréhension des phénomènes. Aussi, la première partie de ce chapitre consistera-t-elle en quelques rappels d'électromagnétisme. Puis, nous détaillerons les diverses parties de la magnétosphère, en entrant dans la physique des phénomènes (chaque fois que cela est possible simplement). Nous examinerons ensuite les premiers éléments de couplage entre la magnétosphère et l'ionosphère terrestre, puis les phénomènes très importants d'orages et de sous-orages magnétiques.

I. RAPPELS D'ÉLECTROMAGNÉTISME

I. COURANT

Si l'on considère une espèce s caractérisée par une fonction de distribution $f_s(\vec{r}, \vec{v})$ (voir annexe I) on peut définir le flux $\vec{\Phi}_s$ de particule de cette espèce en un point \vec{r} de la manière suivante :

$$\vec{\Phi}_s = \iiint \vec{v} f_s(\vec{r}, \vec{v}) d^3\vec{v} \quad \text{III-1}$$

$\vec{\Phi}_s$ est le flux de particules qui s'écoulent par unité de temps et de surface. On définit la vitesse moyenne de l'écoulement \vec{u}_s par :

$$\vec{u}_s = \frac{1}{n_s} \vec{\Phi}_s = \frac{1}{n_s} \iiint \vec{v} f_s(\vec{r}, \vec{v}) d^3\vec{v} \quad \text{III-2}$$

où n_s est la concentration de l'espèce s au point \vec{r} . En cette position, nous pouvons nous placer dans le référentiel local qui se déplace à la vitesse \vec{u}_s avec l'espèce s (référentiel inertiel). Une particule de vitesse \vec{v} dans le référentiel de départ (référentiel du laboratoire) a ainsi une vitesse \vec{c} dans le référentiel local, telle que :

$$\vec{v} = \vec{u}_s + \vec{c} \quad \text{III-3}$$

\vec{c} exprime le mouvement local d'une particule. Comme en général ce mouvement est caractérisé par de l'agitation thermique (mouvement brownien), on donne la dénomination de *vitesse thermique* à \vec{c} , qu'il ne faut pas confondre avec la vitesse d'agitation thermique (souvent aussi appelée vitesse thermique) que nous avons introduite au chapitre II. Il conviendrait de lui donner une appellation non ambiguë comme *vitesse particulière* (traduction du terme anglais "peculiar" souvent utilisé pour caractériser \vec{c}). Comme nous nous plaçons dans un référentiel local qui se déplace avec les particules, le flux de particules dans ce référentiel est nul.

On définit la densité (surfactive) de courant \vec{j} en un point en considérant le flux de particules de toutes les espèces en ce point pondérés par la charge de ces espèces :

$$\vec{j} = \sum_s q_s \vec{\Phi}_s = \sum_s q_s n_s \vec{u}_s \quad \text{III-4}$$

où q_s représente la charge de l'espèce s . Il est clair que les espèces étant animées d'une certaine dynamique, les grandeurs comme $\vec{\Phi}_s$, \vec{u}_s et \vec{j} sont des fonctions à la fois du temps t et de l'espace (dépendance en \vec{r}), mais pour des raisons de clarté, nous avons omis ces dépendances dans les écritures.

La densité de courant ainsi définie est un paramètre physique très important pour les milieux qui nous intéressent car, au travers de équations de Maxwell, il est source d'un couplage fort entre les particules chargées du plasma et les champs électromagnétiques. Dans cet ouvrage, nous traiterons presque exclusivement d'ions monochargés positivement, de telle sorte qu'on peut exprimer la densité de courant sous la forme suivante :

$$\vec{j} = e \left(\sum_i n_i \vec{u}_i - n_e \vec{u}_e \right) \quad \text{III-5}$$

où e représente la charge élémentaire. La somme porte sur tous les ions i présents dans le milieu, avec la propriété suivante entre les ions et les électrons (d'indice e) :

$$n_e = \sum_i n_i \quad \text{III-6}$$

qui est la caractéristique de neutralité d'un plasma, globalement vérifiée dans les milieux géophysiques.

Dans le Système International, la densité de courant s'exprime en $A \ m^{-2}$ et elle est définie positive dans le sens de déplacement des ions positifs. Toutefois, cette densité de courant n'est représentative que d'un mouvement relatif des électrons par rapport aux ions et nous pouvons donc aussi bien avoir des déplacements des ions et des électrons dans la même direction, mais avec des amplitudes différentes, que des déplacements dans des directions différentes. Le premier cas se rencontre lorsqu'une force appliquée ne dépend pas du signe de la particule, tandis que le second se rencontre lorsqu'une force agit différemment en fonction de la polarité de la charge.

2. LES ÉQUATIONS DE MAXWELL

Les milieux de l'environnement sont soumis à diverses sources électriques et/ou magnétiques. Le vent solaire, tout d'abord, constitué principalement de protons et d'électrons, porte en lui son propre champ magnétique, le *champ magnétique interplanétaire*. Le *champ géomagnétique* est celui de la Terre. L'interaction de ces deux sources naturelles conduit à la formation de la magnétosphère, et à la génération de champs électriques qui se projettent jusque dans les basses couches atmosphériques. C'est pourquoi la connaissance des

équations de Maxwell est indispensable à la compréhension des phénomènes aéronomiques. Il y sera fait appel aussi bien dans ce chapitre que dans celui consacré à la dynamique et aux couplages des diverses parties de l'environnement ionisé de la Terre.

La zone de l'espace soumise à l'influence de particules s'appelle un champ. La théorie des champs permet d'expliquer que les forces n'agissent pas à distance de façon instantanée, mais à travers le champ, avec une vitesse de propagation. Champ, potentiel et force sont donc trois notions étroitement liées. La présence d'une concentration de charges ρ engendre un *champ électrique* \vec{E} . L'*équation de Maxwell-Gauss* (ou équation de Poisson, bien que cette dénomination soit généralement appliquée à l'expression de cette équation avec un potentiel scalaire) s'écrit :

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{III-7}$$

où $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ est la permittivité du vide. A l'échelle des plasmas atmosphériques, la neutralité de charge étant vérifiée, le champ électrique engendré dans le milieu est dû à la polarisabilité du milieu et ne vérifie donc la loi précédente qu'à l'échelle microscopique. Cependant, il est possible d'avoir des séparations temporaires de charges qui sont alors source d'un champ électrique de rappel déterminé par l'équation III-7.

L'*équation de Maxwell-Ampère* caractérise la manière dont le déplacement des charges est susceptible de donner naissance à un *champ magnétique* \vec{B} :

$$\operatorname{rot}(\vec{B}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{III-8}$$

où $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ H m}^{-1}$ est la perméabilité magnétique du vide.

Comme il n'existe pas de monopole magnétique, il y a *conservation du flux magnétique* à travers toute surface, que traduit l'équation suivante :

$$\operatorname{div}(\vec{B}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{III-9}$$

Enfin, on peut caractériser l'évolution temporelle du champ magnétique associée à une variation spatiale du champ électrique avec l'*équation de Maxwell-Faraday* :

$$\operatorname{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{III-10}$$

II. LA MAGNÉTOSPHERE TERRESTRE

Le vent solaire est un déplacement de charges, qui peut être assimilé à un circuit filiforme. A l'approche de la Terre, il est soumis au champ géomagnétique. Dans le repère de la Terre, ce champ est variable dans l'espace. Dans le repère lié à une particule du vent solaire, le champ est variable en temps. La loi de Faraday III-10 montre que les charges sont freinées par le champ magnétique, et doivent le contourner en créant une surface conductrice : selon

cette loi, il n'y a pas de pénétration dans la magnétosphère côté jour. Cette surface de courant est appelée la *magnétopause*. Notons cependant que la définition de la magnétopause est encore un sujet ouvert de la recherche. En effet, il semble que les sources internes de création de courant aient été sous-estimées au cours de ces dernières années, en particulier l'influence des éclairs atmosphériques. Nous nous en tiendrons à l'approche classique de Chapman et Ferraro, des années 1930.

La magnétopause sépare la région dominée par le champ magnétique interplanétaire d'une région intérieure dominée par le champ géomagnétique. Cette partie interne s'appelle la *magnétosphère*. Côté jour, le champ magnétique interplanétaire (on peut encore dire "le vent solaire" puisque l'un est gelé dans l'autre) comprime la magnétosphère vers environ dix rayons terrestres. Côté nuit par contre, le vent solaire entraîne la magnétosphère en une longue queue de plusieurs dizaines de rayons terrestres. La forme du champ résultant de cette interaction n'est donc plus celle du dipôle, mais celle représentée sur la figure III-2. On peut comparer ce profil à celui d'une balle de fusil côté jour, qui s'étend en un long cylindre de rayon compris entre 25 et 30 rayons terrestres côté nuit. Sur les flancs est et ouest, la magnétopause se trouve à environ 15 rayons terrestres.

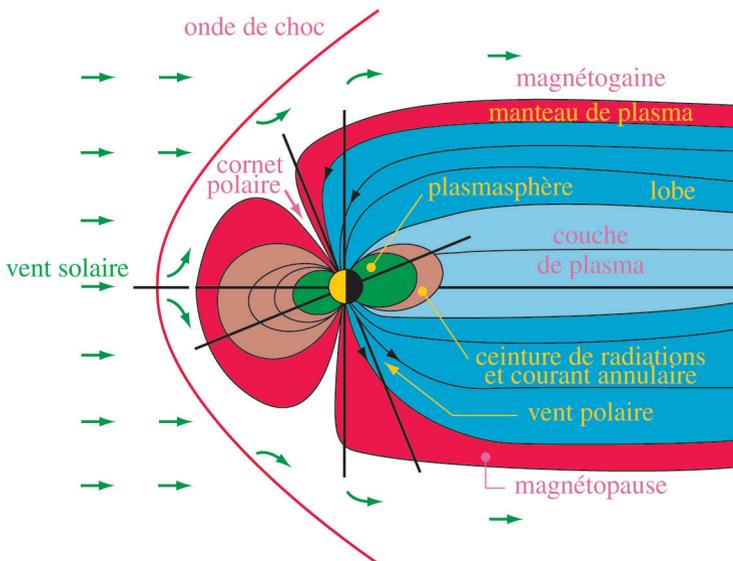


Figure III-2 : représentation de la magnétosphère, depuis la zone de choc, à une quinzaine de rayons terrestres en avant de la Terre, jusqu'à une trentaine de rayons terrestres côté nuit

Nous allons distinguer trois zones dans notre présentation.

- ◆ *La zone frontière* comprend la magnétopause elle-même, mais aussi, en amont, l'onde de choc et, entre ces deux régions, la nappe magnétosphérique ou magnétogaine. Les cornets polaires, zones où les lignes de force géomagnétiques se reconnectent directement dans la magnétogaine peuvent également à bien des égards être associés à cette zone frontière.

- ◆ *La magnétosphère externe* est constituée de la longue queue dans laquelle se côtoient deux entités distinctes, les lobes et le feuillet de plasma. Sa frontière avec la magnétopause forme le *manteau de plasma*.
- ◆ *La magnétosphère interne*, enfin, contient les fameuses ceintures de Van-Allen, ainsi que l'anneau de courant et la plasmasphère, en corotation avec notre planète.

Finalement, notre description ne serait pas complète si nous n'abordions pas dès maintenant les phénomènes de couplages qui nous préoccupent encore dans la suite de ce livre, à travers les courants alignés, la formation de l'ovale auroral ou les échanges particuliers au-dessus de la calotte polaire.

1. ZONE FRONTIÈRE DE LA MAGNÉTOSPHERE

a. Onde de choc et magnétogaine

Entre 2 et 4 rayons terrestres en avant de la magnétopause se trouve une interaction type *onde de choc*. Il ne s'agit pas d'un choc aérodynamique collisionnel, car la distance moyenne entre deux collisions de particules est de l'ordre de 10^8 km, c'est à dire 10000 fois le rayon de la Terre ! La même distance, dans l'air que nous respirons, est de l'ordre de 10^{-4} m. L'onde de choc est une interaction entre les champs magnétiques interplanétaire et terrestre, au cours de laquelle des ondes dites *ondes de plasma* sont excitées.

Entre cette onde de choc et la magnétopause se trouve une région dans laquelle, côté jour, le vent solaire est comprimé et chauffé. C'est la *magnétogaine*. Côté nuit, le vent solaire s'y accélère et se refroidit de nouveau, si bien qu'il a retrouvé ses caractéristiques initiales vers 100 à 200 rayons terrestres. Entre temps, comme nous le verrons, une partie est entrée dans la magnétosphère.

b. La magnétopause

La limite séparatrice entre vent solaire et champ magnétique terrestre est déterminée à partir d'un équilibre énergétique : côté vent solaire, l'énergie du plasma magnétisé est dominée par la composante cinétique, ainsi que nous l'avons déjà mentionné ; par contre côté terrestre, l'énergie est dominée par la composante magnétique. La limite est alors définie comme la surface d'équilibre de pression entre la pression dynamique du vent solaire qui vient buter sur l'obstacle terrestre d'une part, et la pression magnétique exercée par le champ magnétique terrestre d'autre part. Cette limite est appelée magnétopause, car elle détermine la région d'influence du champ magnétique terrestre. D'un point de vue mathématique, cette définition se traduit simplement par l'égalité suivante :

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{B_T^2}{2} = \kappa n m v^2 \cos^2 \theta \quad \text{III-11}$$

où B_T est le module du champ magnétique terrestre et n et v la concentration et la vitesse du plasma du vent solaire. κ est un paramètre qui quantifie la porosité de la magnétopause. Ainsi, $\kappa = 1$ caractérise une magnétopause très poreuse (pas de réflexion), et $\kappa = 2$

caractérise une magnétopause hermétique (réflexion totale) ; le coefficient 2 provient du fait qu'il y a alors réflexion totale et l'énergie cinétique est compté pour l'incidence et pour la réflexion. L'angle θ correspond à l'angle que fait localement l'écoulement du vent solaire avec la magnétopause. En fait, la résolution de l'équation III-11 fournit une relation entre un point de l'espace et la valeur de θ en ce point ; on obtient ainsi une représentation paramétrée de la surface de séparation.

Cette limite constitue une surface de discontinuité pour le champ terrestre (valeur B_T en deçà de la magnétopause et 0 au-delà) et pour la vitesse des particules du vent solaire (au moins en première approximation). En fait, quand les particules arrivent sur la surface, elles subissent une déviation induite par la force de Lorentz due au champ terrestre. Les ions et les électrons se séparent alors et un courant apparaît qui tend à s'opposer à la cause qui lui donne naissance (l'orientation du champ est elle que le courant est orienté du côté aube vers le côté crépuscule de la magnétosphère). Une nappe surfacique de courant se développe donc et l'équation III-8 montre qu'elle contribue à "écranter" le champ magnétique ; la magnétopause est le lieu de ce courant.

Cette nappe de courant peut être regardée comme la caractérisation de la déviation subie par les particules du vent solaire dans leur contournement de la magnétosphère. Toutefois, au cours de leur déviation, certaines particules rebroussement chemin, comme réfléchies littéralement par la magnétopause. Ces particules vont alors contribuer au développement de l'onde de choc en amont de la magnétosphère.

Dans l'équation III-11, l'égalité des deux termes se produit à environ 10 rayons terrestres dans la direction Soleil-Terre. La figure III-3 montre la comparaison des résultats du calcul avec les mesures de deux satellites (IMP-1 et Explorer 10). La mesure de la magnétopause est représentée par les croix, et celle de l'onde de choc par les points. Les distances sont mesurées en terme de rayon terrestre. On voit que l'accord est excellent sur toute la façade avant de la Terre !

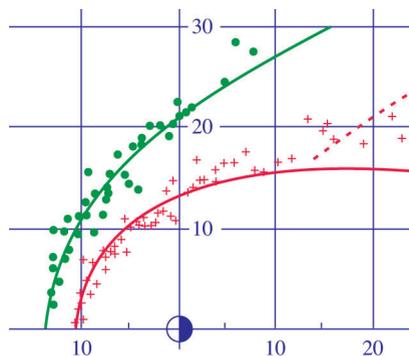


Figure III-3 : cette figure montre l'onde de choc (points) et la magnétopause (croix)

La magnétopause figurée en trait plein correspond au calcul présenté ci-dessus (source : Akasofu et Chapman, *Solar-Terrestrial physics*, Oxford Univ. Press, 1972, d'après Ness, Scarce et Seek, 1964)

La face avant de la magnétopause se trouve à environ 10 rayons terrestres. Cependant, cette distance est plutôt de 13 rayons terrestres en période d'activité solaire minimum, et de l'ordre de 6 lors d'événements solaires actifs (éruptions, éjections de masse coronale) ; sur ses flancs, la magnétopause se trouve à une quinzaine de rayons terrestres de la Terre. Côté nuit, elle prend la forme d'une queue de comète, dont la section droite a un rayon de l'ordre de 20 à 30 rayons terrestres. Pour donner un ordre de grandeur, la distance Terre–Lune est de 60 rayons terrestres.

Les observations montrent que la magnétopause n'est pas une frontière parfaitement imperméable. En effet, environ 0,5 % de la masse et de l'énergie incidentes, et environ 10 % du flux électrique du vent solaire peuvent la traverser.

c. Les cornets polaires

L'étude théorique du couplage entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre montre qu'il existe deux points neutres où le champ magnétique s'annule, situés au-dessus des pôles magnétiques ; on les appelle les *cornets polaires*. Ils séparent les lignes de force du champ géomagnétique fermées côté jour, de celles qui, côté nuit, s'écoulent dans la queue. Ces points sont des singularités mathématiques qui n'existent pas en tant que tel dans la réalité, mais correspondent plutôt à des zones limitées spatialement qui, à cause de la composante matin/soir du champ magnétique solaire, s'étendent de part et d'autre du méridien midi (le méridien géographique faisant face au Soleil), et sont distinguées en anglais selon le *cusp* le matin et le *cleft* le soir (figure III-14). Le chapitre sur les couplages montrera une analyse plus fine de ces cornets.

A haute latitude, le champ géomagnétique intercepte perpendiculairement la magnétosphère. Les particules chargées du vent solaire ne peuvent que tourner autour de ces lignes de force ouvertes. Elles se trouvent piégées et peuvent entrer dans l'atmosphère terrestre. Les cornets, points neutres, sont donc des portes d'entrées du vent solaire dans la cavité magnétosphérique.

d. Courant de Chapman-Ferraro

Pour les cornets polaires, nous nous sommes placés par l'esprit à grande distance de la Terre, et loin au-dessus des pôles. A présent, examinons le plan matin/soir au niveau équatorial. Le vent solaire, à l'approche de la Terre, « voit » le champ géomagnétique nord/sud qui crée une séparation de charge, selon la règle du « bonhomme d'Ampère ». Ainsi, davantage d'ions sont dirigés côté soir de la Terre, et davantage d'électrons côté matin. Ces particules ne peuvent pas traverser brutalement la cavité magnétosphérique car la magnétopause se comporte comme un obstacle infranchissable et il apparaît alors un champ électrique de rappel, qui traverse l'ensemble de la magnétosphère (figure III-4) et qui est à l'origine d'un courant dirigé de l'aube vers le crépuscule.

Ce courant s'appelle courant de Chapman-Ferraro et il est encore mal connu. Sur le schéma de la figure III-4, nous avons indiqué de façon brutale que les électrons externes se dirigent côté ouest et les ions côté est. Les mesures montrent que le mouvement réel est bien plus complexe.

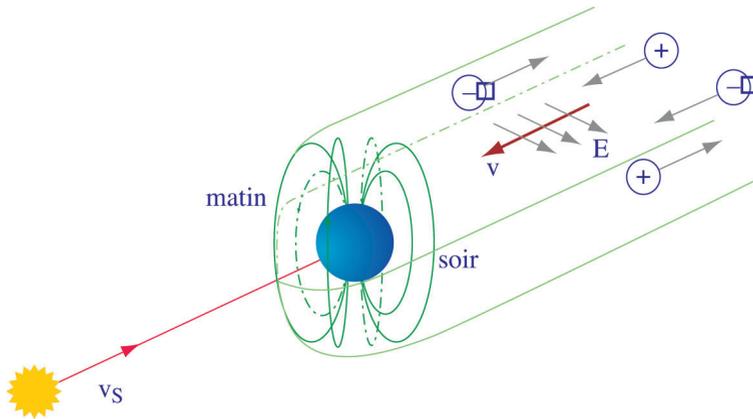


Figure III-4 : représentation schématique des courants de Chapman-Ferraro

2. LA MAGNÉTOSPHÈRE EXTERNE

a. Manteau et feuillet de plasma

Second point d'entrée dans la magnétosphère, la magnétopause elle-même est une frontière poreuse. Sur une épaisseur appelée *manteau de plasma*, qui enrobe la magnétosphère, des particules du vent solaire peuvent pénétrer à l'intérieur de la cavité magnétosphérique, et converger vers le plan central qu'on appelle *feuillet de plasma* ou *couche de plasma*. Ceci est particulièrement vrai côté nuit, où la vitesse des particules est parallèle aux lignes de force du champ géomagnétique.

Le feuillet de plasma est composé d'un plasma chaud globalement neutre. Il se trouve dans le plan équatorial, et a une épaisseur d'environ 3 à 7 rayons terrestres. Sa frontière proche se trouve vers 7 rayons terrestres de la Terre. La densité moyenne γ est de $3 \cdot 10^{-5}$ à $5 \cdot 10^{-5}$ particules par mètre cube. L'énergie des ions est typiquement de 2 à 5 keV, et celle des électrons de 0,5 à 1 keV. Elle constitue certainement la partie la plus dynamique de la magnétosphère. A mesure que l'on s'éloigne de la Terre, l'épaisseur du manteau de plasma augmente et il y a interpénétration du manteau et du feuillet à environ 100 à 200 rayons terrestres. Cette distance est parfois considérée comme le bout de la magnétosphère terrestre, bien que la queue de la magnétosphère ait été détectée par des mesures de champ magnétique à des distances supérieures à 1000 rayons terrestres.

Les sources du feuillet de plasma sont multiples. Il y a probablement une forte composante issue de ce point distant de reconnexion du manteau et du feuillet. Mais l'analyse de la composante ionique du feuillet montre qu'il puise également dans l'ionosphère terrestre.

Ainsi, en période calme, il est composé d'ions He^+ et H^+ , dont environ 20 à 30 % pourrait être d'origine ionosphérique. En période active, l'ion O^+ peut représenter jusqu'à 40 % de la composition totale entre 10 et 23 rayons terrestres ! L'origine terrestre de cet ion ne fait

aucun doute. Le processus d'échange, sur lequel nous reviendrons, s'appelle *courant aligné*. Enfin, il existe un échange entre le manteau de plasma et le feuillet, à travers le courant de traversée de queue que nous allons étudier ci-après.

Commençons tout d'abord par comprendre le mouvement global des particules dans le feuillet de plasma.

i. Convection dans le feuillet de plasma

Le développement auquel nous allons maintenant procéder est classique en électromagnétisme, et peut être appliqué à de très nombreuses situations. Il trouve ici une application géophysique très importante pour la compréhension de notre environnement ionisé. Dans un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{B} , en l'absence de collision, une charge q est soumise à la seule force de Lorentz :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad \text{III-12}$$

Quel est son mouvement ? Pour l'étudier dans un cas général, nous choisissons nos axes tels que \vec{B} soit porté par z , et \vec{E} par x et z : \vec{B} , le champ géomagnétique, plonge perpendiculairement dans le feuillet de plasma. Quant au champ électrique, nous supposons qu'il s'agit du champ électrique de traversée de la magnétosphère dû aux courants de Chapman-Ferraro, tel que montré sur la figure III-4, mais peut avoir une composante verticale. Cette géométrie est illustrée sur la figure III-5.

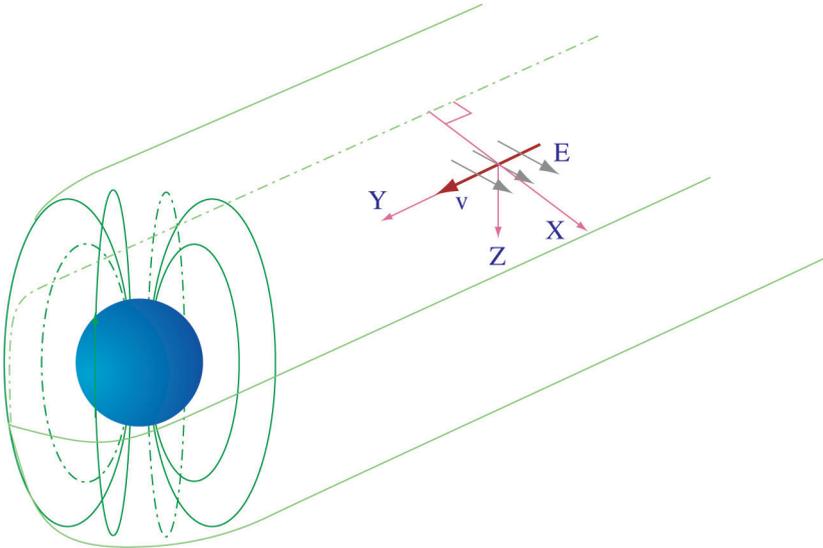


Figure III-5

Noter que le champ électrique E a une composante selon Z .

Nous supposons ces champs uniformes. Ceci est une hypothèse restrictive, et nous étudierons plus tard l'impact qu'a un gradient du champ magnétique. Examinons tout d'abord l'effet du champ magnétique seul, orienté le long de l'axe z . L'équation précédente se projette selon :

$$\begin{cases} m \frac{dv_x}{dt} = q B v_y \\ m \frac{dv_y}{dt} = -q B v_x \\ m \frac{dv_z}{dt} = 0 \end{cases} \quad \text{III-13}$$

D'ores et déjà, il ressort que v_z n'est pas affectée par le champ magnétique et reste égale à la composante suivant z de la vitesse initiale de la particule. Des deux premières équations, nous déduisons simplement :

$$\begin{cases} v_y = \frac{m}{qB} \frac{dv_x}{dt} \\ v_x = -\frac{m}{qB} \frac{dv_y}{dt} \end{cases} \quad \text{III-14}$$

En substituant v_x et v_y par leurs valeurs dans les dérivées, il vient :

$$\begin{cases} \frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x \\ \frac{d^2 v_y}{dt^2} = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y \end{cases} \quad \text{III-15}$$

Ainsi, une particule de charge q avec une vitesse initiale v_x nulle va subir une accélération le long de l'axe x . Dès lors se crée une force F_y qui tend à la ramener sur $-y$ (si la charge est positive) ou y (charge négative). Le résultat est alors une giration autour de l'axe z qui porte le champ magnétique, à la vitesse angulaire algébrique ω_c appelée *pulsation cyclotron* :

$$\omega_c = \frac{qB}{m} \quad \text{III-16}$$

Le sens de giration (et donc le signe de ω_c) dépend du signe de la particule mais toutes les particules décrivent des hélices à pas constant, ayant pour axe la direction du champ magnétique (le pas est déterminé par la valeur de la vitesse v_z le long de cet axe). Le mouvement dans le plan perpendiculaire à cet axe est un mouvement circulaire qui se fait à vitesse uniforme (la force magnétique n'apporte pas d'énergie à la particule). Si nous caractérisons la direction parallèle au champ par "///" et une direction quelconque dans le plan perpendiculaire par "⊥" (représentation courante en aéronomie car la direction parallèle à \vec{B} est une direction privilégiée), alors la vitesse des particules dans le plan perpendiculaire vaut :

$$v_{\perp} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \quad \text{III-17}$$

et le rayon de la trajectoire circulaire décrite dans un plan perpendiculaire :

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{|\omega_c|} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad III-18$$

On l'appelle rayon de Larmor. Les équations précédentes décrivent le mouvement des particules autour d'un centre guide qui se déplace à la vitesse uniforme v_z le long de l'axe z . Le mouvement d'une particule chargée est source d'un courant qui tend à s'opposer à la cause qui lui donne naissance, soit le champ magnétique. Dans un plan perpendiculaire, le mouvement de ces particules peut être assimilé à des spires de courant. Or on sait qu'une spire crée en son centre un champ magnétique perpendiculaire à son plan soit pour les particules, un champ parallèle au champ magnétique. La giration sera donc toujours décrite dans un sens qui contribue à décroître l'amplitude du champ magnétique.

A présent, ajoutons un champ électrique. Ce champ peut posséder une composante parallèle au champ magnétique, en raison de la complexité de la structure du vent solaire, dont il est issu. Nous choisissons les axes de telle sorte que la composante perpendiculaire du champ électrique soit portée par x (voir figure III-5) :

$$\vec{E} = E_x \vec{i} + E_z \vec{k} \quad III-19$$

où \vec{i} et \vec{k} sont les vecteurs unitaires des axes x et z (\vec{k} orienté pour être dans la même direction que \vec{B}). L'équation de la dynamique se projette alors de la manière suivante :

$$\begin{cases} m \frac{dv_x}{dt} = q B v_y + q E_x \\ m \frac{dv_y}{dt} = -q B v_x \\ m \frac{dv_z}{dt} = q E_z \end{cases} \quad III-20$$

L'intégration de ce système conduit à l'expression suivante des vitesses :

$$\begin{cases} v_x = v_{\perp} e^{i\omega t} \\ v_y = v_{\perp} e^{i\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)} \frac{E_x}{B} \\ v_z = \frac{qE_z}{m} t + v_{z0} \end{cases} \quad III-21$$

où v_{x0} , v_{y0} et v_{z0} sont les composantes de la vitesse initiale et $v_{\perp} = \sqrt{v_{x0}^2 + v_{y0}^2}$. Le mouvement de giration de Larmor obtenu est le même qu'en présence du champ magnétique seul. Mais il s'y superpose une vitesse de dérive du centre guide dans la direction $-y$ si E_x est positif, et $+y$ si E_x est négatif. Par ailleurs, nous voyons que le mouvement le long de l'axe z , qui porte le champ magnétique, est maintenant fonction de l'amplitude du champ électrique E_z . Le mouvement est donc la composition d'un mouvement rectiligne uniformément accéléré le long de l'axe du champ magnétique, d'un mouvement de giration autour de l'axe du champ magnétique et d'un mouvement rectiligne

uniforme à vitesse constante dans la direction perpendiculaire aux deux champs. Ce mouvement rectiligne est une solution particulière de l'équation différentielle donnée par le principe fondamental qui correspond à $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{0}$. Cette propriété ne peut être assurée que si la somme des forces qui s'applique à la particule est nulle soit d'après III-12 :

$$\vec{B} \wedge \vec{v} = \vec{E} \tag{III-22}$$

En multipliant vectoriellement à droite par \vec{B} , il vient alors :

$$\vec{v} B^2 - (\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B} = \vec{E} \wedge \vec{B} \tag{III-23}$$

Si nous considérons que la solution est un vecteur situé dans un plan perpendiculaire à \vec{B} , nous constatons alors que l'équation précédente se simplifie et donne l'expression de cette solution :

$$\vec{v} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2} \tag{III-24}$$

qui est bien indépendant du temps (puisque \vec{E} et \vec{B} le sont) et est situé dans un plan perpendiculaire au champ magnétique. Il faut insister sur le fait que cette vitesse est indépendante à la fois du signe de la charge, de l'amplitude de la charge et aussi de la masse de la particule ! Le signe de la charge agit sur le sens de giration autour de la ligne de force du champ magnétique. La masse influence le rayon de la giration. Mais le mouvement global du centre guide est le même pour toutes les particules. Ainsi, dans la configuration simple de la figure III-4, toutes les particules du feuillet de plasma sont contraintes de retourner vers la Terre avec la vitesse du centre guide définie par l'équation III-24. Cependant, les observations montrent que la réalité est plus complexe. Lorsque la composante nord/sud du vent solaire est orientée vers le sud, la direction des particules du feuillet de plasma se partage entre Terre et espace à 100 rayons terrestres, bien au-delà du point de reconnexion. Au-delà elles vont majoritairement à l'opposé de la Terre, et totalement à l'opposé de la Terre à partir de 180 rayons terrestres.

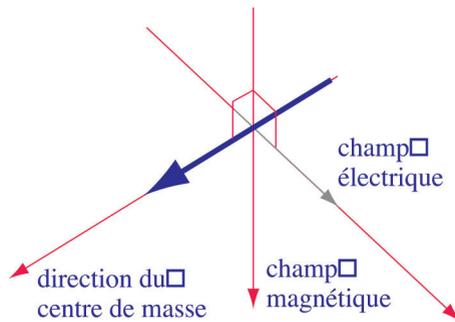


Figure III-6 : mouvement du centre de masse dans un champ magnétique et un champ électrique perpendiculaires

ii. Courant de traversée de queue

Nous allons maintenant étudier l'influence du gradient du champ géomagnétique sur les particules du feuillet de plasma. En raison de la configuration particulière du champ magnétique terrestre, nous allons prendre en compte un gradient du champ perpendiculaire au champ lui-même. Le gradient sera porté par l'axe y , et le champ magnétique par l'axe z . Nous allons chercher une vitesse de dérive. La raison pour laquelle il y a certainement une dérive peut se comprendre sur un dessin (figure III-7).

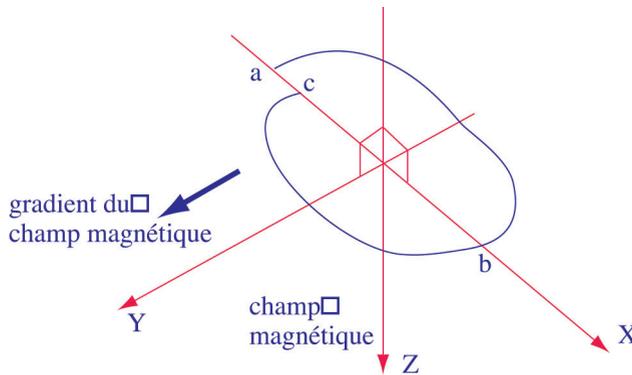


Figure III-7 : dérive de gradient dans un champ magnétique d'intensité variable

Supposons une charge en un point a . Cette charge est contrainte à tourner autour de la ligne de force du champ magnétique local, et se dirige par exemple vers les valeurs plus faibles du champ : son rayon de Larmor (équation III-18) s'allonge, ce qui influe sur ses coordonnées en x aussi bien qu'en y . En b , la charge revient vers des valeurs plus intenses du champ. Elle incurve donc son orbite. En c , elle se trouve dans un champ intense, la courbure de son orbite est maximale. La particule ne revient donc pas au point a : si la moyenne de sa trajectoire est nulle le long de l'axe y , ce n'est pas le cas le long de l'axe x , où l'orbite s'est allongée. Une particule de charge opposée subira un mouvement en sens opposé qui la conduira en un point symétrique de c : un courant est donc engendré.

Considérons qu'au niveau du centre guide, le champ \vec{B} est aligné selon $\vec{\mathcal{K}}$ et qu'il varie lorsqu'on se déplace dans un plan perpendiculaire tout en restant aligné le long de cet axe. La conservation du champ magnétique implique alors

$$\frac{\partial B}{\partial z} = 0 \quad \text{III-25}$$

où B est l'amplitude du champ le long de l'axe $\vec{\mathcal{K}}$. Par conséquent, en un point de l'espace proche du centre guide, le champ magnétique ne dépend que des composantes dans un plan perpendiculaire à l'axe et on peut donc se limiter à l'étude dans un plan perpendiculaire.

En supposant que l'inhomogénéité du champ soit faible, on peut approcher celui-ci par un développement limité à l'ordre 1 au voisinage du centre guide.

En un point situé en \vec{r} dans un plan perpendiculaire à l'axe du champ magnétique, nous aurons alors :

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_o \vec{k} + \left(\vec{\nabla} B \cdot \vec{r} \right) \vec{k} \quad \text{III-26}$$

où B_o est la norme du champ au centre guide. Comme \vec{r} et \vec{k} sont orthogonaux, nous pouvons écrire :

$$\left(\vec{\nabla} B \cdot \vec{r} \right) \vec{k} = \left(\vec{\nabla} B \wedge \vec{k} \right) \wedge \vec{r} \quad \text{III-27}$$

et par conséquent :

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_o \vec{k} + \left(\vec{\nabla} B \wedge \vec{k} \right) \wedge \vec{r} \quad \text{III-28}$$

En notant $\vec{\Omega}_o = \frac{q}{m} \vec{B}_o$, $\vec{\Omega} = \frac{q}{m} \vec{B}(\vec{r})$ et $\vec{\gamma} = \frac{q}{m} \vec{\nabla} B \wedge \vec{k} = \omega_c \frac{1}{B^2} \vec{\nabla} B \wedge \vec{B}$, le principe fondamental, appliqué à la particule de masse m et de charge q , peut être écrit sous la forme :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v} \wedge \vec{\Omega} = \vec{v} \wedge \vec{\Omega}_o + \vec{v} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{r}) \quad \text{III-29}$$

L'inhomogénéité est faible et elle n'induit qu'une perturbation par rapport à la trajectoire circulaire qui serait l'orbite décrite par la position \vec{R} et la vitesse \vec{V} . On peut alors poser :

$$\begin{cases} \vec{r} = \vec{R} + \vec{r}_\perp \\ \vec{v} = \vec{V} + \vec{v}_\perp \end{cases} \quad \text{III-30}$$

où \vec{r}_\perp et \vec{v}_\perp sont respectivement les perturbations sur la position et la vitesse. On les suppose du même ordre de grandeur que l'inhomogénéité, soit du même ordre de grandeur que $\vec{\gamma}$. On peut récrire l'équation sous la forme :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = \vec{V} \wedge \vec{\Omega}_o + \vec{v}_\perp \wedge \vec{\Omega}_o + \left(\vec{V} + \vec{v}_\perp \right) \wedge \left(\vec{\gamma} \wedge \left(\vec{R} + \vec{r}_\perp \right) \right) \quad \text{III-31}$$

Comme \vec{V} est une solution correspondant au mouvement circulaire induit par $\vec{\Omega}_o$, l'équation se simplifie et, en ne conservant que les termes d'ordre 1, elle devient :

$$\frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = \vec{v}_\perp \wedge \vec{\Omega}_o + \vec{V} \wedge \left(\vec{\gamma} \wedge \vec{R} \right) \quad \text{III-32}$$

Nous avons une équation différentielle du premier ordre avec un terme source $\vec{V} \wedge \left(\vec{\gamma} \wedge \vec{R} \right)$

qui ne dépend que du temps (au travers de \vec{R} et \vec{V}). La solution est donc la somme de la solution générale de l'équation sans second membre (sans terme source) et d'une solution particulière de l'équation avec ce terme source. Or l'équation sans second membre admet comme solution le mouvement de giration à ω_c , qui ne nous intéresse pas dans le cas présent. Pour l'éliminer, nous allons alors prendre la moyenne de l'équation sur une orbite (ou une période), ce qui revient à filtrer la solution et à ne conserver que les contributions

qui varient à des échelles de temps supérieures à la période T de l'orbite circulaire. Il vient alors :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} dt = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{v}_\perp \wedge \vec{\Omega}_o dt + \frac{1}{T} \int_0^T \vec{V} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) dt \quad III-33$$

Nous allons calculer le second membre ainsi obtenu. Par définition, nous avons $\vec{V} = \frac{d\vec{R}}{dt}$ et

donc en intégrant par parties :

$$\int_0^T \vec{V} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) dt = \left[\vec{R} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) \right]_0^T - \int_0^T \vec{R} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{V}) dt \quad III-34$$

Comme \vec{R} et \vec{V} correspondent à des orbites fermées, le terme entre crochet est nul. Par ailleurs, nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \vec{V} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) = (\vec{V} \cdot \vec{R}) \vec{\gamma} - (\vec{V} \cdot \vec{\gamma}) \vec{R} \\ \vec{R} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{V}) = (\vec{R} \cdot \vec{V}) \vec{\gamma} - (\vec{R} \cdot \vec{\gamma}) \vec{V} \end{cases} \quad III-35$$

ce qui nous permet d'établir :

$$\vec{\gamma} \wedge (\vec{R} \wedge \vec{V}) = (\vec{\gamma} \cdot \vec{V}) \vec{R} - (\vec{\gamma} \cdot \vec{R}) \vec{V} = \vec{R} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{V}) - \vec{V} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) \quad III-36$$

En intégrant, on trouve alors :

$$\int_0^T \vec{\gamma} \wedge (\vec{R} \wedge \vec{V}) dt = \int_0^T \vec{R} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{V}) dt - \int_0^T \vec{V} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) dt = -2 \int_0^T \vec{V} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) dt \quad III-37$$

d'après ce qui précède. Or dans un mouvement circulaire, le moment cinétique, qui est à un coefficient près le produit vectoriel de \vec{R} et \vec{V} , est constant. Par conséquent nous avons :

$$\int_0^T \vec{\gamma} \wedge (\vec{R} \wedge \vec{V}) dt = T \vec{\gamma} \wedge (\vec{R} \wedge \vec{V}) \quad III-38$$

Dans le mouvement circulaire, $(\vec{R}, \vec{B}, \vec{V})$ forme un trièdre direct, donc $\vec{R} \wedge \vec{V}$ est parallèle à \vec{B} mais de direction opposée. De plus, \vec{R} et \vec{V} ont des normes constantes dans un mouvement circulaire, ce qui nous permet de déduire :

$$\vec{R} \wedge \vec{V} = -\frac{r_L v_L}{B} \vec{B} = -r_L^2 \vec{\Omega}_o \quad III-39$$

D'où l'on établit finalement que :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \vec{V} \wedge (\vec{\gamma} \wedge \vec{R}) dt = \frac{r_L^2}{2} \vec{\gamma} \wedge \vec{\Omega}_o \quad III-40$$

et l'équation différentielle III-32 peut alors s'écrire, en introduisant la grandeur moyenne

$$\langle \vec{X} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{X} dt :$$

$$\left\langle \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} \right\rangle = \langle \vec{v}_\perp \rangle \wedge \vec{\Omega}_o + \frac{r_L^2}{2} \vec{\gamma} \wedge \vec{\Omega}_o \quad \text{III-41}$$

Pour des solutions dont la variations temporelle est grande devant T , nous pouvons écrire

$$\left\langle \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} \right\rangle = \frac{d\langle \vec{v}_\perp \rangle}{dt} \text{ et donc :}$$

$$\frac{d\langle \vec{v}_\perp \rangle}{dt} = \langle \vec{v}_\perp \rangle \wedge \vec{\Omega}_o + \frac{r_L^2}{2} \vec{\gamma} \wedge \vec{\Omega}_o \quad \text{III-42}$$

Cette équation présente la particularité d'avoir une force extérieure appliquée qui ne dépend pas du temps comme dans le cas précédent où un champ électrique constant était appliqué. Nous savons qu'il existe alors une solution indépendante du temps donnée par :

$$\langle \vec{v}_\perp \rangle = \frac{1}{q} \frac{r_L^2}{2} \frac{(\vec{\gamma} \wedge \vec{\Omega}_o) \wedge \vec{\Omega}_o}{\omega_c^2} \quad \text{III-43}$$

Or $\vec{\gamma}$ et $\vec{\Omega}_o$ sont orthogonaux ($\vec{\gamma}$ est dans le plan perpendiculaire à \vec{B}) et donc nous avons :

$$(\vec{\gamma} \wedge \vec{\Omega}_o) \wedge \vec{\Omega}_o = -\omega_c^2 \vec{\gamma} \quad \text{III-44}$$

Nous trouvons alors que la vitesse de dérive due à l'inhomogénéité vaut :

$$\langle \vec{v}_\perp \rangle = \frac{1}{q} \frac{r_L^2}{2} \vec{\gamma} = \frac{1}{q} \frac{r_L^2 \omega_c}{2} \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B}{B^2} \quad \text{III-45}$$

soit :

$$\langle \vec{v}_\perp \rangle = \frac{r_L v_\perp}{2q} \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B}{B^2} \quad \text{III-46}$$

ou en exprimant le rayon de Larmor :

$$\langle \vec{v}_\perp \rangle = \frac{m v_\perp^2}{2qB} \frac{\vec{B} \wedge \vec{\nabla} B}{B^2} \quad \text{III-47}$$

La dérive se fait par conséquent dans une direction orthogonale au gradient du champ ainsi que nous le pressentions. Cette dérive est induite par une force qui s'exerce sur la particule et qui vaut en moyenne :

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{m r_L^2}{2} \vec{\gamma} \wedge \vec{\Omega}_o \quad \text{III-48}$$

D'après la définition de $\vec{\gamma}$, nous avons :

$$\vec{\gamma} \wedge \vec{\Omega}_o = \frac{1}{B} (\vec{\nabla} B \wedge \vec{\Omega}_o) \wedge \vec{\Omega}_o = -\frac{\omega_c^2}{B} \vec{\nabla} B \quad \text{III-49}$$

et la force vaut donc :

$$\langle \vec{F} \rangle = -\frac{qr_L v_{\perp}}{2} \nabla B \quad \text{III-50}$$

Cette force est parallèle au gradient de champ magnétique et est situé dans la direction des champs forts.

Il apparaît ainsi nettement que cette dérive est génératrice d'un courant de gradient et qu'elle dépend de l'énergie des particules. Le courant ainsi généré dans le feuillet de plasma s'appelle *courant de traversée de queue*. Il se referme sur la magnétopause selon les flèches indiquées sur la figure III-8. Ainsi, nous pouvons mieux comprendre comment le manteau de plasma, alimenté par le vent solaire, constitue une source permanente du feuillet.

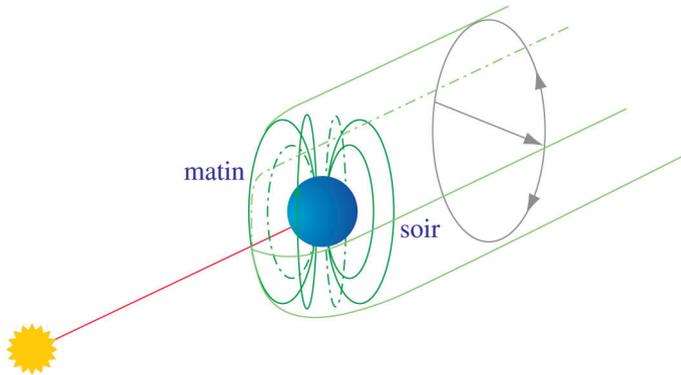


Figure III-8 : sur ce dessin, nous montrons la magnétopause et quelques lignes de force du champ géomagnétique proche

Le courant de traversée de queue est représenté par la flèche qui, dans le plan équatorial, traverse la magnétopause. Il se boucle autour de la magnétopause selon la boucle de courant telle que nous l'avons figurée à l'arrière de la magnétopause.

b. Les lobes magnétosphériques

La zone comprise entre le manteau et le feuillet de plasma s'appelle le *lobe de queue*. Les lignes de force du champ géomagnétique y sont quasiment parallèles jusqu'à de très grandes distances, et se reconnectent probablement au vent solaire à plusieurs centaines de rayons terrestres, constituant ainsi une source potentielle d'entrée particulière ou au contraire une porte de sortie. Elles sont orientées vers la Terre dans le lobe nord, et vers l'espace dans le lobe sud. La densité y est très faible : de l'ordre de 1000 ions par mètre cube, ce qui constitue le plus grand vide de l'environnement terrestre. En raison de la grande énergie magnétique liée au très faible nombre de particules, on pense que les lobes magnétosphériques peuvent aisément servir de lieu de stockage lors des événements explosifs de type sous-orages, étudiés plus loin.

3. LA MAGNÉTOSPHÈRE INTERNE

La magnétosphère interne concerne la partie allant du nez de la magnétosphère à des distances de 6 à 8 rayons terrestres côté nuit, mais n'incluant pas les régions au-dessus des pôles. C'est une partie stable de la magnétosphère, qui comprend la plasmasphère, les ceintures de radiation et l'anneau de courant.

a. La plasmasphère

Le plasma qui se trouve près de la Terre est en corotation avec elle. Toute cette zone s'appelle la *plasmasphère*. On définit la *plasmopause*, bordure externe de la plasmasphère, comme la limite sur laquelle le champ électrique de traversée de queue compense le champ électrique dû à la rotation terrestre. Ce champ électrique, que nous notons \vec{E}_{rot} , se calcule en considérant que, vu de la Terre, il y a équilibre des forces :

$$\vec{E}_{rot} + \vec{v} \wedge \vec{B} = \vec{0} \quad III-51$$

La vitesse des particules en corotation est donnée, en fonction de la vitesse angulaire ω par :

$$\vec{v} = \vec{\omega} \wedge \vec{R} \quad III-52$$

\vec{R} représente la distance à la Terre. La condition d'équilibre sur la plasmopause s'écrit donc :

$$\vec{E}_{rot} = -(\vec{\omega} \wedge \vec{R}) \wedge \vec{B} \quad III-53$$

En fait, une formule empirique de la plasmopause est donnée par :

$$E_{rot} = \frac{14}{L^2} \quad III-54$$

dans laquelle L représente la coquille magnétique (ou paramètre de Mc Illwain) défini au chapitre II (équation II-76). Avec un champ électrique de traversée de queue de l'ordre de 1 mV.m^{-1} , on trouve que la coquille qui coupe la plasmopause à l'équateur magnétique est $L = 4$. Cela correspond à environ 60° de latitude, et à une distance de 5 à 6 rayons terrestres, soit en deçà de la limite interne du feuillet de plasma. La forme de la plasmasphère est donnée sur la figure III-9. En haut est représenté l'effet de la convection seule. Celui de la rotation seule, qui donnerait une plasmasphère sphérique, est montré au milieu. Finalement, la conjonction des deux effets donne la forme réelle de la plasmasphère, celle d'un œuf avec son petit côté vers le crépuscule.

La densité dans la plasmasphère varie de 10^{10} m^{-3} au sommet de l'ionosphère, vers 1000 km, à 10^8 m^{-3} sur la plasmopause. Tout de suite au-delà de cette frontière, la densité chute d'un facteur 10. L'énergie des particules y est en moyenne inférieure à 1 eV, mais avec des variations qui peuvent être élevées.

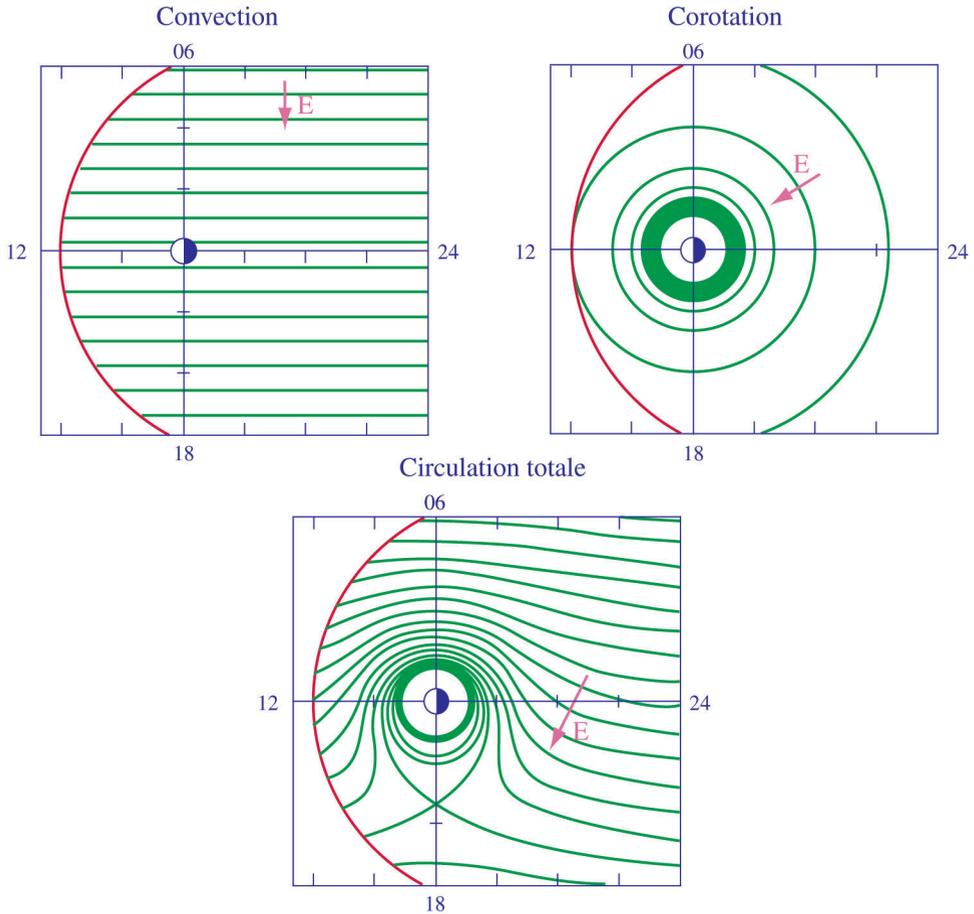


Figure III-9 : nous montrons ici l'effet de la convection seule (en haut à gauche) sur la dérive du plasma dans la magnétosphère : le plasma, sous l'effet des champs électrique et magnétique perpendiculaires dérive vers le côté jour (équation III-24). L'effet de la corotation, c'est à dire l'entraînement par la rotation terrestre seule est montré sur la figure en haut à droite. Le champ électrique (équation III-53) est dirigé vers la Terre. Le cumul des deux effets est montré sur la figure du bas. Il est à l'origine de la plasmasphère.

b. La ceinture interne de radiation, ou ceinture de Van Allen

La *ceinture interne de radiation* est l'une des ceintures découvertes par Van Allen en 1959. Elle se trouve dans une région compacte, centrée au-dessus de l'équateur à environ 1 rayon terrestre. Elle a une origine double :

- d'une part l'ionisation due aux rayons cosmiques. Cela pourrait sembler impossible en considérant le fait que ces rayons apportent au niveau de la terre une énergie comparable à celle reçue des étoiles hors Soleil. Le phénomène est le suivant : des protons de très haute énergie (10 à 100 MeV !), ou *rayons cosmiques*, sont issus des étoiles.

Lorsqu'ils pénètrent dans l'atmosphère, ils entrent en collision avec les atomes d'oxygène et d'azote pour produire des neutrons. Ces neutrons sont insensibles au champ magnétique et s'échappent de l'atmosphère avec des énergies élevées (supérieures à la dizaine de MeV). Toutefois, un neutron est instable avec une durée de vie limitée (de l'ordre de 15 minutes dans son repère propre) ; il se transforme alors pour laisser la place à un proton et un électron ;

- d'autre part, les particules accélérées lors d'orages ou de sous-orages magnétiques peuvent diffuser radialement sous l'effet des fluctuations des champs électromagnétiques.

Les protons ainsi formés font des allers-retours du nord au sud et du sud au nord, le long de la ligne locale du champ magnétique terrestre, sous l'effet d'un phénomène appelé le *miroir magnétique* (figure III-10). Ce phénomène, qui pilote une grande partie des processus auroraux, est assez important pour que nous le détaillions ici.

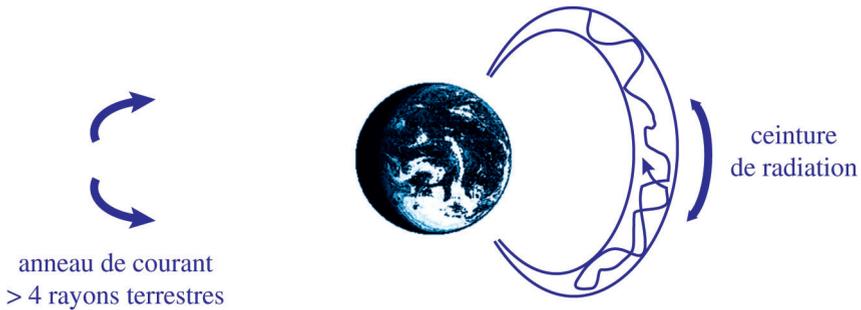


Figure III-10 : représentation schématique de l'anneau de courant et de la ceinture de radiation

En 1959, J.A. Van Allen, de l'université de l'Iowa, publiait les mesures de particules faites par un compteur Geiger à bord des sondes Explorer 1 et 3, lancées les 21 janvier et 26 mars 1958 dans le cadre de l'Année Internationale de Géophysique. Cet instrument avait détecté deux ceintures de radiations, appelées depuis ceintures de Van Allen, l'une vers 1 rayon terrestre au-dessus de l'équateur, et l'autre vers 3,5 rayons terrestres. Le mérite de Van Allen est d'avoir correctement interprété ces résultats comme des particules piégées dans les coquilles magnétiques, la ceinture interne étant due à des protons d'énergie excédant 30 Mev, et la ceinture externe à des électrons de plus de 1,6 Mev. Ces particules avaient été observées plus tôt par les Soviétiques avec des instruments embarqués sur Spoutnik 2, mais malencontreusement attribuées à une panne de matériel : en effet, leur énorme énergie saturait les capteurs. Les Australiens, qui avaient reçu le signal de Spoutnik, ne purent pas l'interpréter, faute peut-être de connaître la clé du code de stockage de ces données. On sait maintenant que ces ceintures ne sont pas aussi précisément définies que ces premières mesures auraient pu le laisser croire.

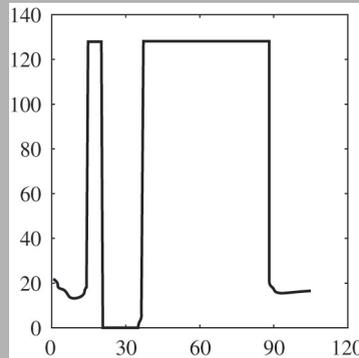


Figure III-11 : mesures du satellite Explorer 3 le 28 mars 1958 à 17,48 UT

(reproduit avec l'autorisation de *Nature*, copyright 1959)

Les plus hauts taux de comptage (ordonnée) correspondaient aux segments avec 0 coup !
L'abscisse indique le temps, en minutes. (Van Allen J.A. et L.A. Frank, Radiation measurements to 658 300 km with Pioneer IV, *Nature*, **184**, 219-224, 1959).

Dans le cas que nous avons considéré précédemment, l'inhomogénéité spatiale n'affectait que l'amplitude du champ et laissait invariante la direction ; la conséquence était alors que le champ avait une amplitude constante le long d'une ligne de champ afin de respecter la conservation du flux magnétique. Nous allons maintenant étudier une inhomogénéité liée à la nature dipolaire du champ magnétique, qui est d'avoir une amplitude qui varie lorsqu'on se déplace le long d'une ligne de champ. A la suite de ce que nous avons déjà écrit, nous pouvons alors affirmer que la direction du champ ne peut pas être fixe. Nous considérons donc une particule qui suit une ligne de force du champ magnétique. Au cours de son mouvement, la particule voit l'amplitude du champ magnétique varier et donc son rayon de giration se modifie le long de sa trajectoire, ainsi que le décrit la figure III-12, rapportée à la surface de la Terre.

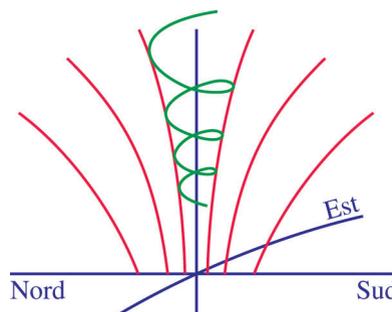


Figure III-12 : géométrie du phénomène de miroir magnétique

Nous allons montrer que cette variation est à même de faire rebondir une particule d'énergie élevée dans les régions de fort champ, donnant l'impression que le champ agit comme un miroir sur cette particule. Cette réflexion se fait généralement aux deux extrémités des lignes de champ et a pour effet de piéger les particules dans des tubes de champ qui

constituent ainsi des réservoirs de particules énergétiques comme le sont les ceintures de radiations (figure III-10). Ce phénomène de rebond porte le nom de miroir magnétique.

Nous considérerons que cette inhomogénéité est telle qu'on peut supposer localement (à l'échelle du rayon de Larmor) l'axisymétrie autour d'une ligne de champ donnée, et donc que l'on peut adopter, dans un voisinage du centre guide, une représentation cylindrique $(B_r, B_\theta, B_{//})$ où $B_{//}$ est la composante suivant la direction du champ au niveau du centre guide (en ce point $B_r = B_\theta = 0$), s représente l'abscisse curviligne le long de la ligne de champ et $\vec{r}(r, \theta)$ est un vecteur position dans un plan perpendiculaire à l'axe du champ. Dans ces conditions, l'axisymétrie se traduit simplement par :

$$B_\theta = 0 \tag{III-55}$$

La conservation du flux magnétique (équation III-9) dans un voisinage du centre guide s'exprime alors de la manière suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_r)}{\partial r} + \frac{\partial B_{//}}{\partial s} = 0 \tag{III-56}$$

Cette équation s'intègre directement pour fournir une expression de B_r :

$$B_r = -\frac{1}{r} \int_0^r \rho \frac{\partial B_{//}}{\partial s} d\rho \tag{III-57}$$

L'inhomogénéité est caractérisée par $\frac{\partial B_{//}}{\partial s}$ et dans ce qui suit, nous nous limiterons à des développements à l'ordre 1 par rapport à l'inhomogénéité. En considérant que la longueur caractéristique de variation de B_s le long de la ligne de champ est largement plus grande qu'un rayon de Larmor, la dépendance de $\frac{\partial B_{//}}{\partial s}$ par rapport à r est d'un ordre supérieur à 2, de telle sorte que l'on peut écrire :

$$B_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \tag{III-58}$$

et donc :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_{//} - \frac{1}{2} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \vec{r} \tag{III-59}$$

où $\vec{B}_{//}$ est le champ magnétique au niveau du centre guide. Le principe fondamental appliqué à une particule de masse m et de charge q soumise à la seule force magnétique s'écrit alors :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{v} \wedge \vec{\Omega} = \vec{v} \wedge \vec{\Omega}_{//} + \vec{v} \wedge \vec{\Omega}_r \tag{III-60}$$

où on a posé $\vec{\Omega}_{//} = \frac{q}{m} \vec{B}_{//} = \omega_c \vec{e}$, avec \vec{e} le vecteur unitaire de même direction que $\vec{B}_{//}$ (c'est le vecteur unitaire tangent à la ligne de champ au niveau du centre guide) et

$$\vec{\Omega}_r = -\frac{\omega_c}{2} \frac{1}{B_{//}} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \vec{r}.$$

En considérant, comme dans le cas précédent, que l'inhomogénéité n'introduit qu'une perturbation de la trajectoire circulaire caractérisée par la position \vec{R} et la vitesse \vec{V} dans un plan perpendiculaire à l'axe du champ $\vec{B}_{//}$, et en notant :

$$\begin{cases} \vec{r} = \vec{R} + \vec{r}_1 \\ \vec{v} = \vec{V} + \vec{v}_1 \end{cases} \quad III-61$$

où \vec{r}_1 et \vec{v}_1 se rapportent à la perturbation, on peut récrire le principe fondamental sous la forme :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{d\vec{v}_1}{dt} = \vec{v} \wedge \vec{\Omega}_{//} + \vec{v}_1 \wedge \vec{\Omega}_{//} + (\vec{V} + \vec{v}_1) \wedge \vec{\Omega}_r \quad III-62$$

En se limitant à l'ordre 1 et en considérant que \vec{V} est la solution du mouvement circulaire induit par $\vec{\Omega}_s$, nous obtenons :

$$\frac{d\vec{v}_1}{dt} = \vec{v}_1 \wedge \vec{\Omega}_{//} + \vec{V} \wedge \vec{\Omega}_r \quad III-63$$

Or nous avons :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega}_r &= -\frac{\omega_c}{2} \frac{1}{B_{//}} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} (\vec{R} + \vec{r}_1) \\ &= -\frac{\omega_c}{2} \frac{1}{B_{//}} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \vec{R} \end{aligned} \quad III-64$$

à l'ordre 1, et donc :

$$\frac{d\vec{v}_1}{dt} = \vec{v}_1 \wedge \vec{\Omega}_{//} - \frac{\omega_c}{2} \frac{1}{B_{//}} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \vec{V} \wedge \vec{R} \quad III-65$$

De plus, nous avons vu (équation III-39) que le produit vectoriel $\vec{V} \wedge \vec{R}$ est constant et nous pouvons alors écrire :

$$\frac{d\vec{v}_1}{dt} = \vec{v}_1 \wedge \vec{\Omega}_{//} - \frac{\omega_c r_L^2}{2} \frac{1}{B_{//}} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \vec{\Omega}_{//} \quad III-66$$

Nous trouvons donc, pour la perturbation, une équation du mouvement régi par l'action de deux forces. En premier lieu, nous avons la force magnétique qui entraîne les particules en giration dans un plan perpendiculaire à l'axe du champ (en fait cette force ne réfère pas réellement à la perturbation puisqu'elle existe pour le mouvement de base), puis nous trouvons une force parallèle au champ magnétique qui contribue à modifier la vitesse le long de la ligne de champ. Cette force a pour expression :

$$\vec{F}_{//} = -\frac{q v_{\perp} r_L}{2} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \vec{\tau} = -\frac{m v_{\perp}^2}{2 B_{//}} \frac{\partial B_{//}}{\partial s} \vec{\tau} \quad III-67$$

en notant \vec{v}_{\perp} la vitesse dans le plan perpendiculaire à la ligne de champ. La nature de cette force est purement liée à la géométrie du champ magnétique qui doit respecter l'équation de

conservation du flux magnétique ; l'évasement des tubes de champ, quantifié par le terme $\frac{\partial B_{//}}{\partial s}$, est à l'origine de l'apparition de cette force.

On constate que si on oriente l'abscisse curviligne de telle sorte que l'on a s croissant dans la direction de $\vec{B}_{//}$, alors une particule est freinée lorsqu'elle se dirige vers des régions où le module du champ est fort et qu'elle est accélérée autrement. Dans le cas du champ magnétique terrestre, ceci implique que la particule est freinée lorsqu'elle se dirige vers les pieds des lignes de champ (quel que soit l'hémisphère), car la nature dipolaire du champ fait que celui-ci a un module qui décroît lorsqu'on s'éloigne de la Terre. Si cette force est suffisamment importante, la particule peut éventuellement être stoppée. On introduit le moment magnétique μ_{mag} :

$$\mu_{mag} = \frac{m v_{\perp}^2}{2 B_{//}} \quad \text{III-68}$$

dont on voit qu'il contrôle en partie l'amplitude de la force qui perturbe la trajectoire de la particule. Nous allons montrer que ce terme est constant pour une particule qui se déplace le long d'une ligne de champ en décrivant des hélices.

Par définition de l'abscisse curviligne, nous avons :

$$v_{//} = \frac{ds}{dt} \quad \text{III-69}$$

et par conséquent, en multipliant par $v_{//}$, nous pouvons remplacer toute dérivée par rapport au temps par une dérivée par rapport à s . Ce faisant, nous ne nous intéressons plus qu'aux variations le long de la trajectoire indépendamment du fait qu'elles peuvent être d'origine temporelle (variation de la vitesse ou de la position) ou spatiale (variation du champ magnétique). L'équation III-66 projetée le long de la ligne de champ devient alors :

$$m v_{//} \frac{dv_{//}}{ds} = \frac{d}{ds} \left(\frac{1}{2} m v_{//}^2 \right) = -\mu_{mag} \frac{dB_{//}}{ds} \quad \text{III-70}$$

où nous avons écrit que l'amplitude du champ ne dépend que de l'abscisse le long de la ligne de champ, puisque la direction du champ est en permanence tangente à la ligne de champ. Par ailleurs, la seule force qui s'applique à une particule est en fait d'origine magnétique. En conséquence, l'énergie cinétique de la particule reste inchangée puisque la force magnétique ne travaille pas. Nous pouvons alors écrire :

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = \frac{d}{ds} \left(\frac{1}{2} m v_{//}^2 \right) + \frac{d}{ds} \left(\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = 0 \quad \text{III-71}$$

Or nous avons :

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right) = \frac{d(\mu_{mag} B_{//})}{ds} = B_{//} \frac{d(\mu_{mag})}{ds} + \mu_{mag} \frac{d(B_{//})}{ds} \quad \text{III-72}$$

et nous en déduisons donc :

$$\frac{d}{ds} \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = -\mu_{mag} \frac{dB_{//}}{ds} + B_{//} \frac{d(\mu_{mag})}{ds} + \mu_{mag} \frac{d(B_{//})}{ds} = 0 \quad III-73$$

soit :

$$\frac{d(\mu_{mag})}{ds} = 0 \quad III-74$$

Nous avons établi deux lois de conservation importantes : d'abord celle de l'énergie, qui nous dit que la somme des carrés des vitesses parallèle et perpendiculaire se conserve, et d'autre part celle du moment magnétique, proportionnel au carré de la vitesse perpendiculaire. Ainsi, lorsqu'une particule chargée descend dans l'atmosphère terrestre, elle subit un champ magnétique croissant, qui force sa vitesse perpendiculaire à augmenter. Cet accroissement de la vitesse de rotation se fait au détriment de la vitesse parallèle, qui diminue. Si cette vitesse parallèle s'annule, toute perturbation la fera repartir dans l'autre sens : elle ne peut plus descendre, car le champ est devenu trop intense. En remontant, elle va rencontrer un champ de plus en plus faible, sa vitesse perpendiculaire diminue, et sa vitesse parallèle augmente : c'est l'effet de miroir magnétique. Si nous introduisons l'angle d'attaque α qui est l'angle que fait la direction de la vitesse avec la direction du champ magnétique local (qui est tangent à la ligne de champ), nous pouvons écrire :

$$v_{\perp}^2 = v^2 \sin^2 \alpha \quad III-75$$

où v est le module de la vitesse, qui reste constant tout au long du mouvement. Si de plus, nous introduisons le cosinus de l'angle d'attaque $\mu = \cos \alpha$, le miroir magnétique se traduit alors par la relation :

$$\frac{1 - \mu^2}{B} = \text{constante} \quad III-76$$

Le miroir magnétique est efficace jusqu'à environ 1000 km de la surface de la Terre pour les protons créés dans la ceinture de Van Allen. Cela signifie qu'une grande partie des protons revenant vers le sol est conduite à faire des allers/retours d'un hémisphère à l'autre avant d'être éventuellement absorbée, par exemple par capture d'un électron et neutralisation électrique. Dans ce cas, l'atome d'hydrogène devient insensible aux champs électromagnétiques et peut plonger dans l'atmosphère terrestre ou être évacué vers l'espace. Les rayons cosmiques sont peu nombreux, mais le temps de séjour des protons dans la ceinture interne de radiation est tel qu'elle lui permet d'exister de façon permanente.

c. La ceinture externe de radiation, ou anneau de courant

Dans le plan de l'équateur magnétique, entre 3 et 6 rayons terrestres, on constate que deux phénomènes se superposent. Tout d'abord, les particules les plus énergétiques du feuillet de plasma sont piégées à cette distance de la Terre par le champ géomagnétique, et subissent l'effet de miroir magnétique. Elles se font absorber tôt ou tard par l'atmosphère terrestre. Le rayonnement dû à ce mouvement d'aller/retour a donné à cette zone le nom de *ceinture externe de radiation*. Il arrive cependant qu'on réserve ce nom aux seules particules, d'énergie de l'ordre du MeV. Dans ce cas, on réserve aussi le nom d'*anneau de courant* aux

particules moins énergétiques, de l'ordre de 50 keV. Celles-ci, en effet, produisent un courant d'une part sous l'action du gradient de champ magnétique dont nous avons déjà discuté mais d'autre part également sous l'action de la force de gravité qui, dans la configuration géométrique particulière rencontrée dans cette région, agit de manière différente selon le signe de la charge. Ainsi, au-dessus de 4 rayons terrestres, et pour une coquille $L = 3$ à 4, les ions dérivent vers l'ouest et les électrons vers l'est, créant l'anneau de courant (figure III-10). La valeur typique de la densité de courant est 10^{-8} A.m⁻², pour des particules dont 90 % possède une énergie comprise entre 10 et 250 keV. Le champ magnétique ainsi généré s'oppose au champ géomagnétique. Notons également que lorsqu'on s'approche de la Terre, vers la bordure interne de l'anneau, le gradient de pression peut jouer comme un facteur supplémentaire de courant.

III. LE COUPLAGE IONOSPHERE/MAGNÉTOSPHÈRE

Trois zones déterminent ce couplage entre la magnétosphère et l'atmosphère des hautes altitudes : la calotte polaire, les courants alignés, et l'ovale auroral. Nous avons déjà signalé que les cornets polaires constituent une porte d'entrée pour le vent solaire. La zone définie par la projection de ces cornets dans l'ionosphère s'appelle la *calotte polaire*. Nous y reviendrons dans d'autres chapitres.

I. COURANTS ALIGNÉS

Les lignes de champ magnétiques reconnectées interagissent avec le plasma du vent solaire pour produire un effet dynamo. Ces particules chargées qui s'écoulent dans la magnétogaine se comportent comme un conducteur que l'on déplace dans un champ magnétique. Le flux magnétique associé à ce déplacement varie dans le temps et est alors source d'une force électromotrice (loi de Maxwell-Faraday) qui entraîne l'apparition d'un courant dans la magnétogaine.

Ce courant se referme ensuite dans la magnétosphère et en particulier dans l'ionosphère, le long des lignes de champ qui d'un point de vue électrique sont des conducteurs parfaits ; ce sont les *courants alignés* ou *courants de Birkeland*. La fermeture dans l'ionosphère se fait vers 110 km d'altitude environ, grâce à une couche de conductivité perpendiculaire élevée, dont nous étudierons les caractéristiques dans le chapitre VI. La densité de courant est de l'ordre de 10^{-6} A.m⁻². En réalité, la structure que ces courants dessine au sol est plus complexe avec notamment deux structures de courants alignés.

La figure III-13 illustre ce fait. Elle montre la configuration moyenne des courants de Birkeland mesurée par le satellite Triad. Les zones en vert correspondent à des courants descendants vers l'ionosphère, et les zones en rose à des courants s'éloignant de l'ionosphère. Ainsi, côté soir, la partie la plus vers le pôle voit un courant montant, et celle la plus vers l'équateur un courant descendant. C'est l'inverse pour le côté matin. L'origine de ce dessin correspond au pôle magnétique.

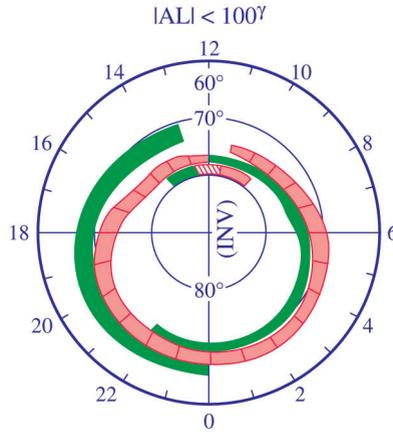


Figure III-13 (d'après Iijima et Potemra, Field aligned currents in the dayside cusp observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, **81**, 5971-5979, 1976)

La magnétosphère apparaît ainsi comme une dynamo MHD qui convertit l'énergie cinétique du vent solaire en énergie électrique.

2. L'OVALE AURORAL

L'effet de miroir magnétique est peu efficace pour les électrons, près de 2000 fois plus légers que les ions, ainsi que pour les protons de haute énergie. Ceux qui, issus du feuillet de plasma, pénètrent dans l'atmosphère plus dense de la Terre sont ralentis de façon différentielle, créant des courants. Mais tous se précipitent (on parle, comme pour la pluie ou la neige, de précipitations) vers le sol. Les projections, dans l'atmosphère, des zones d'où sont issues ces particules tracent deux ovales, l'un au sud et l'autre au nord, appelés *ovales auroraux*. Comme nous le verrons abondamment au cours des chapitres suivants, les collisions engendrées par ces particules dans l'atmosphère sont la cause des aurores polaires.

Sur la figure III-14, nous avons représenté la magnétosphère "en relief". En effet, pour appréhender correctement la formation de l'ovale auroral, il est nécessaire de visualiser que le feuillet de plasma traverse toute la magnétosphère. Ainsi, il n'est pas possible de raisonner seulement en terme de ligne de force magnétique : il faut visualiser le champ en terme de "coquille magnétique", comme nous l'avons présenté au chapitre II. Les particules issues de la couche de plasma remplissent donc une coquille comprise typiquement entre $L = 4$ et $L = 10$. L'intérieur de l'ovale auroral est la calotte polaire. L'ovale auroral se trouve en moyenne entre 65 et 75 degrés de latitude, zone appelée *zone aurorale*.

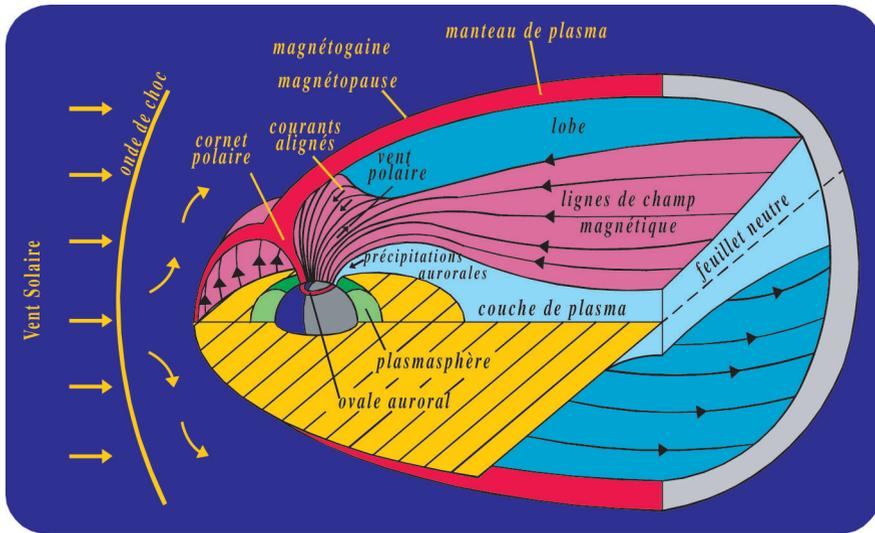


Figure III-14 : vue tridimensionnelle de la magnétosphère avec représentation des différentes régions discutées dans ce chapitre

Lors d'éruptions solaires intenses, l'énergie des particules étant plus élevée, elles sont capturées plus près de la Terre par le champ géomagnétique, et se précipitent à des latitudes plus basses. C'est ainsi qu'on a pu voir des aurores polaires en Ardèche en 1937 ! Nous parlerons plus en détail au cours d'un prochain chapitre des caractéristiques des précipitations. Pour déterminer la position de cet ovale, Hermann Fritz a tracé, en 1881, la carte des zones dans lesquelles la fréquence des aurores est supérieure à 100 par an. Cette carte est montrée sur la figure III-15

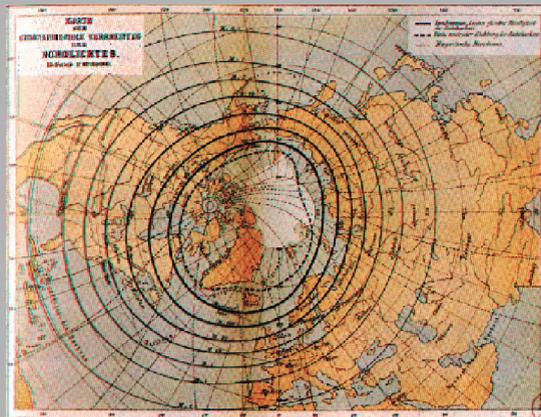


Figure III-15

Au début du siècle, le physicien norvégien Birkeland postulait le lien direct entre l'ovale auroral et le vent solaire. Il mettait au point une expérience dans laquelle une sphère magnétisée représentant la Terre, la "Terrela", était bombardée par des électrons sensés représenter le vent solaire. Il put ainsi reproduire les ovales auroraux. Cette expérience a été

remontée à l'observatoire auroral de Tromsø, en Norvège. La photographie *III-16* montre cette expérience refaite de nos jours avec les matériaux d'origine de K. Birkeland.

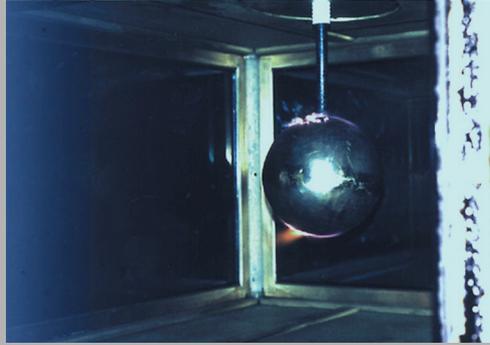


Figure III-16 : la sphère est la Terrela de Birkeland

Elle est magnétisée (en fait, une anode y plonge par son support, vers le haut de la photographie), et enfermée dans un caisson aux parois vitrées. Sur la gauche du caisson, invisible sur cette image, une buse (la cathode) bombarde la Terrela d'électrons. Dans l'enceinte règne un vide partiel, qui permet aux électrons d'être dominés par le champ magnétique, et non par les collisions. La lumière de chaque côté de la Terrela est due aux électrons qui se précipitent sur les ovales auroraux, et excitent le gaz localement : l'air est composé principalement d'azote qui rayonne dans le mauve. Cette expérience a été remontée par Terje Brundtland, ingénieur à l'Observatoire Auroral de Tromsø, en Norvège.

Néanmoins, les plus belles photographies de l'ovale auroral sont celles obtenues par L.A. Frank, de l'université d'Iowa, avec son imageur sur le satellite de la NASA Dynamic Explorer. Il s'agit d'un photomètre travaillant dans l'ultraviolet.

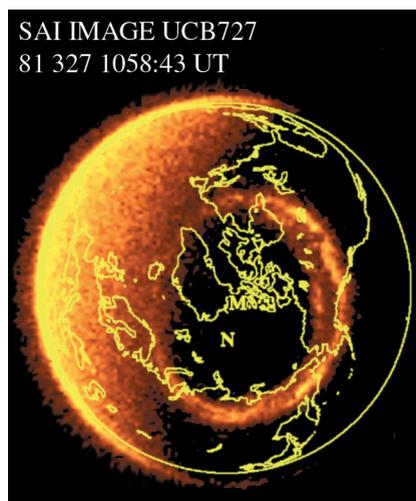


Figure III-17 : l'ovale auroral photographié par Dynamics Explorer
(Image SAI. Crédit photographique NASA)

Ainsi, la figure III-17 montre un ovale auroral brillant, vu directement au-dessus du pôle nord, le 23 novembre 1981, à 10:48 TU. Les lettres M et N font respectivement référence aux pôles nord magnétique et nord géographique. A gauche, on distingue la partie éclairée de la Terre. Rappelons que l'ovale n'est pas lié à la plasmasphère, mais au feuillet de plasma. Il ne tourne donc pas avec la Terre, mais la Terre tourne en dessous de lui. Il est présent de façon permanente, puisque le vent solaire souffle de façon permanente.

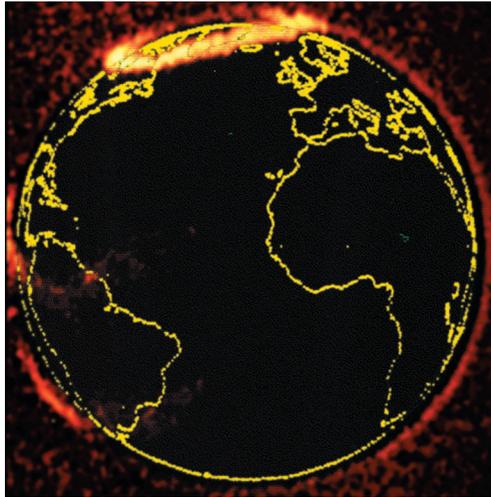


Figure III-18 : la Terre couronnée (Image SAI. Crédit photographique NASA)

La figure III-18 montre la Terre couronnée par un cercle d'aurores, prise en 12 mn le 16 février 1982, alors que Dynamics Explorer traversait le cône d'ombre de la Terre à une altitude de 3 à 3,17 rayons terrestres. Des aurores polaires actives sont observées au-dessus des régions polaires, et croissent au-dessus du limbe aussi bien le matin que le soir locaux. L'ovale sud, symétrique, n'est pas visible sur cette image. Tout autour de la Terre, on distingue l'émission atmosphérique due au rayonnement terrestre.

IV. CHAMP MAGNÉTIQUE INTERPLANÉTAIRE RÉEL

1. EVÈNEMENTS À TRANSFERT DE FLUX, MAGNÉTOSPHÈRE OUVERTE DE DUNGEY

Les phénomènes décrits ci dessus ne constituent pas les seules interactions du champ magnétique interplanétaire avec le champ géomagnétique. On a vu qu'une partie du champ magnétique interplanétaire traverse la magnétopause à l'avant de la Terre et se connecte au champ géomagnétique. On pressent que cette connexion sera différente selon que le champ interplanétaire est orienté vers le sud ou vers le nord. Côté jour, cette reconnexion permet au vent solaire de pénétrer dans la magnétosphère. Lorsque le champ magnétique

interplanétaire est orienté vers le sud, on peut observer toute une série d'apport de particules à des intervalles de 5 à 15 minutes, parfois pendant plusieurs heures sur le côté jour. Ces structures dérivent d'abord azimuthalement au bord de la calotte polaire avec des vitesses très importantes : 2 à 3 km.s⁻¹, puis s'orientent en ralentissant vers la calotte polaire, où elles disparaissent. On les appelle *événements à transfert de flux*. Le phénomène de cette reconnexion magnétique du champ terrestre avec un champ interplanétaire orienté vers le sud a commencé à recevoir une explication en 1961. J. Dungey proposa que dans cette configuration, les lignes de forces du champ géomagnétique s'ouvrent pour s'orienter selon les lignes de force du champ magnétique interplanétaire, comme nous l'avons représenté sur la figure III-19. On se réfère maintenant dans ce cas à la *magnétosphère ouverte de Dungey*. Les preuves expérimentales de cette explication sont difficiles à obtenir. Néanmoins, en l'absence d'une autre représentation, celle-ci sert de base à la discussion scientifique actuelle.

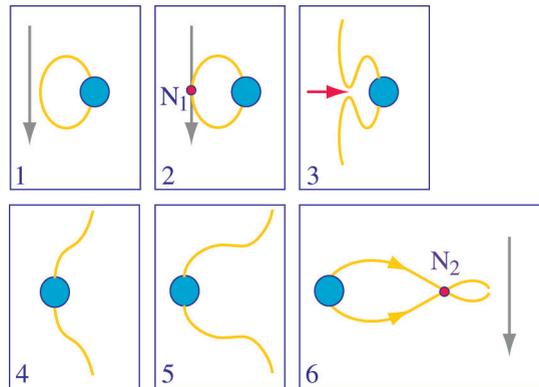


Figure III-19 : la ligne grisée représente une ligne de force du champ magnétique interplanétaire venant du Soleil, supposé sur la gauche de la figure

Son passage ressemble, pour le champ géomagnétique, à l'épluchage d'un oignon. La ligne orientée vers le sud se rapproche de la magnétopause (1). A la reconnexion se crée un point neutre N_1 (2). La ligne de force du champ géomagnétique se confond désormais avec celle du champ interplanétaire, créant une ligne neutre (3) et, à l'avant de la magnétopause, une structure dite « en X ». De (4) à (5), le champ magnétique interplanétaire dérive vers le côté nuit de la Terre, entraînant le champ géomagnétique. Il se forme un « plasmioïde » côté nuit (6) au-delà d'un second point neutre N_2 .

L'inversion du champ magnétique interplanétaire vers le sud a des effets importants sur l'ensemble de la magnétosphère. Les phénomènes qui se produisent alors sont regroupés sous le nom générique de *sous-orages magnétiques*.

a. Sous-orages magnétiques

Quand le champ interplanétaire peut-il s'inverser ? Tout d'abord, si nous considérons le dessin de la robe de ballerine du chapitre I, nous voyons que naturellement, sur son orbite, la Terre traverse des zones d'inversion de ce champ. Par ailleurs, nous avons vu que lors

d'éruptions solaires ou d'éjection depuis les trous coronaux, du vent solaire rapide rattrape du vent solaire lent. Nous avons souligné que dans ce cas, des formations dites nuages magnétiques perturbent considérablement la direction du champ magnétique. Lors des éruptions solaires, nous nous trouvons donc dans des périodes où le champ interplanétaire peut varier rapidement en direction. Dans ce cas, sous la pression du vent solaire, la magnétopause peut s'avancer de plus d'un rayon terrestre vers la Terre. Il arrive même qu'elle approche de la Terre plus près que l'orbite des satellites géostationnaires (6,6 rayons terrestres), les exposant directement au bombardement du vent solaire. Le terme de *sous-orage magnétique*, imaginé par Von Humbolt, en 1805, puis utilisé par Sidney Chapman mais sans définition précise, a été judicieusement attribué à ces perturbations aurorales par S.I. Akasofu, en 1964. Les phases d'un sous-orage sont les suivantes :

Le feuillet de plasma, de façon encore mal comprise, se rétrécit en largeur : de 30.000 km en temps normal, il peut s'affiner jusqu'à 500 – 1000 km ! La phase de rétrécissement du feuillet dure quelques dizaines de minutes, et est appelée *phase de croissance du sous orage*. On l'interprète comme une extraction de l'énergie du flux du vent solaire, et un stockage dans la magnétosphère. Le point de reconnexion se déplace vers la Terre, souvent jusqu'à 20 rayons terrestres, et parfois jusqu'à 10 seulement.

Puis, il y a compression et chauffage du plasma. Derrière le point de reconnexion du feuillet de plasma, une bulle de plasma peut se former. On l'appelle un *plasmotide*. La figure III-19 montre de façon simplifiée le déplacement d'une ligne de champ interplanétaire vers le côté nuit. On a comparé ce déplacement à l'épluchage d'un oignon. Dans le troisième volet de ce dessin, on voit que chaque ligne de force du champ géomagnétique est cassée en deux, et qu'il se forme, côté jour, une ligne neutre, d'entrée du vent solaire. Le plasmotide, côté nuit, correspond à la fermeture des lignes de force du champ géomagnétique (la fin de l'épluchage). Il a été observé par satellite.

Sous l'effet d'une accélération dont l'origine n'est pas encore bien comprise, des flux d'électrons énergétiques (1 à 50 keV) sont précipités vers la Terre, par bouffées caractéristiques d'une minute, mais sur des périodes qui peuvent durer une heure. Le courant de traversée de queue s'intensifie, si bien que la plasmopause descend jusqu'à 2 ou 3 rayons terrestres. Le champ magnétique généré par le courant annulaire peut être perturbé, et connaître une baisse de 2 %. Les électrons arrivent sur la Terre par le côté minuit à haute latitude, générant des aurores polaires très lumineuses, et s'étendent vers le nord, l'est et l'ouest en quelques dizaines de minutes. C'est la phase dite *expansion du sous orage*, qui constitue une libération explosive de l'énergie stockée. Le lieu de stockage est probablement localisé dans les lobes magnétosphériques. Jusqu'à 10^{16} J peuvent être ainsi stockés, dissipant dans l'ionosphère des hautes latitudes jusqu'à $5 \cdot 10^{13}$ W. L'extension aurorale peut se faire en générant des arcs, comme le montre la figure III-20. En raison de la forme caractéristique de l'ovale, on parle alors d'aurore thêta.

Côté soir, on appelle *houle d'est* (c'est à dire se dirigeant vers l'ouest) l'extension de l'ovale auroral. Dans le secteur de l'aube, cette intensification de lumière se désintègre en fragments qui se déplacent vers l'est à des vitesses de l'ordre de 300 m.s^{-1} . Depuis l'espace, les effets d'un sous-orage ne sont pas moins spectaculaires : les satellites en orbite synchrone

observent alors une chute de moitié de l'intensité du champ magnétique local, et se trouvent exposés à des bombardements d'électrons d'énergie 5 à 50 keV.

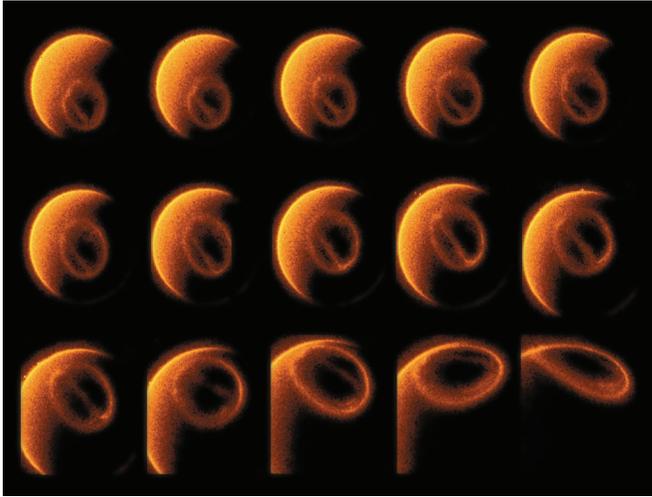


Figure III-20 : sur cette photographie de Dynamics Explorer, on voit une séquence de croissance puis décroissance d'un arc Théta, le 8 novembre 1981, commençant à 14:12 TU, et terminant à 17:02 TU (Image SAI. Crédit photographique NASA)

La phase de *recouvrement du sous orage* dure ensuite plusieurs dizaines de minutes, pendant lesquelles un nouveau sous orage peut se déclencher. Tant que le champ magnétique interplanétaire reste orienté au sud, les sous-orages se succèdent en série, espacés d'environ une heure. L'anneau de courant peut se rapprocher de la Terre. La figure III-21 montre toute l'évolution d'un sous-orage.

On y voit un grand sous orage au-dessus de l'hémisphère sud, le 13 juin 1983, entre 2:02 TU et 5:17 TU, sur une séquence de 16 images. L'initialisation du sous-orage est en haut à gauche. L'aurore avance vers le pôle dans le secteur de minuit pendant à peu près 2 heures et demie (12 premières images), pendant que le satellite Dynamics Explorer s'approche des latitudes aurorales et descend en altitude. Sur les quatre dernières photographies, on observe une baisse de luminosité de l'ovale auroral, mais la zone noire de la calotte polaire s'agrandit. L'ovale s'étend vers les latitudes plus basses dans le secteur de minuit.

Lors des sous-orages magnétiques, les courants de Birkeland se trouvent amplifiés. D'une part, un champ électrique supplémentaire naît des phénomènes de séparation de charges dans la magnétosphère externe. D'autre part, les précipitations particulières augmentent la conductivité électrique ionosphérique. Le courant fort qui en résulte a reçu le nom d'*électrojet auroral*.

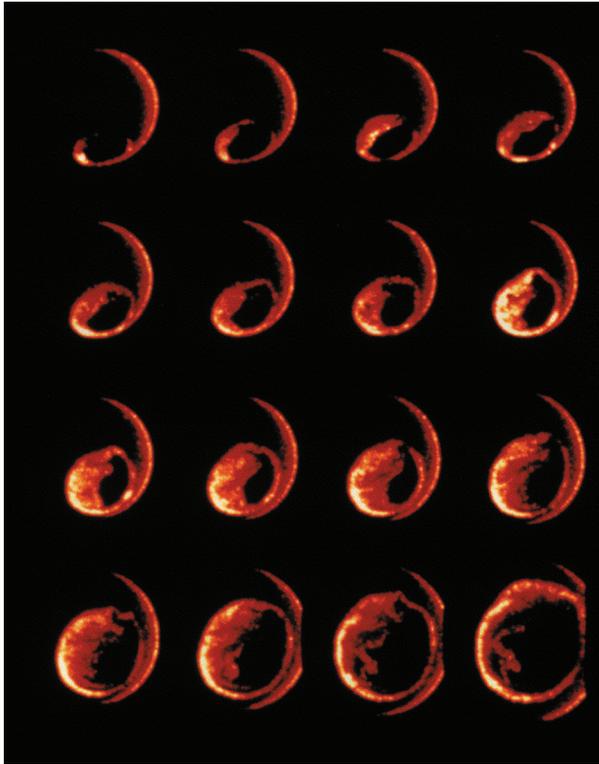


Figure III–21 : Image SAI (Crédit photographique NASA)

b. Orages magnétiques

Quoique la nomenclature soit encore sujette à discussion et interprétation, on qualifie d'*orage magnétique*, (nom donné par A. Von Humboldt au siècle dernier), et non seulement de sous-orage, des événements du même type que les sous-orages, mais qui influencent l'ensemble de la Terre, et non seulement les zones aurorales. Le champ géomagnétique connaît, en phase d'orage, une décroissance spectaculaire qui, si elle est 3 à 10 fois moins intense qu'en période de sous-orage, affecte toutes les latitudes, si bien que ces orages ont été reconnus avant les sous-orages. Les orages magnétiques sont rares et sans doute plus complexes encore que les sous-orages. Ils se développent en une demi-journée et décroissent en quelques jours. Pendant un orage, on assiste également à une augmentation du courant annulaire. Un effet est de remplir le feuillet de plasma avec des ions oxygène arrachés à l'ionosphère terrestre. La proportion de cet ion peut atteindre 40 % entre 10 et 23 rayons terrestres.

La source des orages se trouve certainement dans les éruptions solaires, si bien que leur fréquence est de l'ordre de l'unité par mois. Notons que les particules qui arrivent dans l'anneau de courant sont parfois neutralisées par échange de charge avec le gaz ambiant. Cela se fait avec émission électromagnétique, si bien qu'on peut observer l'anneau de courant par ce rayonnement.

2. LES INDICES MAGNÉTIQUES

Les variations du champ géomagnétique sont la somme des variations régulières et des variations transitoires. Les variations régulières incluent les variations séculaires, mais aussi celles dues aux systèmes de courants liés à l'heure locale, et à la position par rapport au Soleil. Le profil régulier journalier des variations magnétiques définit un système appelé S_R (pour Solar Regular conditions), dont la moyenne définit un système appelé S_q (pour Solar Quiet conditions). Il est très important de connaître S_q pour déterminer, dans un enregistrement magnétique, ce qui est issu de perturbations.

Ces dernières peuvent avoir des origines internes à la Terre. Dans ce cas, elles affectent l'ensemble des points du globe de façon simple et relativement homogène. Les courants magnétosphériques étudiés tout au long de ce chapitre constituent l'autre source des variations transitoires. L'influence d'un courant donné est différente selon la latitude d'observation. Ainsi, la calotte polaire va être sensible aux courants liés à la reconnexion sur la magnétogaine. Les ovales auroraux dépendront des courants associés aux orages et sous-orages. Les zones de basse latitude sont soumises au courant annulaire. Les zones intermédiaires, elles, sont sensibles à tous les systèmes à la fois. Il est donc nécessaire de définir un indice pour chaque zone, en plus d'un indice planétaire décrivant une forme d'activité magnétique moyenne.

Les variations du champ magnétique interplanétaire ont une influence considérable sur le champ mesuré au sol. On caractérise l'activité magnétique par des indices. Le géophysicien se trouve confronté à un problème propre à sa science, qui est celui d'une base de données sur un temps long, de plusieurs siècles si possible.

La première tentative de caractérisation de l'activité géomagnétique au moyen de mesures journalières au sol date de 1885. Un indice fut alors calculé à l'Observatoire de Greenwich, en utilisant deux composantes horizontales du champ mesuré. L'observateur donnait une « note » parmi 0, 1 ou 2 aux journées d'observations, selon le degré d'activité (respectivement calmes, moyennes ou agitées). Ce nombre définissait le caractère « C » du jour. A mesure que le nombre d'observatoires croissait (15 en 1906, une centaine en 1968), une moyenne des C locaux était effectuée pour obtenir un indice planétaire. Ce travail de pionnier, en l'absence de la compréhension des causes des perturbations, mélangeait variations séculaires et perturbations instantanées de toutes sortes. De plus, la note affectée dépendait de l'expérimentateur ! Cependant, les observations continues de C de 1884 à 1975 permirent de définir les cinq jours les plus calmes de chaque mois, et ainsi de donner une base légitime pour éliminer les variations régulières des observations.

Les premiers indices ont été définis en 1939. A cette époque, les mesures n'étaient ni très bonnes ni très nombreuses, et les moyens de stockage pas très développés. Aussi le premier indice, appelé "K" est-il très imprécis. Selon ses inventeurs (Bartels et co-auteurs), il constitue un bon équilibre entre « la précision requise et l'économie nécessaire ». Il fut adopté à l'assemblée générale de l'Association Internationale de Magnétisme et Electricité Terrestres.

Depuis, il a été possible de définir de nouvelles échelles de mesures, plus fines. Mais dans le souci de bâtir une base de données permettant l'étude à long terme des variations du champ, il est nécessaire de continuer à calculer l'indice K. Chaque fois qu'on veut un indice contenant plus d'information, on doit penser à conserver les indices précédents. Le danger est bien sûr la multiplication des indices magnétiques. Les indices les plus utilisés sont Kp, Ap, Dst et AE.



Une collaboration internationale permet de disposer d'un grand nombre de données magnétiques. Il s'agit de INTERMAGNET, dont l'objectif est d'implanter un réseau mondial d'observatoires magnétiques numériques travaillant en coopération et de promouvoir l'application de spécifications communes à l'aide d'équipements de mesure et d'enregistrements modernes. Cette uniformisation a pour but de faciliter la production et l'échange de données géomagnétiques en temps quasi réel.

L'indice dont dérive la majeure partie des autres s'appelle l'*indice K*. Il décrit l'activité magnétique de trois heures en trois heures. Les composantes horizontales du champ magnétique sont mesurées par un magnétomètre. On en retranche les variations qu'on sait être dues à des phénomènes terrestres, globaux ou locaux (système S_R). Les observatoires sont au nombre de 13, dont deux seulement se trouvent dans l'hémisphère sud. Il n'y en a ni en Afrique, ni en Amérique Latine, ni en Asie, ni en Europe de l'est. Il n'y en a en outre dans aucune mer ou océan. Dans chaque observatoire, le champ magnétique est moyenné sur trois heures, et calé sur une échelle quasi logarithmique K qui va de 0 (pas d'activité) à 9 (conditions très actives). Cet indice est donc un code. Des lettres auraient tout aussi bien pu être choisies que des chiffres.

Ces indices K sont ensuite moyennés, en appliquant une pondération qui tente de tenir compte à la fois de la (mauvaise) répartition des stations de mesures, et du fait que les excursions magnétiques sont plus importantes à haute qu'à basse latitude. Cette moyenne donne un indice "planétaire" K_p . Pour le raffiner un peu, on lui autorise 28 valeurs, comprises entre 0 et 9, avec trois possibilités pour un nombre intermédiaire (par exemple 5-, 5, 5+).

La multiplication des stations de mesures a autorisé l'émergence d'indices calculés de la même façon que K, mais avec une meilleure distribution en latitude et adaptés différemment à l'hémisphère nord (indice an) ou sud (indice as). Cependant, comme l'échelle K ne permet aucun calcul arithmétique, on a défini en 1951 un indice linéaire appelé *amplitude planétaire équivalente* et noté *ap*. Il s'obtient à partir des K_p par une simple conversion donnée en annexe. La moyenne journalière des *ap* (sur 8 valeurs représentant trois heures de données chacune) donne un indice journalier *Ap*. Ces indices sont donnés en unité magnétique γ . Puisque la tendance régulière des variations du champ a été retirée, l'indice *Ap* représente la seule perturbation du champ magnétique.

La figure III-22 montre l'évolution de ces indices sur plus de soixante années. Nous avons également porté, en bas, le nombre de taches solaires R comme au chapitre I. Nous voyons qu'il est possible de relier l'activité solaire à l'activité magnétique, mais qu'il existe des événements à fort indice magnétique quelle que soit l'époque à l'intérieur d'un cycle solaire.

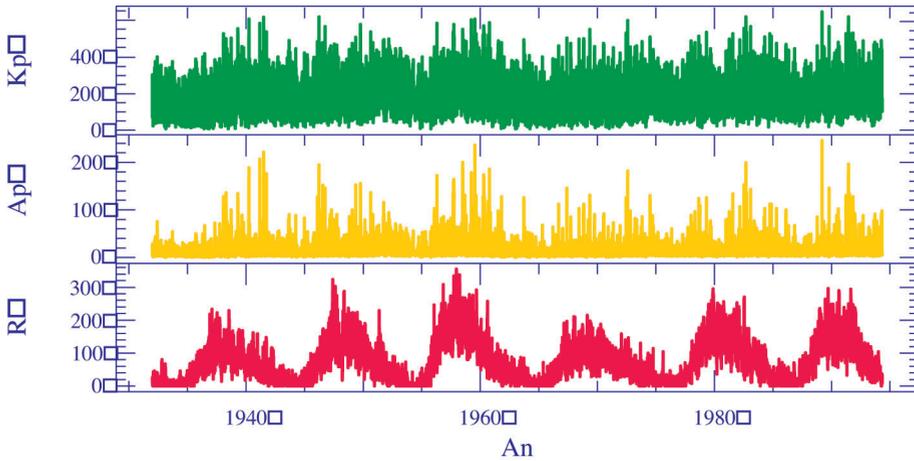


Figure III-22 : la figure du bas reprend l'indice R du chapitre I, qui comptabilise le nombre de taches solaires. Au dessus, nous avons fait figurer les indices magnétiques Kp et Ap.

Les indices Kp et Ap sont remarquablement fiables dans la description des phénomènes ionosphériques globaux. A haute latitude cependant, le comportement magnétique devient très spécifique. L'indice AE a été construit pour les zones aurorales : les stations de mesures se trouvent entre $\pm 60^\circ$ et $\pm 71^\circ$ de latitude géomagnétique. La composante B_H est moyennée sur des intervalles de 2,5 minutes, et calée par rapport à un champ de référence. Les mesures de toutes les stations sont portées sur un graphe dont on trace l'enveloppe. La courbe supérieure est convertie en un indice AU (pour Amplitude Up) et la courbe inférieure en un indice AL (Low) sur une échelle de mêmes ordres de grandeurs que celle de Ap. La différence AU-AL donne l'indice AE. Cet indice est donné en unité magnétique γ . De façon similaire, les régions équatoriales sont sensibles au courant annulaire, qui est axisymétrique, et dont les perturbations ne dépendent ni de l'heure locale ni de la longitude. Un réseau de cinq observatoires répartis autour de l'équateur fournit l'indice Dst pour ces zones.

L'utilisation des indices magnétiques doit se faire avec prudence. Il faut garder en mémoire que ces indices sont globaux (« p » signifie planétaire, « n » hémisphère nord, « s » hémisphère sud), établis sur une statistique biaisée par la répartition des stations de mesures. De plus, la moyenne sur trois heures ne permet pas de décrire des sous-orages brefs.

V. CONCLUSION

Nous avons présenté ici la formation de la magnétosphère, par interaction du vent solaire avec le champ géomagnétique. Bien des inconnues demeurent : que se passe-t-il exactement au point de reconnexion ? Il semble que cet endroit soit le véritable réservoir des précipitations aurorales, mais on n'a qu'une idée imprécise de ce qui s'y joue. Quels sont les

processus d'accélération des particules ? A quoi ressemble le bout de la magnétosphère ? Quel est le principe de l'entrée des particules par le manteau ? Comment exactement se retrouvent-elles sur le feuillet ? ... En 1996, le professeur Stern a proposé 25 questions non résolues concernant la magnétosphère.

Les sous-orages et orages magnétiques sont des phénomènes d'une très grande puissance, qui témoignent du couplage fort entre le Soleil et la Terre, lors de phénomènes sporadiques. L'ovale auroral, lui, existe en permanence. Comme la géométrie aurorale est gouvernée par les lignes de force du champ magnétique, les deux ovales auroraux se ressemblent considérablement, comme l'ont montré des expériences de photomètres et caméra plein ciel basés sur des points magnétiques conjugués. L'exploration spatiale, malgré ses avatars, est seule à même de nous renseigner sur toutes les questions encore en suspens, concernant somme toute notre environnement proche !

VI. RÉSUMÉ

La magnétosphère est l'enveloppe de la Terre soumise au champ géomagnétique, et qui n'est pas directement exposée au champ magnétique interplanétaire. Nous y avons artificiellement distingué quatre parties :

<i>Partie</i>	<i>Région</i>	<i>Position</i>	<i>Remarques</i>
Frontières	Onde de choc	$\approx 13 R_T$ en amont de la Terre côté jour.	Interaction du champ magnétique interplanétaire avec le champ géomagnétique
	Magnétogaine	$\approx 10 R_T$ en amont de la Terre côté jour. $\approx 150 R_T$ en aval de la Terre côté nuit.	Compression et chauffage du vent solaire
	Magnétopause	Bord interne de la magnétogaine.	Lieu d'équilibre entre la pression géomagnétique et la pression du vent solaire
	Cornets polaires	A l'intérieur des ovales auroraux	Lieu d'échange avec la magnétogaine
	Courant de Chapman	Création d'un champ électrique trans-magnétosphérique	Écoulement du vent solaire le long de la magnétopause côtés ouest/est
Magnétosphère externe	Manteau de plasma	Épaisseur interne de la magnétopause	Lieu d'échange avec le vent solaire
	Feuillet de plasma	Plan équatorial nocturne de la magnétosphère	Très grande dynamique
	Lobes magnétosphériques	Entre manteau et feuillet de plasma	Plus grand vide de l'environnement terrestre
Magnétosphère interne	Plasmasphère	5 à 7 rayons terrestres de la Terre	Corotation avec la Terre
	Anneau de courant	Au dessus de 4 rayons terrestres de la Terre	Dû à l'effet conjugué gravité/champ magnétique
	Ceinture de radiation	1 rayon terrestre de la Terre	Due aux rayons cosmiques ionisants

Couplage ionosphère / magnétosphère	Ovale auroral	65° à 75° de latitude	Lieu géographique des aurores polaires
	Courants alignés	Au dessus de l'ovale	Circuit fermé entre l'ionosphère et la magnétosphère
	Cornets et calotte polaires	Intérieur de l'ovale	

Pour caractériser l'activité solaire, on utilise des indices dont les principaux sont Kp, indice symbolique d'activité, et Ap, indice décimal. Des indices supplémentaires permettent de décrire l'activité dans une zone géographique d'influence d'un courant donné.

VII. BIBLIOGRAPHIE

Une présentation largement illustrée de la magnétosphère peut être trouvée sur le web à l'adresse :

<http://www-spoc.gsfc.nasa.gov/Education/Intro.html>

L'exploration de la magnétosphère terrestre, par D. Stern et M. Peredo.

Les photographies de Dynamics Explorer se trouvent sur :

<http://www-pi.physics.uiowa.edu/www/desai/gallery/>

Un site consacré à la magnétosphère et à l'ovale auroral est d'un intérêt particulier. Il s'agit de :

<http://www.irf.se/>

sur lequel des données de satellites (incluant des images de l'ovale) sont montrées en temps quasi-réel !

Le site français d'INTERMAGNET est :

http://obsmag.ipgp.jussieu.fr/MIROIR/french/toc_f.html

L'histoire de la découverte de la magnétosphère est racontée dans : A Brief history of magnetospheric physics during the space age, D.P. Stern, *Rev. Geophys.*, **34**, 1-32, 1996. On peut y trouver une bibliographie quasi exhaustive et remontant jusqu'aux articles récents sur le sujet.

Le traitement mathématique des relations vent solaire / magnétosphère, par l'un des plus grands noms de la recherche magnétosphérique, peut être trouvé dans :

Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere, S.I. Akasofu, *Space Science Reviews*, **28**, 121-190, 1981.

Le livre suivant donne un traitement synthétique mathématique remarquable et contient en outre une bibliographie très riche :

Introduction to space physics, M.G Kivelson and C.T. Russel, Cambridge Univ. Press, 1995.

A peine plus ancien, un autre ouvrage fait référence :

The solar-terrestrial environment, J.K. Hargraves, Cambridge Univ. Press, 1992.

La plasmasphère est décrite dans :

Plasma boundaries in the inner magnetosphere, J.L. Horwithz *et al.*, *J. Geoph. Res.*, **91**, 8861, 1986.

Enfin, sur les sous-orages :

Response of dayside net downward field aligned current to changes in the interplanetary magnetic field and to substorm perturbations, G. Rostoker, M. Mareschal and J.C. Samson, *J. Geoph. Res.*, **87**, 3489, 1982.

La description des indices cités ici (et d'autres encore) peut être trouvée dans :

Derivation, meaning, and use of geomagnetic indices, P.N. Mayaud, AGU Pub., ISBN 0-87590-022-4, 1980.

The K-derived planetary indices : description and availability, M. Menvielle et A. Berthelier, *Reviews of Geophysics*, **29**, Août 1991, 415-432.

Chapitre IV

PROCESSUS COLLISIONNELS ET ÉLÉMENTS DE CHIMIE IONOSPHERIQUE

I. INTRODUCTION

Avant de nous intéresser à la théorie de la formation de l'ionosphère, nous avons besoin de plusieurs outils théoriques. En effet, l'ionosphère est le siège de processus collisionnels élastiques et inélastiques, ainsi que d'une chimie incluant à la fois du gaz neutre et ionisé. Ce chapitre se divise donc en deux parties. Dans la première, nous allons examiner la structure de l'atome avant de montrer ce que sont les sections efficaces de collisions ou d'absorption. Au cours de la seconde, nous rappellerons quelques éléments de cinétique chimique.

Ce chapitre donne des bases fondamentales pour la compréhension physique des phénomènes en jeu dans la formation de l'ionosphère. Cependant, le lecteur qui souhaite aborder dès à présent l'ionosphère peut le sauter, à condition d'en admettre les résultats, d'avoir au moins quelques notions élémentaires de chimie et quelques connaissances sur les sections efficaces.

II. STRUCTURES ATOMIQUES ET MOLÉCULAIRES

I. GÉNÉRALITÉS : L'ATOME, LE NOYAU

L'atome neutre se compose d'un noyau dont les dimensions sont environ 10^5 fois plus faibles que celle de l'atome et qui contient la quasi totalité de sa masse. Il est bon de garder en tête quelques ordres de grandeurs : la masse typique d'un atome est 10^{-26} kg, et son rayon de l'ordre de l'Angström, c'est à dire 10^{-10} m. Les masses atomiques sont souvent exprimées en Unité de Masse Atomique (UMA), définie par un douzième de la masse de l'atome de carbone, soit $1,66054 \cdot 10^{-27}$ kg. Un atome X est décrit par son nombre de nucléons dans le noyau (A), par son nombre de charges nucléaires (Z) et par son spin, qui est entier si A est pair et demi-entier si A est impair. On note en général les informations sur X, A et Z de façon condensée par ${}^A_Z X$. On peut exprimer le rayon r_N d'un noyau supposé

sphérique en fonction de son nombre de nucléons par : $r_N = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$ (en mètre), ce qui donne une surface de l'ordre de 10^{-28} m^2 (ou 1 barn).

Le noyau est constitué de Z protons (découverts par Goldstein en 1886) et de N neutrons (découverts par Chadwick en 1932), de telle sorte que $A=N+Z$. La masse du proton est de 1,0076 UMA. La masse du neutron est 1,0087 UMA.

2. ATOME À 1 ÉLECTRON :

LES QUATRE NOMBRES QUANTIQUES ÉLECTRONIQUES

On désigne par *atome à un électron* soit l'hydrogène soit un ion ayant perdu $Z-1$ électrons (ion hydrogénoïde) : He^+ , Li^{++} , ... Les états électroniques de tels atomes sont caractérisés par quatre grandeurs quantiques ou *nombres quantiques*. On ne peut passer d'un état à l'autre, au cours d'une collision par exemple, qu'en respectant un certain nombre de règles de sélection de ces nombres.

Le premier nombre quantique, conventionnellement noté n , est appelé le *nombre quantique principal*. Il s'agit d'un entier qui définit l'énergie électronique de l'atome. Un *niveau énergétique*, qu'on appelle aussi parfois une *couche*, est l'ensemble des électrons de même nombre quantique principal n . On donne des noms faits de consonnes à ces niveaux énergétiques, en fonction de la valeur de n :

$$\left\{ \begin{array}{l} n = 1 \rightarrow \text{niveau K} \\ n = 2 \rightarrow \text{niveau L} \\ n = 3 \rightarrow \text{niveau M} \\ \dots \end{array} \right.$$

Le deuxième nombre quantique est appelé *nombre quantique secondaire*. Il est noté ℓ . Il s'agit encore d'un entier, qui ne peut prendre que les valeurs de 0 à $n-1$ incluses. Il est lié à la quantification du module du moment cinétique orbital (c'est à dire du moment résultant du parcours des électrons). En fonction de la valeur de ℓ , on attribue aux électrons concernés des petites lettres :

$$\left\{ \begin{array}{l} \ell = 0 \rightarrow \text{électron s} \\ \ell = 1 \rightarrow \text{électron p} \\ \ell = 2 \rightarrow \text{électron d} \\ \ell = 3 \rightarrow \text{électron f} \\ \dots \end{array} \right.$$

On utilise parfois le nombre quantique azimutal $k = \ell + 1$.

Vient ensuite le *nombre quantique magnétique* m , qui est lié à la quantification de la projection suivant un axe de référence du vecteur moment cinétique orbital. Il ne peut prendre que les valeurs $-\ell$ à $+\ell$ incluses, soit $2\ell + 1$ valeurs. L'état du système est la donnée des nombres (n, ℓ, m) . Il y en a n^2 possibles, qui ont tous la même énergie. On dit d'états de même énergie mais possédant des nombres quantiques ℓ ou m différents qu'ils sont dégénérés.

Enfin, le *nombre de spin* s est lié au moment cinétique intrinsèque de l'électron. Il prend les valeurs $\pm 1/2$. Le *principe d'exclusion de Pauli* affirme que dans un atome, deux électrons ne peuvent pas avoir leurs quatre nombres quantiques identiques en même temps. A $\{n, \ell, m\}$ donnés, on peut avoir 2 électrons de spin différents ou *antiparallèles*, si bien qu'à n donné, il existe $2n^2$ énergies électroniques possibles. Les nombres quantiques définissent également des *orbitales atomiques*, dans lesquelles peuvent se trouver les électrons.

3. QUANTIFICATION DE L'ÉNERGIE DES ATOMES

Par « énergie des atomes », on sous-entend l'énergie due à la présence des électrons autour du noyau, et on ne considère pas l'énergie au repos ou l'énergie interne nucléaire. On exprime cette énergie par des nombres négatifs, de telle sorte qu'il faut fournir de l'énergie pour exciter un électron, et elle vaut zéro pour n infini. Dans le cas le plus simple, celui de l'hydrogène, l'énergie s'exprime selon :

$$E_n = -hc \frac{R_H}{n^2} \quad \text{IV-1}$$

où R_H est la constante de Rydberg dont l'expression est :

$$R_H = \frac{\mu e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} \quad \text{IV-2}$$

dans lequel μ représente la masse réduite du système {noyau + électron}, ϵ_0 est la permittivité du vide, h est la constante de Planck, e la charge élémentaire, c la vitesse de la lumière. R_H vaut $1,0974 \text{ m}^{-1}$. Si on exprime les énergies en électronvolts, alors $hcR_H = 13,6 \text{ eV}$, valeur appelée parfois constante de Rydberg énergétique.

On appelle *hydrogénéoïdes* des ions possédant un seul électron. Leur énergie se calcule de façon très similaire à celle de l'hydrogène, puisqu'elle vaut simplement :

$$E_n = -hcR_H \frac{Z^2}{n^2} \quad \text{IV-3}$$

Un peu plus complexe est le cas des atomes à plusieurs électrons. Le problème qui se pose est qu'en plus de l'attraction noyau/électron, il existe des potentiels de répulsion entre les électrons. On fait l'approximation qui consiste à considérer le noyau immobile. Par analogie avec ce qui précède, on suppose que pour un atome de nombre atomique Z , le potentiel auquel est soumis chaque électron est du type $-\frac{Z^* e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ où $Z^* = Z - \sigma$. σ représente

une constante d'écran de l'électron envisagé, et Z^* représente la charge nucléaire effective pour l'électron considéré. Elle dépend non seulement de n , mais aussi de ℓ . L'énergie est

donc fonction de ces deux nombres quantiques. Sous ces conditions, on peut se ramener à la forme d'un hydrogénéoïde :

$$E_n = -hcR_H \frac{Z^{*2}}{n^2} \quad \text{IV-4}$$

4. DIAGRAMMES ÉNERGÉTIQUES DE H, N ET O ET DÉNOMINATION DES ÉTATS ATOMIQUES

Sur les *diagrammes énergétiques*, on représente par un trait horizontal ou par un ensemble de traits horizontaux les états ℓ des électrons. Chaque flèche représente un électron de spin donné. Il ne peut y avoir 2 flèches de même sens sur un état donné. Les diagrammes énergétiques des états fondamentaux de H, N, O sont alors (figure IV-1) :

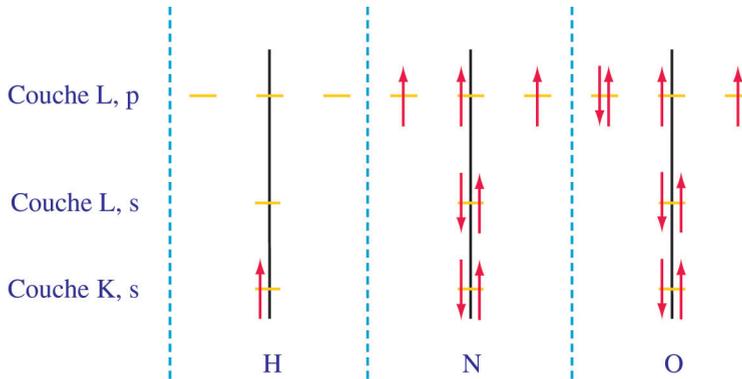


Figure IV-1 : schémas des énergies atomiques
Chaque flèche représente un électron de spin donné

De façon condensée, on écrit que H est $1s^1$, N est $1s^2, 2s^2, 2p^3$, et enfin O est $1s^2, 2s^2, 2p^4$. Cette notation lourde a conduit à des simplifications pour nommer les états atomiques.

Dans l'atome à un électron, une transition optique n'est permise que si la variation du nombre quantique principal est positive ou nulle, et si le nombre quantique secondaire ne varie que de ± 1 . Si s représente le spin de l'électron, et j représente la somme $\ell + s$ on note

l'état de l'atome par :

$$n(^{2s+1}\text{Lettre}_j)$$

IV-5

La lettre au centre est celle de l'état correspondant au ℓ donné. Par exemple, on peut avoir les états $1(^2s_{1/2}), 2(^2s_{1/2}), 2(^2p_{1/2})...$

Dans le cas de l'atome à plusieurs électrons, on utilise les mêmes lettres que pour l'atome à un électron, mais en majuscule. Il existe un couplage entre les divers électrons. Le nombre quantique L représente le moment cinétique résultant des moments cinétiques individuels orbitaux des électrons. Selon que L vaut 0, 1, 2 ou 3 (...), on aura les états S, P, D, F (...). Le nombre quantique S représente le spin résultant des différents moments de spin des électrons. Le nombre quantique J représente le couplage spin/orbite. Au cours d'une excitation photonique, le nombre quantique principal varie d'une valeur positive ou nulle, L peut varier de 0 ou de ± 1 , J peut également varier de 0 ou de ± 1 , et le spin doit être conservé (S ne peut pas varier). On note un état par la convention suivante :

$$n(^{2S+1}\text{Lettre}_j)$$

IV-6

Ici encore, la lettre correspond à l'état L donné. Lorsque J égale zéro, on l'omet. On ne note pas non plus toujours le nombre quantique principal, préférant indiquer l'atome concerné à la place. Par exemple, trois états de l'oxygène sont de particulière importance en aéronomie : l'état fondamental de l'atome O^3P et les états O^1D à 1,97 eV et O^1S à 4,19 eV.

5. MOLÉCULES DIATOMIQUES HOMONUCLÉAIRES DIAGRAMMES ÉNERGÉTIQUES

En aéronomie ionosphérique, les principales molécules sont faites des mêmes deux atomes parents : H_2 , O_2 , N_2 . On les appelle *molécules diatomiques homonucléaires*.

Les *orbitales moléculaires* sur lesquelles évoluent les électrons des molécules sont décrites à partir des fonctions d'onde Ψ . Ces fonctions d'onde sont les solutions de l'équation de Schrödinger $H\Psi = E\Psi$ où H est l'hamiltonien qui comprend notamment les différents termes de potentiels auxquels sont soumis les électrons et E est l'énergie de la molécule définie précédemment. La fonction d'onde moléculaire peut être décrite comme une combinaison linéaire des orbitales atomiques des deux atomes séparés φ_1 et φ_2 : $\Psi = a_1\varphi_1 + a_2\varphi_2$. φ_1 et φ_2 sont les orbitales atomiques de valence, c'est à dire celles dont l'énergie est la plus faible (n le plus grand). On se préoccupe donc des électrons de valence, qui sont ceux les moins liés à l'atome, sur les niveaux externes. Notons a_i^2 la probabilité pour que l'électron soit décrit par φ_i . Comme les atomes sont tous les deux identiques, ils sont indiscernables, $a_1^2 = a_2^2$ et nous obtenons alors deux orbitales moléculaires possibles : $\Psi_+ = a(\varphi_1 + \varphi_2)$ et $\Psi_- = a(\varphi_1 - \varphi_2)$. La première orbitale Ψ_+ est dite *liante*, tandis que la seconde Ψ_- est dite *antiliante*. Quand les orbitales moléculaires possèdent une symétrie de révolution autour de l'axe interatomique, elles sont dites de type σ . On a donc des orbitales σ liantes et des orbitales σ antiliantes. Sinon, on a affaire à des liaisons de type π . Les liaisons liantes sont telles que la probabilité de trouver des électrons dans le plan nodal (le plan milieu perpendiculaire à l'axe interatomique) est grande, tandis qu'elle est nulle pour les liaisons antiliantes, pour lesquelles les électrons sont essentiellement localisés sur les noyaux. On peut visualiser les orbitales moléculaires au moyen de la figure IV-2.

La définition des orbitales liantes et antiliantes permet de calculer le *nombre de liaisons* impliquées dans une liaison chimique. Ce nombre vaut $1/2\{\text{nombre d'électrons liants} - \text{nombre d'électrons antiliants}\}$. Par exemple, il y a une demi-liaison dans l'ion H_2^+ , il y en a une pour H_2 et zéro pour He_2 , ce qui montre que la molécule de di-hélium ne peut pas exister.

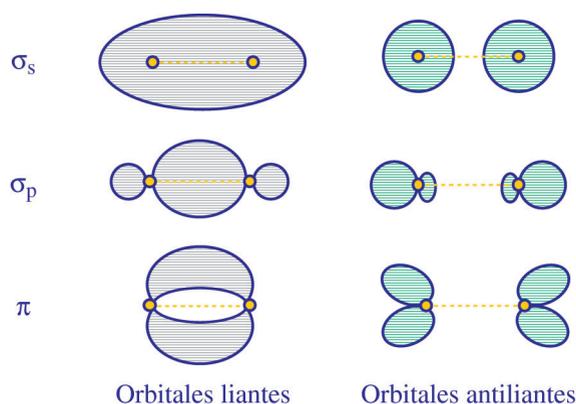


Figure IV-2 : les cercles jaunes représentent la position figurée des atomes, les zones hachurées les configurations des nuages électroniques en gris dans les cas liants (à gauche) et en vert dans les cas antiliants (à droite) pour différents types de liaison.
Le trait en pointillé jaune représente l'axe interatomique.

Comme pour les atomes, on peut tracer les diagrammes énergétiques de molécules diatomiques homonucléaires telles que H_2 , N_2 et O_2 . On dessine de chaque côté du diagramme les orbitales atomiques des atomes concernés, et au centre les orbitales moléculaires. On utilise la règle dite du « recouvrement maximum » : on occupe les orbitales moléculaires de plus basse énergie, et lorsqu'on dispose d'orbitales moléculaires de même énergie, on occupe le maximum d'entre elles, les spins des électrons étant antiparallèles (règle de Hund). De plus, on utilise le principe d'exclusion de Pauli, selon lequel dans un atome, deux électrons quelconques ne peuvent pas avoir leurs quatre nombres quantiques identiques. On obtient ainsi le diagramme suivant (figure IV-3) :

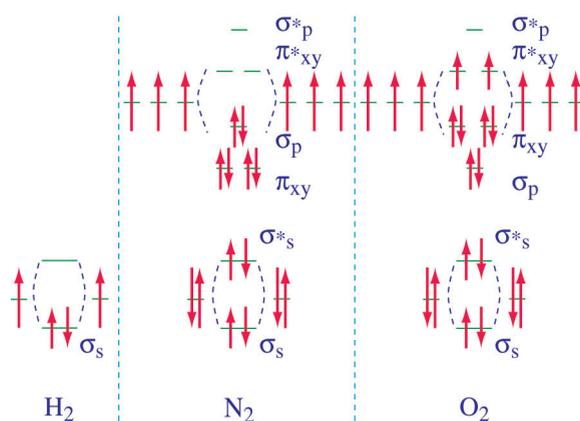


Figure IV-3 : orbitales moléculaire des molécules d'hydrogène, d'azote et d'oxygène

Remarquons que les énergies σ_p et $\pi_{x,y}$ de l'azote sont inversées par rapport à celles de l'oxygène. L'azote possède $1/2 (8 - 2) = 3$ liaisons : il s'agit d'une liaison σ et de deux liaisons π . L'oxygène, quant à lui, possède $1/2 (8 - 4) = 2$ liaisons.

6. LES ÉTATS D'EXCITATION MOLÉCULAIRES

Comme précédemment, nous nous intéressons exclusivement aux molécules diatomiques homonucléaires, et plus particulièrement à H_2 , N_2 , et O_2 . En raison du nombre croissant de phénomènes d'excitations possibles, la nomenclature se complique. Il est néanmoins nécessaire de l'expliquer, car elle revient dans toutes les dénominations des sections efficaces.

a. Excitations vibrationnelles : bandes

Lors d'une collision avec une particule ou lors de l'absorption d'un photon, la vibration de la molécule le long de son axe internucléaire peut se retrouver excitée. La fréquence typique pour ces vibrations est de l'ordre de 10^{12} Hz ; la désexcitation entraîne donc une émission dans le proche infrarouge. Les seuils d'énergie des *excitations vibrationnelles*, c'est à dire l'énergie à apporter à la molécule pour engendrer une telle excitation, vont du centième au dixième d'électronvolt.

Un état vibrationnel se définit par un nombre quantique v . Lors d'une transition vibrationnelle, l'état initial s'appelle v' et l'état final v'' . Une transition vibrationnelle définit une *bande*, qu'on note entre parenthèses : bande (2,1), bande (4,2). La fonction d'onde, solution de l'équation de Schrödinger pour les excitations vibrationnelles est notée Ψ_{vibr} .

b. Excitations rotationnelles : raies

On peut également exciter la molécule en perturbant sa rotation autour de l'axe perpendiculaire à l'axe internucléaire. On a alors affaire à une *excitation rotationnelle*, de fréquence caractéristique 10^{10} Hz, avec des seuils d'énergie de l'ordre du millième d'électronvolt. L'émission qui accompagne la désexcitation se fait dans l'infrarouge sous forme de *raies d'émission*. La fonction d'onde, solution de l'équation de Schrödinger pour les excitations rotationnelles est notée Ψ_{rot} .

c. Excitations électroniques : systèmes

Il s'agit du transit d'un électron, souvent le plus externe mais pas toujours, vers un niveau énergétique supérieur. Les fréquences typiques pour l'*excitation électronique* et la désexcitation sont de 10^{15} Hz, avec des variations d'énergie de l'ordre de l'électronvolt à la dizaine d'électronvolts. Un état électronique est représenté par une fonction d'onde électronique Ψ_{el} . Une transition entre deux états électroniques définit un système. Les émissions électromagnétiques accompagnant une désexcitation électronique sont dans le visible et dans l'ultraviolet.

Par analogie avec ce qui précède, on définit des nombres quantiques, mais pour marquer le fait qu'on traite des molécules, on les désigne par des lettres grecques majuscules. Ainsi, le nombre quantique Λ – ou moment orbital – décrit la forme du nuage électronique ; pour chaque valeur de ce nombre, on affecte une lettre :

$\Lambda = 0 \rightarrow$ état Σ . Le nuage électronique possède la symétrie de révolution.

$\Lambda = 1 \rightarrow$ état Π . Le nuage électronique possède un ou deux plans nodaux ...

Ainsi, de même que pour l'atome, $L = 0, 1, 2, 3$ ou 4 définissaient les états S, P, D, F, G, pour la molécule, $\Lambda = 0, 1, 2, 3$ ou 4 , définissent la nomenclature $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$. C'est cette nomenclature qui est utilisée pour décrire des transitions électroniques et donc les sections efficaces qui seront examinées par la suite.

Le nombre de spin S représente la somme des spins électroniques, entiers s'il y a un nombre pair d'électrons, demi-entier autrement. La projection de ce nombre sur l'axe internucléaire est notée $\vec{\Sigma}$. Il n'y a pas de risque de confusion avec le premier état du nombre Λ en raison de la notation vectorielle. $\vec{\Sigma}$ peut prendre les valeurs de $-S$ à $+S$ par pas de 1 . Il y a donc $2S+1$ valeurs de $\vec{\Sigma}$. Cette quantité définit la multiplicité de l'état.

Malheureusement, une même molécule peut avoir plusieurs états de même Λ ! On les distingue par une lettre de l'alphabet. La lettre X a été attribuée à l'état fondamental. Lorsqu'un état Λ possède la même multiplicité que le fondamental, on donne à l'état considéré une lettre majuscule A, B, C... qui croît en suivant les énergies croissantes. Si les multiplicités sont différentes, alors on affecte à l'état une lettre minuscule, éventuellement affectée d'un prime.

d. Excitations moléculaires

Une transition électronique est toujours accompagnée d'une transition vibrationnelle et d'une transition rotationnelle. Cependant, en raison des fréquences propres très différentes, la fonction d'onde électronique est à peu près indépendante de la distance intermoléculaire (principe de Frank-Condon). L'excitation rotationnelle est conservée dans une transition électronique, si bien qu'on trouve souvent mélangées les sections efficaces vibrationnelles et rotationnelles. En revanche, il peut exister des rotations pures.

L'approximation de Born-Oppenheimer consiste à considérer que les énergies associées aux diverses excitations sont indépendantes. C'est une approximation très importante, car elle va nous permettre, dans l'écriture des phénomènes de collisions, de séparer les phénomènes en simples additions !

En raison du nombre croissant des énergies possibles, on ne peut pas représenter le diagramme énergétique des *excitations moléculaires* de façon aussi simple que pour les atomes. La figure IV-4 représente les états d'énergie des molécules O_2 et N_2 , et des ions O_2^+ et N_2^+ . En abscisse figure la distance internucléaire. Lorsque cette distance tend vers l'infini, la molécule se dissocie. Dans ce cas, on note les états des atomes dissociés.

Chaque courbe représente un système électronique, identifié par un nom dont la nomenclature est examinée ci-après. En raison du grand nombre de transitions possibles, les courbes sont en fait continues ! Sur chaque courbe, les traits représentent les états vibrationnels ou rotationnels associés.

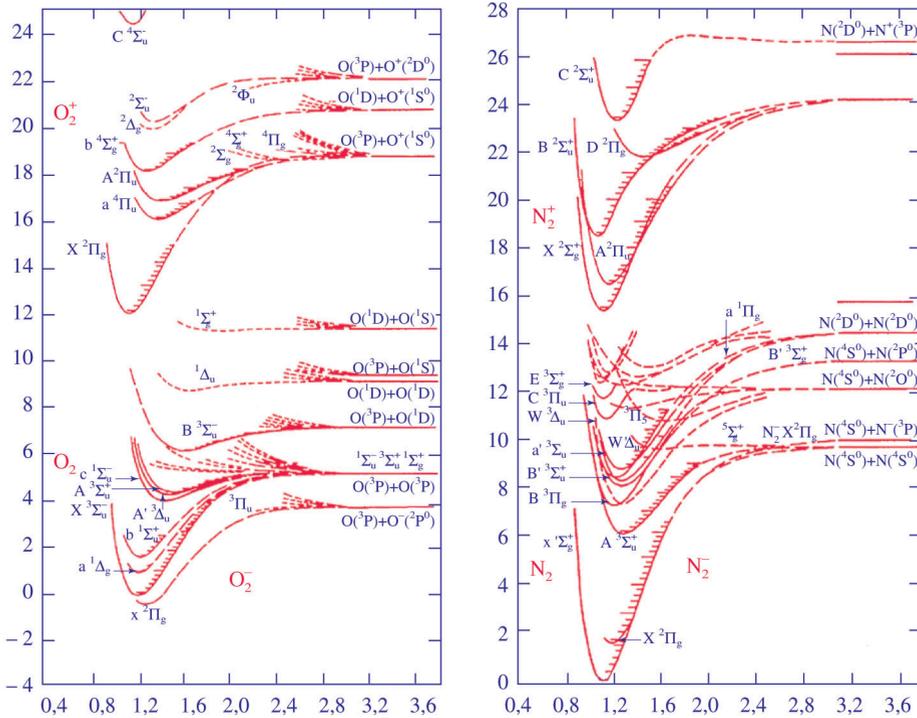


Figure IV-4 : énergie potentielle de liaison [eV] des molécules O₂ et N₂ et des ions associés en fonction de la distance internucléaire [Angström]

L'ion N₂⁻ est instable. Les incertitudes de mesures sont inférieures à 0,02 eV (traits pleins), à 0,2 eV (traits larges pointillés), et à 1,2 eV (traits en petits pointillés) (F.R. Gilmore, Potential energy curves for N₂, NO and O₂ and corresponding ions, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, 5, 369, 1965, avec l'autorisation de Elsevier Science).

7. DÉNOMINATION DES ÉTATS MOLÉCULAIRES

On notera l'état électronique des molécules de la façon suivante :

lettre ^{2S+1} LETTRE _{Λ+Σ̄}

IV-7

La première lettre représente l'état de multiplicité désigné par une lettre majuscule ou minuscule, telle que décrite ci-dessus. La seconde lettre est la lettre grecque correspondant à Λ. Par exemple nous avons l'état Π, si Λ = 1. Si S = 1/2, il existe deux valeurs possibles de la somme Λ+Σ̄ : 1-1/2 et 1+1/2. Supposons que nous soyons dans l'état juste au-dessus du fondamental, et qu'il possède le même nombre de multiplicités que le fondamental. Nous obtenons alors pour la molécule considérée les états A²Π_{1/2} et A²Π_{3/2}.

En fait, dans le cas des molécules homonucléaires qui nous intéressent, l'information sur Λ+Σ̄ est souvent omise au profit d'une autre information : si la fonction d'onde ne change

pas de signe lorsque les électrons subissent une symétrie par rapport au centre de gravité moléculaire, l'état est dit *pair* ou *gerade* en allemand, et indicé par la lettre *g*. Sinon, il est *impair*, soit *ungerade* et indicé *u*. Ainsi, un état de la molécule d'azote peut être $B^3\Pi_g$. Dans le cas particulier de l'état Σ , si la fonction d'onde ne change pas lors d'une symétrie par rapport à un plan contenant l'axe internucléaire, l'état est affecté de l'exposant + ; c'est bien sûr l'exposant – dans le cas contraire. Ainsi, l'état fondamental de N_2 s'écrit : $X^1\Sigma_g^+$.

Les règles de sélection pour passer d'un état à un autre par excitation photonique sont les suivantes : Λ peut varier des quantités 0 ou ± 1 . S ne varie pas, sauf dans une transition vers le fondamental. L'état pair *g* peut devenir impair *u* ou le contraire, mais pas se conserver, sauf dans une transition vers l'état fondamental. Enfin, une symétrie + reste +, et une symétrie – reste –.

Si nécessaire, il arrive également que l'on fasse figurer entre parenthèse les états vibrationnels (v' , v'') initiaux et finaux.

II. SECTIONS EFFICACES DE COLLISIONS ÉLASTIQUES

Après avoir examiné les états individuels d'excitation des atomes et molécules, nous allons étudier les collisions qui se produisent dans une population qui comprend un nombre important de particules. Pour cela, une approche statistique s'impose, qui requiert de perdre de l'information sur la description microscopique de l'interaction. On introduit alors la notion de *section efficace* pour caractériser les différents transferts entre les particules qui se font au cours d'une collision. Nous allons en présenter les principaux en montrant la manière dont ils sont reliés entre eux.

I. SECTION EFFICACE DE COLLISION DIFFÉRENTIELLE

A l'échelle élémentaire, une approche statistique simple du mécanisme collisionnel consiste à supposer que la collision est ponctuelle ; ceci revient à considérer que l'on étudie la collision à une échelle spatiale très largement supérieure à l'échelle d'interaction. Les trajectoires sont alors des segments de droites, et l'angle les séparant est l'angle de déflexion correspondant au mécanisme collisionnel à décrire. Le comportement des particules s'apparente à celui qu'elles auraient si elles interagissaient comme des boules de billard.

Dans un plan, considérons des particules de même énergie, réparties sur un segment de largeur dp perpendiculaire à leur direction d'incidence sur une particule fixe centrée sur l'origine. Le centre de ce segment est à une distance p de l'axe parallèle à la direction d'incidence et passant par l'origine (figure IV-5). Ces particules forment un faisceau (en rouge) qui entre en collision avec la particule fixe (en vert) et puis qui diverge après la déflexion (faisceau rouge).

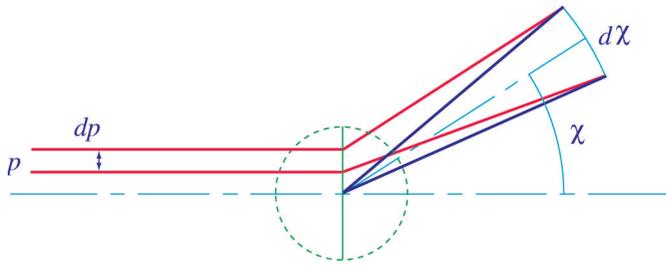


Figure IV-5 : diffusion dans le plan d'un faisceau de particules par un obstacle fixe

Le faisceau de particules émergent subit une dispersion $d\chi$ autour de l'angle de déflexion moyen χ correspondant au paramètre d'impact p ; cette dispersion est due à la largeur dp du faisceau incident. A une distance grande devant les diamètres des particules incidentes, on peut considérer que le faisceau émergent provient de l'origine (faisceau bleu).

Si on se place dans l'espace, les particules incidentes sont placées sur un disque de largeur dp et de rayon moyen p , le faisceau formant ainsi un cylindre creux axisymétrique autour de l'axe parallèle à la direction d'incidence et passant par l'origine (figure IV-6). Le faisceau émergent est alors un faisceau conique qui s'évase, axisymétrique autour du même axe que le faisceau incident.

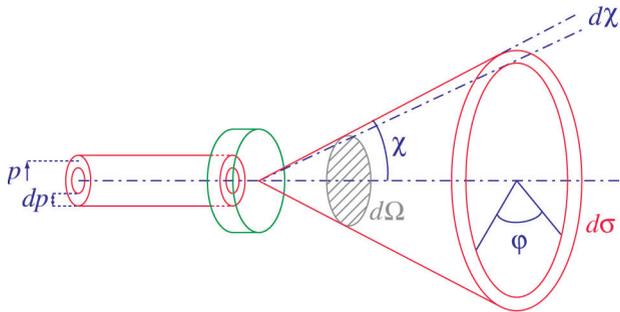


Figure IV-6 : diffusion dans l'espace d'un faisceau de particules par un obstacle fixe

La collision est élastique et le nombre de particules est par conséquent conservé tout au long de l'interaction. De plus, l'axisymétrie rend le problème indépendant de l'angle ϕ décrivant la position d'un point dans un plan perpendiculaire à la direction d'incidence. On peut alors projeter dans un plan quelconque qui contient l'axe d'axisymétrie et utiliser la représentation de la figure IV-5.

Si on considère un flux ϕ de particules incidentes, le nombre de particules qui traversent, avant l'interaction, un plan perpendiculaire à la direction d'incidence pendant l'intervalle de temps δt est :

$$\delta N = 2\pi p dp \phi \delta t$$

Après l'interaction, ce nombre s'exprime :

$$\delta N = \phi \, d\sigma \, \delta t \quad \text{IV-9}$$

où $d\sigma$ est la surface correspondant à l'intersection du faisceau émergent avec une sphère de rayon unitaire centrée sur l'origine (disque rouge sur la figure IV-6).

Or cette surface s'inscrit dans un élément d'angle solide $d\Omega$. On pose alors :

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \text{IV-10}$$

qu'on appelle *section efficace différentielle de collision élastique*. L'axisymétrie, nous permet d'écrire :

$$d\Omega = 2\pi \sin\chi \, d\chi \quad \text{IV-11}$$

et nous trouvons alors :

$$d\sigma = 2\pi \, \sigma \, \sin\chi \, d\chi \quad \text{IV-12}$$

Or les relations IV-8 et IV-9 nous donnent :

$$|2\pi \, p \, dp| = |d\sigma| \quad \text{IV-13}$$

soit :

$$|p \, dp| = |\sigma \, \sin\chi \, d\chi| \quad \text{IV-14}$$

La relation précédente caractérise donc la section efficace de collision suivant le modèle de collision considéré. Nous allons la déterminer dans deux cas simples, qui sont fortement utilisés en aéronomie.

a. Modèle de type sphère dure

Selon ce modèle, la trajectoire décrite par une des particules au cours de l'interaction peut être vue comme deux segments de droites formant un angle χ entre eux, égal à l'angle de déflexion. La distance minimale d'approche D est alors égale à la somme des rayons des deux particules qui interagissent.

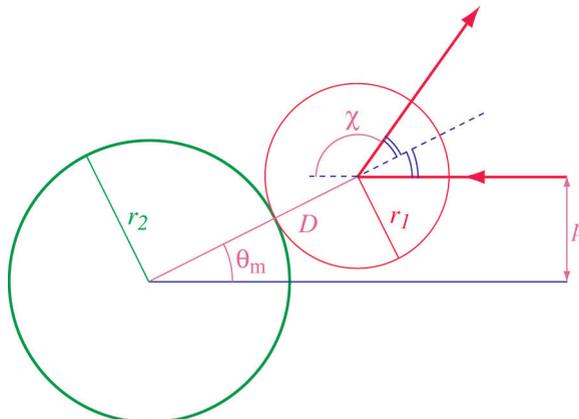


Figure IV-7 : schéma de l'interaction suivant le principe des boules de billard

Nous avons comme relation géométrique :

$$p = D \sin \theta_m \quad IV-15$$

soit, d'après la définition de χ :

$$p = D \cos \frac{\chi}{2} \quad IV-16$$

que l'on peut récrire sous la forme :

$$\chi = 2 \operatorname{Arccos} \left(\frac{p}{D} \right) \quad IV-17$$

Nous pouvons alors obtenir une relation différentielle entre p et χ . Nous trouvons :

$$\begin{aligned} p \, dp &= -D^2 \cos \frac{\chi}{2} \sin \frac{\chi}{2} \frac{d\chi}{2} \\ &= -D^2 \sin \chi \frac{d\chi}{4} \end{aligned} \quad IV-18$$

Le calcul de la section efficace différentielle est alors direct. Nous obtenons :

$$\sigma = \frac{D^2}{4} \quad IV-19$$

On constate que cette section efficace est indépendante des vitesses relatives des particules qui interagissent et qu'elle est isotrope, c'est-à-dire qu'elle ne dépend absolument pas de la valeur de la déflexion subie lors de la collision. Ces résultats sont cohérents avec l'idée que l'on se fait d'une collision du type boule de billard.

b. Modèle coulombien

Cette fois, nous considérons deux particules de charges $Z_1 e$ et $Z_2 e$. Z représente le nombre de charges de la particule et peut donc être positif ou négatif ; ainsi nous aurons $Z = -1$ pour un électron. Le potentiel coulombien s'écrit :

$$\varphi(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad IV-20$$

En posant :

$$p_o = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \mu g^2} \quad IV-21$$

on peut montrer que l'angle de déflexion χ est tel que :

$$\tan \chi = \frac{p_o}{p} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \mu g^2 p} \quad IV-22$$

p_o trouve son interprétation dans l'équation précédente. On l'appelle *paramètre d'impact critique* : c'est le paramètre d'impact pour lequel la déflexion est de 90° . Pour $p < p_o$, la diffusion se fait vers l'avant, tandis que pour $p > p_o$ elle se fait vers l'arrière (rétrodiffusion).

Il existe également une interprétation énergétique. En effet, p_o apparaît comme la distance pour laquelle l'énergie potentielle d'interaction coulombienne est égale au double de l'énergie cinétique dans le référentiel du centre de masse : l'influence de la force de Coulomb sur la trajectoire des particules commence à être significative. En reprenant la relation entre p et χ , nous avons :

$$dp = -\frac{p_o}{2\left(\sin\frac{\chi}{2}\right)^2} d\chi \quad IV-23$$

On en déduit alors :

$$|p dp| = -\left| \frac{p_o^2 \cos\frac{\chi}{2}}{2\left(\sin\frac{\chi}{2}\right)^3} d\chi \right| \quad IV-24$$

La section efficace a finalement l'expression suivante :

$$\sigma = \frac{p_o^2}{4\left(\sin\frac{\chi}{2}\right)^4} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\epsilon_o \mu g^2}\right)^2 \frac{1}{\left(\sin\frac{\chi}{2}\right)^4} \quad IV-25$$

Par rapport au modèle précédent, on constate que la section efficace dépend fortement de la vitesse relative des particules incidentes : plus les particules vont vite l'une relativement à l'autre, plus la section est petite. De fait les particules très énergétiques ne sont que faiblement collisionnelles, tandis que les particules de basses énergies le sont plus fortement. D'autre part, nous avons une dépendance vis à vis de l'angle de déflexion qui introduit une anisotropie spatiale dans le mécanisme de collision. Ainsi, à vitesse différentielle égale, la section efficace est plus importante pour une diffusion vers l'avant ($\chi \approx 0^\circ$) que pour une rétrodiffusion ($\chi \approx 180^\circ$). On trouve également que pour $\chi \approx 90^\circ$, la section efficace vaut :

$$\sigma = p_o^2 \quad IV-26$$

p_o apparaît ainsi comme le diamètre équivalent de la particule cible pour une déviation à angle droit.

2. SECTIONS EFFICACES INTÉGRÉES

a. Section efficace totale

Nous avons vu que la section efficace différentielle σ est une caractérisation du pouvoir diffusif qu'a la particule cible lorsqu'elle est bombardée par un faisceau de particules. Nous avons également vu que les particules diffusées se trouvent réparties sur une surface $d\sigma$ telle que :

$$d\sigma = \sigma d\Omega \quad IV-27$$

où $d\Omega$ est l'angle solide dans lequel les particules diffusent depuis la position de la particule cible. On peut essayer de caractériser le pouvoir global de diffusion de la particule cible, c'est-à-dire son pouvoir à diffuser une particule indépendamment de la direction de diffusion. Pour cela, il suffit d'intégrer $d\sigma$ sur tout l'angle solide. On définit alors la section efficace totale de collision σ_o :

$$\sigma_o = \int d\sigma = \int_{\text{espace}} \sigma d\Omega \quad IV-28$$

En reprenant la relation (IV-13), nous pouvons écrire :

$$\sigma_o = \int_0^{p_m} 2\pi p dp = \pi p_m^2 \quad IV-29$$

où p_m représente la borne supérieure des valeurs du paramètre d'impact p pour lesquelles il y a une déflexion.

Dans le cas du modèle de sphère dure, on a $p_m = D$, car il n'y a pas de déflexion pour $p > D$. On trouve alors :

$$\sigma_o = \pi D^2 \quad IV-30$$

Le pouvoir diffusif de la particule cible est la section droite qu'elle offre au faisceau de particules incidentes (dans le cas où les deux types de particules auraient le même rayon), ce qui semble logique. Par contre, dans le cas d'un potentiel d'interaction en loi de puissance, on a à priori $p_m = \infty$, car la force d'interaction agit pour $r > 0$, sans limitation de portée (même si l'interaction est dite à portée finie). Ainsi, dans le cas du potentiel coulombien, on trouve que la section efficace totale est infinie. Cette divergence provient des grandes valeurs du paramètre d'impact, qui correspondent à des faibles valeurs de l'angle de déflexion. La relation entre p et χ montre en effet que lorsque p croît vers l'infini, χ décroît vers 0 : plus les particules s'éloignent, plus leur influence mutuelle est faible et moins elles subissent de déflexion.

Pour lever le caractère divergent de l'intégrale, on constate donc qu'il faut imposer une valeur finie de p_m . Pour cela, il convient d'intégrer dans la définition de la collision la notion de portée de l'interaction. D'un point de vue expérimental, cette portée peut par exemple être définie à partir de la limite de sensibilité des instruments : ainsi le seuil instrumental de mesure de la déflexion définit la valeur supérieure du paramètre d'impact à considérer. Dans un plasma, la longueur de Debye est une distance caractéristique d'écrantage du potentiel coulombien, et donc la limite effective à considérer pour la portée de ce potentiel.

b. Section efficace de transfert de quantité de mouvement

L'interaction entre deux particules peut être vue de deux manières différentes selon que l'on se place dans le référentiel du laboratoire ou dans le référentiel du centre de masse.

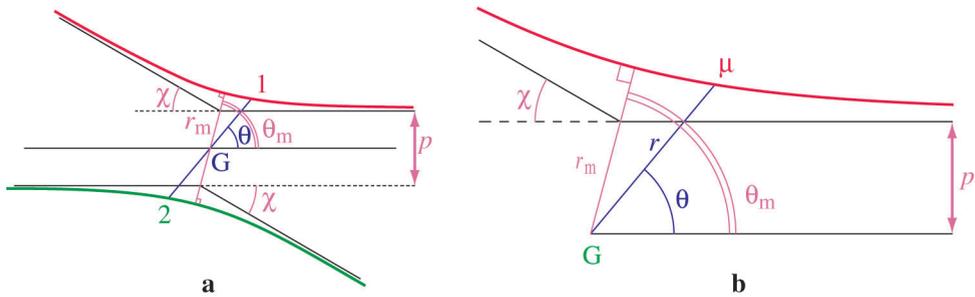


Figure IV-8 : représentation des trajectoires décrites par les particules dans le référentiel du centre de masse : a. trajectoires des particules 1 et 2 ; b. trajectoire de la particule fictive relativement au centre de masse

La figure IV-8 donne une illustration des trajectoires suivies par les particules qui interagissent dans chacun des référentiels. En fait dans le référentiel du centre de masse, les particules sont virtuelles : l'une de masse $m_1 + m_2$ est fixe, placée au centre de masse du système, tandis que l'autre de masse $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ arrive avec une vitesse $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$ (voir

paragraphe sur les collisions réactives) et un paramètre d'impact p correspondant à celui des particules incidentes dans le référentiel du laboratoire. La particule placée en G restant fixe, elle constitue un centre défecteur pour la particule μ , comme dans la description que nous avons donnée de la section efficace différentielle. Dans les problèmes d'aéronomie, étant donné les énergies mises en jeu et les concentrations atteintes, les angles de déflexion χ dans ce type d'interaction sont toujours faibles ; on ne parvient à des déviations importantes qu'en cumulant des interactions élémentaires. De ce fait, la direction d'émergence est très proche de la direction d'incidence et le transfert de quantité de mouvement se fait donc surtout dans la direction de la trajectoire incidente. Si on note \vec{v}' la vitesse de la particule μ après l'interaction, le transfert de quantité de mouvement dans la collision vaut :

$$\delta \vec{\pi} = \mu (\vec{v} - \vec{v}') \quad IV-31$$

qui, en supposant qu'il a lieu le long de la direction d'incidence, s'écrit :

$$\delta \vec{\pi} = \mu (1 - \cos \chi) \vec{v} \quad IV-32$$

On peut alors définir une section différentielle $d\sigma_p$ de transfert de quantité de mouvement en posant :

$$\mu \vec{v} d\sigma_p = \delta \vec{\pi} d\sigma \quad IV-33$$

soit :

$$d\sigma_p = (1 - \cos \chi) d\sigma \quad IV-34$$

Une interprétation simple que l'on peut donner de cette définition est que l'on considère le centre défecteur comme un élément de freinage pour la particule incidente. La force de freinage agit dans la direction de la vitesse et est proportionnelle à la quantité de mouvement de la particule incidente ; la trajectoire de la particule ne se trouve alors pas

modifiée et seule l'amplitude de sa vitesse l'est. On a donc remplacé l'interaction à force centrale par un mécanisme de friction.

A partir de cet élément différentiel, on peut introduire une section efficace intégrée de transfert de quantité de mouvement par intégration :

$$\sigma_p = \int d\sigma_p = \int_{\text{espace}} (1 - \cos \chi) \sigma \, d\Omega \quad IV-35$$

Dans l'absolu, le calcul de cette section efficace souffre des mêmes problèmes que la précédente en ce sens qu'elle diverge pour tous les potentiels qui ont une dépendance vis à vis de la distance interparticulaire. En pratique dans le cas d'un potentiel coulombien (qui est un type d'interaction important dans l'ionosphère), la troncation associée à l'écrantage du potentiel permet de rendre intégrable l'expression IV-35. Cette section efficace a une signification physique plus intéressante que la précédente, car elle est liée à la caractéristique principale de la collision qui est un transfert de quantité de mouvement d'une particule à l'autre. C'est cette section efficace que l'on utilise dans l'expression des termes de collision introduits dans la représentation fluide (voir annexe D).

c. Section efficace de transfert d'énergie

La perte de quantité de mouvement dans une collision s'accompagne d'une perte d'énergie cinétique. En appliquant le même principe de calcul que dans le paragraphe précédent, nous pouvons évaluer cette perte d'énergie cinétique en calculant la variation d'énergie cinétique le long de la direction d'incidence dans le référentiel du centre de masse. En procédant ainsi, nous trouvons que cette perte δE_c vaut :

$$\delta E_c = \frac{1}{2} \mu (v^2 - v'^2) = \frac{1}{2} \mu (1 - \cos^2 \chi) v^2 \quad IV-36$$

Nous pouvons alors définir une section efficace de transfert d'énergie $d\sigma_E$ sur le modèle précédent en écrivant :

$$\frac{1}{2} \mu v^2 d\sigma_E = \sigma \delta E_c \quad IV-37$$

soit :

$$d\sigma_E = (1 - \cos^2 \chi) d\sigma \quad IV-38$$

On peut ensuite calculer une section efficace intégrée de transfert par intégration :

$$\sigma_E = \int d\sigma_E = \int_{\text{espace}} (1 - \cos^2 \chi) \sigma \, d\Omega \quad IV-39$$

Comme nous considérons des collisions avec des faibles angles de déflexion, nous pouvons écrire :

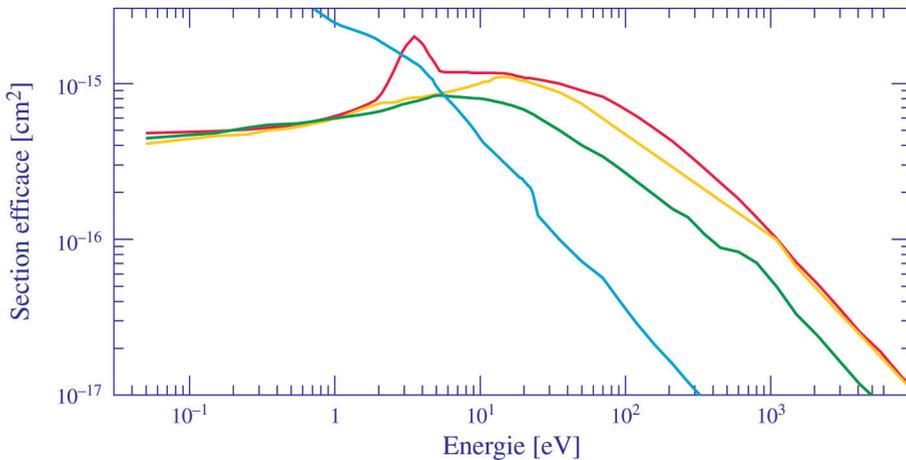
$$1 - \cos^2 \chi = 2 (1 - \cos \chi) \quad IV-40$$

et nous trouvons alors une relation simple entre les deux sections efficaces de transfert :

$$\sigma_E = 2 \sigma_p \quad IV-41$$

3. EXEMPLES DE SECTIONS EFFICACES DE COLLISIONS ÉLASTIQUES

Sur la figure IV-9, nous avons fait figurer les sections efficaces élastiques des quatre composants majoritaires de la haute atmosphère terrestre pour des collisions avec des électrons. L'énergie de l'électron incident est en abscisse. Pour chaque espèce, la section efficace connaît une décroissance en loi de puissance aux énergies supérieures à quelques dizaines d'électronvolts. La section efficace la plus importante est celle de N_2 , relativement proche de la section efficace de collision avec O_2 . Si, à haute énergie, les sections efficaces élastiques respectent relativement bien les nombres de masse des molécules ou atomes, il n'en va pas de même à basse énergie, où des phénomènes quantiques interviennent.



Figures IV-9 : sections efficaces élastiques de collision entre un électron et l'hydrogène (bleu), l'azote moléculaire (rouge), et l'oxygène atomique (vert) et moléculaire (jaune)

III. SECTION EFFICACE DE COLLISIONS INÉLASTIQUES

Les collisions élastiques conservent, par essence, l'énergie. En fait, si on précise cette notion de conservation, on se rend compte que l'on définit une collision élastique comme étant une collision dans laquelle l'énergie cinétique reste sous forme d'énergie cinétique. Or il existe d'autres mécanismes d'interaction dans lesquels l'énergie cinétique est transformée et qui n'entrent donc pas dans cette catégorie de collisions ; c'est le cas des excitations de molécules. On appellera collision inélastique, une collision dans laquelle il y a eu une modification des caractéristiques de la collision. Ainsi, même si l'énergie totale est conservée, une collision qui conduit à l'excitation d'une molécule (ou atome) ou à l'ionisation de cette dernière sera considérée comme inélastique. En généralisant ce concept, une réaction chimique peut être vue comme une collision réactive, dans laquelle il n'y a conservation ni de l'énergie cinétique ni des espèces, et on peut la classer dans la catégorie des collisions inélastiques.

1. EXEMPLES DE SECTIONS EFFICACES DE COLLISIONS INÉLASTIQUES D'EXCITATION

Les sections efficaces d'excitations les plus importantes dues à des collisions entre des électrons et l'oxygène atomique ou l'hydrogène atomique sont tracées sur la figure IV-10.

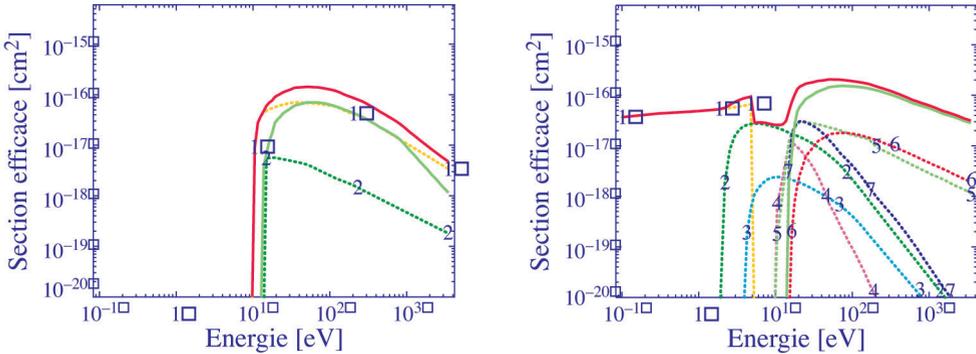


Figure IV-10 : à gauche, principales sections efficaces inélastiques de l'hydrogène atomique. Les sections efficaces 1 et 2 correspondent respectivement à $n = 1$ et $n = 2$.

Le trait vert correspond à la section efficace d'ionisation. **A droite, principales sections efficaces inélastiques de l'oxygène atomique.** Les sections efficaces sont les suivantes : (1) : Structure fine ; (2) : $^1\Delta$; (3) : $^1\Sigma$; (4) : $^5\Sigma$; (5) : $^3\Sigma$; (6) : $^3\Sigma^3\Delta$; (7) : $^3\Sigma^1\Delta$. Le trait vert correspond à la section efficace d'ionisation.

On retrouve la nomenclature décrite ci-dessus. Une excitation est d'une importance particulière : il s'agit de l'excitation de la structure fine de l'oxygène, qui est prépondérante à basse énergie.

Les sections efficaces d'excitation par des collisions avec les électrons sont données, pour l'azote et l'oxygène moléculaires, sur la figure IV-11. De façon générale, une excitation Rydberg correspond à une excitation vibrationnelle modélisable par un oscillateur harmonique. La grande amplitude des excitations vibrationnelles de l'azote moléculaire, ainsi que la faible efficacité pour des collisions entre 5 et 7 eV ont des implications pour les spectres en énergie des électrons dans l'ionosphère terrestre.

Dans le concept des sections efficaces, l'ionisation n'est qu'un cas particulier de ce qui précède, certes important puisqu'il préside à la formation de l'ionosphère. La nomenclature des ions suit en tous points celle des atomes ou molécules, et ne nécessite donc pas d'être reprise. A une exception près, cependant ! S'agissant d'atomes, il arrive souvent de voir dans la littérature l'état d'ionisation marqué de la façon suivante : Après le symbole de l'atome, par exemple N pour l'azote, on ajoute un nombre *un* en chiffre romain : N I. L'ion une fois ionisé s'écrit N II, et on incrémente le nombre, qui vaut donc la multiplicité d'ionisation plus un ... N VII représente par exemple l'azote ionisé 6 fois.

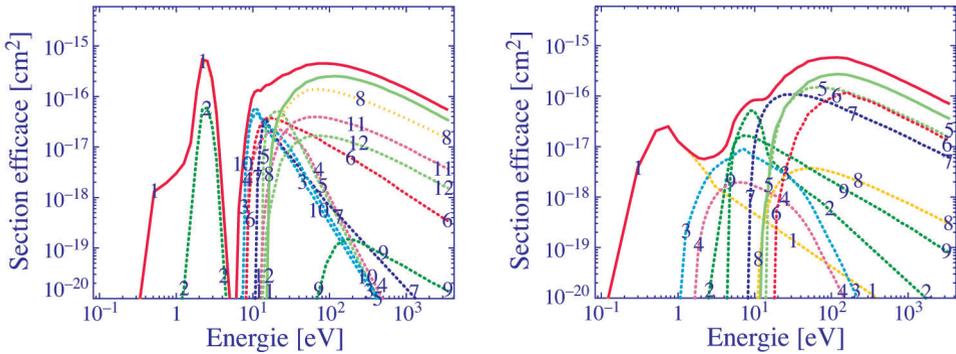


Figure IV-11 : à gauche, principales sections efficaces inélastiques de l'azote moléculaire. Les sections efficaces sont les suivantes (1) : rotationnel + vibrationnel I ; (2) : Vibrationnels (2 à 8) ; (3) : $A^3\Sigma$; (4) : $B^3\Pi$; (5) : $W^3\Delta$; (6) : $a^1\Pi$; (7) : $C^3\Pi$; (8) : sum-single ; (9) : $500,1\text{ nm}$; (10) : $b^1\Pi$; (11) : $b^1\Pi_u$; (11) : $b^1\Sigma_u$. Le trait vert correspond à la section efficace d'ionisation. **A droite, principales sections efficaces inélastiques de l'oxygène moléculaire.** Les sections efficaces sont les suivantes : (1) : rotationnel + vibrationnel I ; (2) : Vibrationnels (2 à 4) ; (3) : $A^1\Delta_g$; (4) : $B^1\Sigma_g$; (5) : Rydberg I ; (6) : Rydberg 2 ; (7) : $B^3\Sigma_u$; (8) : $9,97\text{ eV}$; (9) : $a^3\Sigma_u$. Le trait vert correspond à la section efficace d'ionisation.

Les seuils d'énergie pour l'ionisation, notés W_{ee} sont tous de l'ordre de la dizaine à la vingtaine d'électronvolts, bien supérieurs aux seuils d'excitation. Il est de $13,6\text{ eV}$ pour l'hydrogène atomique (on retrouve donc la constante de Rydberg énergétique du début de ce chapitre), puis respectivement $13,61$; $12,10$; $15,58\text{ eV}$ pour O, O_2 et N_2 . Les sections efficaces d'ionisation sont également représentées sur les figures précédentes. Il est notable qu'au-dessus de typiquement une vingtaine d'électronvolts, elles deviennent d'amplitudes comparables aux excitations les plus importantes. Pour chaque ion, plusieurs états excités ee sont possibles, dont la somme des poids relatifs ww vaut naturellement 1 . Ces poids relatifs sont appelés des rapports de branchement. Ils varient selon l'énergie d'ionisation et la nature de la particule incidente (photon, électron, atome). Leurs valeurs moyennes pour l'ionisation par impact électronique (au dessus du seuil d'ionisation le plus élevé pour chaque espèce) sont données dans le tableau IV-1 ci-après.

2. APPROCHE MICROSCOPIQUE D'UNE RÉACTION CHIMIQUE : MODÈLE ATOMIQUE D'UNE COLLISION RÉACTIVE

a. Energies mises en jeu dans une réaction

Lorsque deux particules entrent en collision élastique, la conservation de l'énergie totale entraîne un transfert de l'énergie cinétique des particules vers l'énergie potentielle du système constitué par ces deux particules. Si on représente l'évolution de cette énergie au cours de l'interaction, on obtient un traceur de l'interaction.

Tableau IV-1

Espèce	Niveau fondamental	Energie de seuil	Rapport de branchement
N ₂	X ² Σ _g ⁺	15,58 eV	0,48
	A ² Π _u	16,73 eV	0,45
	B ² Σ _u ⁺	18,75 eV	0,07
O ₂	X ² Π _g	12,1 eV	0,17
	a ⁴ Π _u	16,1 eV	0,37
	A ² Π _u	16,9 eV	0,22
	b ⁴ Σ _g ⁻	18,2 eV	0,15
NO	X ¹ Σ ⁺	9,25 eV	
O	⁴ S ^o	13,61 eV	0,4
	² D ^o	16,92 eV	0,4
	² P ^o	18,61 eV	0,2
H	⁴ S ^o	13,6 eV	

La figure IV-12 ci-dessous donne l'allure schématique de cette évolution.

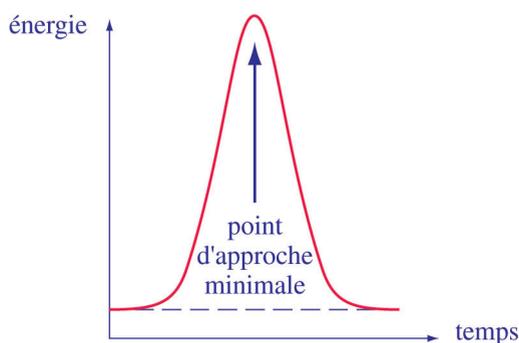


Figure IV-12 : évolution temporelle de l'énergie potentielle d'interaction entre deux particules dans le cas d'une collision élastique

Sur cette figure, on a porté en abscisse le temps écoulé depuis le début de l'interaction et en ordonnée l'énergie potentielle d'interaction. On note qu'il existe une valeur minimale correspondant à l'absence d'interaction, qui est la même avant et après que la collision se sera produite. L'énergie croît au fur et à mesure que les particules se rapprochent et elle atteint son paroxysme au point d'approche minimale ; l'évolution de cette énergie présente une symétrie par rapport à ce point.

En reprenant cette représentation, on peut donner l'image suivante d'un mécanisme réactionnel (figure IV-13). Deux particules, appelées *réactifs* se rapprochent l'une de l'autre en interagissant au travers d'un potentiel qui décrit la réaction chimique. L'énergie qu'il faut considérer dans ce cas est la somme des énergies internes des particules (qui sont mises à contribution dans la réaction) et de l'énergie d'interaction. A mesure que ces particules se rapprochent, l'énergie du système croît ; cette énergie atteint un maximum et la transformation s'opère, donnant naissance à des particules appelées *produits*. Ensuite, les particules émergentes s'éloignent faisant décroître l'énergie du système. Lorsque les particules sont suffisamment espacées, l'énergie atteint un minimum. La collision est inélastique en ce sens qu'il n'y a pas conservation de l'intégrité des particules, ni en général de l'énergie cinétique.

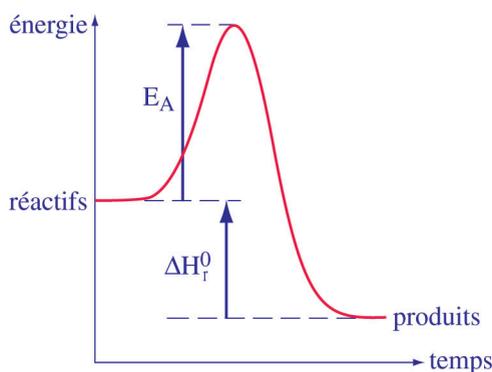


Figure IV-13 : évolution temporelle de l'énergie du système constitué par les réactifs et les produits dans le cas d'une collision réactive

L'énergie au début de l'interaction correspond à la somme des énergies internes des réactifs. Au cours de l'interaction, l'énergie croît d'une quantité E_A que l'on appelle *énergie d'activation* : c'est l'énergie qu'il faut fournir au système pour que la réaction ait lieu ; E_A agit comme une barrière (ou seuil) vis à vis de la réaction. A l'issue de la réaction, les produits se dégagent et on atteint un niveau d'énergie correspondant à la somme des énergies internes des produits. La différence ΔH_o^r entre les énergies internes des produits et des réactifs représente le bilan énergétique de la réaction ; on l'appelle *enthalpie de la réaction*. Si ΔH_o^r est positif, l'énergie des produits est inférieure à celle des réactifs et il y a libération de l'excédent d'énergie ΔH_o^r dans le milieu : la réaction est alors dite *exothermique* ; si ΔH_o^r est négatif par contre, il a fallu, globalement, fournir de l'énergie pour que la réaction ait lieu : on dit que la réaction est *endothermique*.

En toute rigueur, l'étude théorique d'un mécanisme réactionnel nécessite l'outil lourd de la mécanique quantique. En effet, pour bien représenter la réaction, il faut avoir une connaissance précise des états des réactifs et des produits, ces états étant définis par les fonctions d'ondes des particules. En outre, il faut une description fidèle du potentiel d'interaction qui, du fait de la transformation, doit comprendre une composante annihilatrice et une composante créatrice, afin de permettre une transformation des réactifs en produits.

Une telle représentation est largement au-delà des objectifs visés dans cet ouvrage. Nous adopterons une approche plus statistique où nous modéliserons l'interaction par une section efficace réactive.

Pour préserver la représentativité des états des particules, on pourra conserver un nombre réduit de paramètres caractérisant les états des particules comme le nombre quantique rotationnel ou le nombre quantique de moment angulaire.

Nous considérerons que l'énergie totale d'une particule est composée de son énergie cinétique et de son énergie interne, somme de l'énergie électronique et des énergies de vibration et de rotation (pour une molécule).

Le tableau IV-2 ci-dessous donne, pour deux principaux constituants atmosphériques, les énergies des premiers niveaux vibrationnel et rotationnel :

Tableau IV-2 : énergies des premiers niveaux d'excitation vibrationnelle (ΔE_v) et rotationnelle (ΔE_r) pour les molécules N_2 et O_2

espèce	niveau fondamental	ΔE_v	ΔE_r
N_2	$^1\Sigma_g^+$	0,289 eV	$5 \cdot 10^{-4}$ eV
O_2	$^3\Sigma_g^-$	0,193 eV	$4 \cdot 10^{-4}$ eV

On constate que l'énergie d'excitation vibrationnelle est relativement basse pour ces deux molécules, qui sont des molécules stables et que l'énergie d'excitation rotationnelle est inférieure à 10^{-3} eV.

Si on compare ces énergies à l'énergie d'agitation thermique qui attribue $\frac{1}{2} k_b T$ à chaque degré de liberté, on a dans les conditions atmosphériques ($T \approx 1000$ K) :

$$\Delta E_r < \frac{1}{2} k_b T \approx 0,05 \text{ eV} < \Delta E_v \quad \text{IV-42}$$

et donc statistiquement, les molécules sont plutôt dans un niveau d'énergie vibrationnelle bas, mais occupent des niveaux d'énergie rotationnelle correspondant à des nombres quantiques élevés. A partir de considération comme celles-ci, nous pouvons réduire le nombre d'états des molécules à prendre en compte pour les réactions.

Dans le paragraphe consacré à l'approche macroscopique des mécanismes réactionnels, nous ne considérerons qu'un état pour les particules produites, mais nous allons voir ici l'importance que peut revêtir la connaissance de ces états.

Considérons une réaction avec deux réactifs référencés 1 et 2. Notons m_1 et m_2 les masses des particules, \vec{v}_1 et \vec{v}_2 leurs vitesses initiales. On peut décrire l'interaction entre ces deux particules en se plaçant dans le référentiel du centre de masse. On définit alors la vitesse du centre de masse :

$$\vec{v}_G = \frac{m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2}{m_1 + m_2} \quad \text{IV-43}$$

Même si la collision est inélastique, la caractéristique du référentiel du centre de masse n'est pas altérée et la vitesse reste constante au cours de la réaction. Les vitesses des particules par rapport au centre de masse s'expriment :

$$\begin{cases} \vec{v}_{r1} = \vec{v}_1 - \vec{v}_G = \frac{m_2}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \\ \vec{v}_{r2} = \vec{v}_2 - \vec{v}_G = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \end{cases} \quad IV-44$$

Ces vitesses relatives vérifient par définition :

$$m_1 \vec{v}_{r1} + m_2 \vec{v}_{r2} = \vec{0} \quad IV-45$$

Nous pouvons alors exprimer l'énergie cinétique des deux particules en fonction de l'énergie cinétique du centre de masse qui est affecté de la masse $m_1 + m_2$:

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) v_G^2 + \frac{1}{2} m_1 v_{r1}^2 + \frac{1}{2} m_2 v_{r2}^2 \\ &= K_G + K_r \end{aligned} \quad IV-46$$

Posons $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$, $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ la vitesse relative et la masse réduite des deux particules.

En utilisant IV-44, on montre alors aisément que :

$$K_r = \frac{1}{2} \mu v^2 \quad IV-47$$

Si on désigne par U l'énergie potentielle des particules réactives (sommes des énergies internes de chacune des deux particules), alors on peut écrire que l'énergie totale $E_T = K + U$ est conservée au cours de la réaction :

$$K + U = K' + U' \quad IV-48$$

en notant avec le symbole prime les grandeurs après la réaction.

Mais cette réaction dégage (ou absorbe) une quantité ΔH_o^r . Cette énergie représente en fait un transfert entre énergie interne et énergie cinétique : si ΔH_o^r est positif, il y a un surcroît d'énergie cinétique correspondant au caractère exothermique de la réaction. En conséquence, on peut dissocier les deux contributions dans le bilan énergétique et écrire :

$$\begin{cases} K' = K + \Delta H_o^r \\ U' = U - \Delta H_o^r \end{cases} \quad IV-49$$

Pour des réactions endothermiques, nous dirons que la collision est de première espèce, tandis que pour des réactions exothermiques, elle est de deuxième espèce ou superélastique (en référence au gain d'énergie).

Si on note K_r' l'énergie cinétique relative des produits après la réaction :

$$K' = K_G' + K_r' = K_G + K_r \quad IV-50$$

car l'énergie cinétique du centre de masse reste constante au cours de la réaction. Nous en déduisons alors :

$$K_r' = K_r + \Delta H_o' \quad IV-51$$

On constate ainsi que seule l'énergie cinétique du mouvement relatif est utilisable pour déclencher la réaction. De plus, comme K_r' est une grandeur positive, nous devons avoir $|K_r| > |\Delta H_o'|$ si la réaction est endothermique ; nous trouvons ainsi que la réaction n'est possible que si un certain seuil d'énergie est atteint.

b. Section efficace d'une collision réactive

Comme pour les collisions élastiques, nous pouvons caractériser une collision réactive par une section efficace. Nous considérons donc un élément de volume $d^3\vec{r}$ dans lequel la réaction va avoir lieu. Deux particules 1 et 2 de vitesses respectives \vec{v}_1 et \vec{v}_2 ont des trajectoires qui les amènent à interagir à l'intérieur du volume. Nous avons vu au paragraphe précédent que seule la vitesse relative \vec{v} importe pour étudier la collision. Nous pouvons par conséquent utiliser un schéma équivalent où une particule est supposée fixe à l'intérieur du volume (nous prendrons la particule 2) ou l'autre (la particule 1) se déplace à la vitesse relative \vec{v} .

En interprétant l'interaction qui se produit entre deux particules en terme de section efficace de collision, nous introduisons donc une section efficace de collision réactive σ_r , dont le principe de calcul est similaire à celui de la section efficace intégrée de collision élastique bien que dans le cas de la collision réactive, la notion de déflexion perd son sens, puisque les particules changent de nature au cours de l'interaction. Cette section efficace n'est alors fonction que de la norme de la vitesse relative : $\sigma_r(\|\vec{v}\|)$.

La manière dont on modélise cette section efficace réactive est capitale pour les informations macroscopiques que l'on peut ensuite déduire : un modèle simplifié peut s'avérer dramatique lorsque l'on calcule la constante de réaction. Par exemple, à grande distance, la force d'interaction entre un ion et une molécule neutre peut être décrite par une force de polarisation dont le potentiel a la forme suivante :

$$V(r) = -\frac{\alpha e^2}{r^4} \quad IV-52$$

où α désigne la polarisabilité de la molécule, e la charge élémentaire et r la distance interparticulaire. Ce type de potentiel est souvent utilisé pour décrire une réaction chimique entre une espèce chargée (ion ou électron) et une molécule. On est alors conduit à utiliser une section efficace de collision réactive de la forme :

$$\sigma_r(E) = 2\pi \sqrt{\frac{\alpha e^2}{E}} \beta \quad IV-53$$

où β représente la probabilité pour que l'interaction décrite par le potentiel IV-52 donne lieu à une réaction chimique : β est la part des collisions qui, initialement élastiques, deviennent inélastiques ; on l'appelle l'opacité moyenne. E représente l'énergie cinétique relative.

Dans ce modèle, on constate que la section efficace croît lorsque l'énergie décroît. Il décrit donc un mécanisme qui a une forte propension à se produire aux énergies thermiques caractéristiques de l'ionosphère ($\sim 0,05$ eV). Si on considère la réaction :



on trouve que la section efficace est compatible avec la dépendance donnée en IV-53. Par contre, si on considère la réaction :



on aboutit à une incompatibilité. En effet, si cette réaction avait une dépendance telle que celle décrite précédemment, elle suffirait à consommer les ions O^+ la nuit, diminuant ainsi la concentration jusqu'à des niveaux en contradiction avec les mesures.

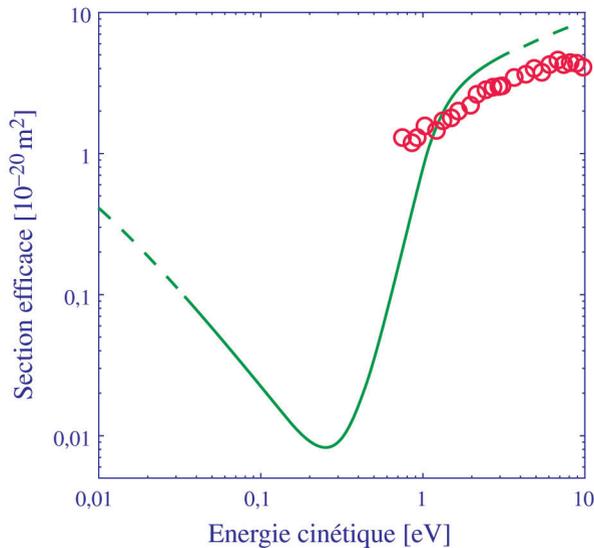
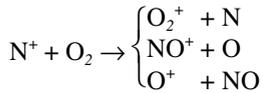


Figure IV-14 : section efficace réactive pour la réaction $\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$

(D'après M.H. Rees, *Physics and Chemistry of the upper atmosphere*,
Cambridge university press, ISBN 0 521 32305 3, 1989)

En fait, sur la figure IV-14, qui représente l'évolution de la section efficace de collision en fonction de l'énergie, on constate que la section efficace croît de part et d'autre de 0,3 eV et n'est donc pas compatible avec le caractère monotone de la section efficace déduite du modèle d'interaction. Cette forte variabilité de σ , est liée dans ce cas aux états vibrationnels de la molécule N_2 dont le niveau d'excitation du premier niveau vibrationnel se situe à 0,289 eV. L'incompatibilité réside dans le fait que le modèle polaire précédent ne tient compte que d'un seul état de la molécule.

Cependant, la connaissance des états initiaux n'est pas toujours suffisante car il peut ne pas y avoir unicité des produits. Ainsi, la réaction entre N^+ et O_2 peut conduire à plusieurs voies réactionnelles :



IV-56

La probabilité de réalisation d'un mécanisme a une forte dépendance vis à vis de l'énergie mise en jeu (figure IV-15).

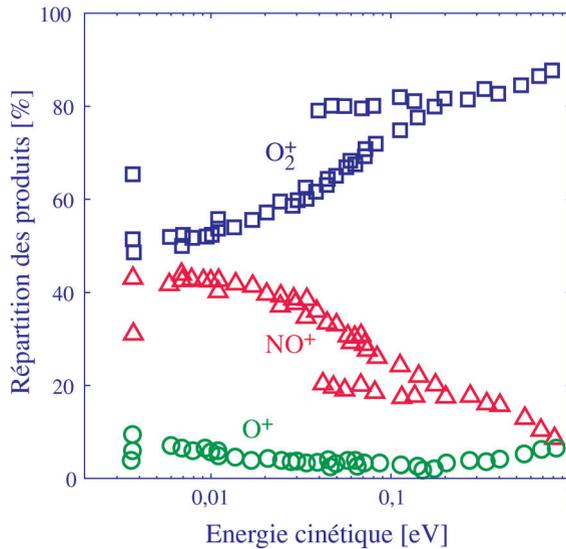


Figure IV-15 : répartition des mécanismes réactionnels entre l'ion N^+ et la molécule O_2 en fonction de l'énergie relative (d'après F. Howorka *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **73**, 758, 1980). Les symboles sur la ligne la plus élevée correspondent à la réaction conduisant à O_2^+ , au milieu à NO^+ et en bas à O^+ . L'axe vertical représente un taux de production.

On comprend donc que la détermination de σ , est fondamentale pour l'étude des mécanismes réactionnels, mais qu'elle peut s'avérer insuffisante, puisqu'il faut également avoir une bonne connaissance des états excités qui sont susceptibles d'intervenir dans la réaction. Nous avons réduit la difficulté du problème initial, mais nous ne l'avons pas complètement levée. Les données expérimentales de sections efficaces de réaction en fonction de l'énergie (cinétique et interne) sont donc indispensables.

IV. COLLISIONS AVEC DES PROTONS

Jusqu'à présent, nous n'avons parlé que de collisions entre les particules de la thermosphère et des électrons. Ces derniers, dans le cas de l'atmosphère terrestre, peuvent être issus du vent solaire. Or, le vent solaire, décrit au chapitre I est globalement neutre : il contient un nombre d'électrons égal au nombre d'ions. Ceux-ci sont principalement des protons, qui, comme les électrons, peuvent se déposer dans l'ionosphère terrestre. En plus de collisions

élastiques, d'ionisations et d'excitations, ces protons sont impliqués dans des *réactions d'échange de charge* conduisant à la formation d'atomes d'hydrogène (figure IV-16) ; ceux-ci, à leur tour, réagissent avec les neutres ambiants. Ainsi, on ne peut pas se contenter de la donnée des sections efficaces de collisions avec les protons : il est également nécessaire de connaître les sections efficaces de collisions avec l'atome d'hydrogène. Les réactions d'échange de charge se distinguent selon la *capture* et l'*arrachement*. La capture est celle d'un électron par collision avec un neutre, qui s'ionise :



l'étoile, mise entre parenthèses, désignant un possible état excité. La section efficace correspondante est notée σ^{I_0} . Ce processus conduit à la production d'un atome d'hydrogène qui peut en retour produire des protons selon la réaction d'*arrachement* :

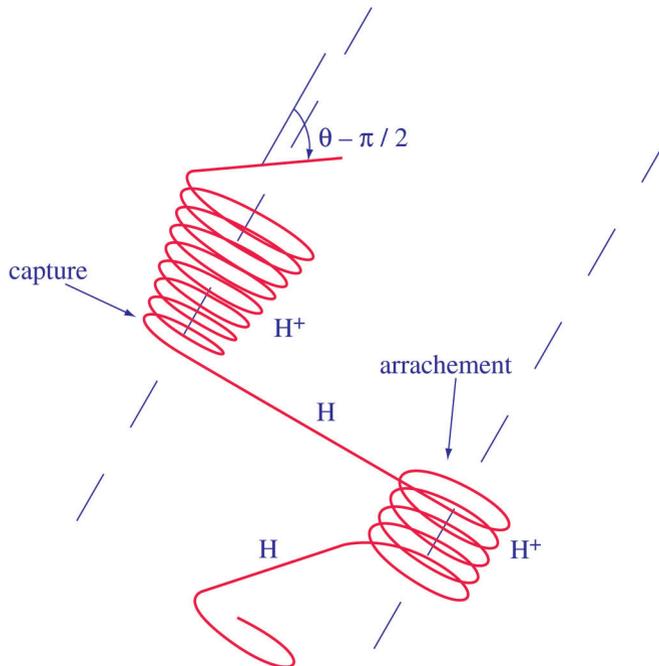


Figure IV-16 : trajectoire d'un proton précipité dans l'atmosphère terrestre

Les protons spiralent le long des lignes de force du champ magnétique avec un angle d'attaque θ ; une fois neutralisés, leur trajectoire s'effectue en ligne droite, indépendamment du champ magnétique (M. Galand, Thèse de l'UJF, 1996).

Les protons incidents issus du vent solaire possèdent des énergies qui les font descendre à basse altitude dans l'ionosphère terrestre, là où on ne trouve plus d'hydrogène atomique neutre. Aussi, sur la figure IV-17 n'avons nous fait figurer que les sections efficaces de collisions avec N_2 , O_2 et O .

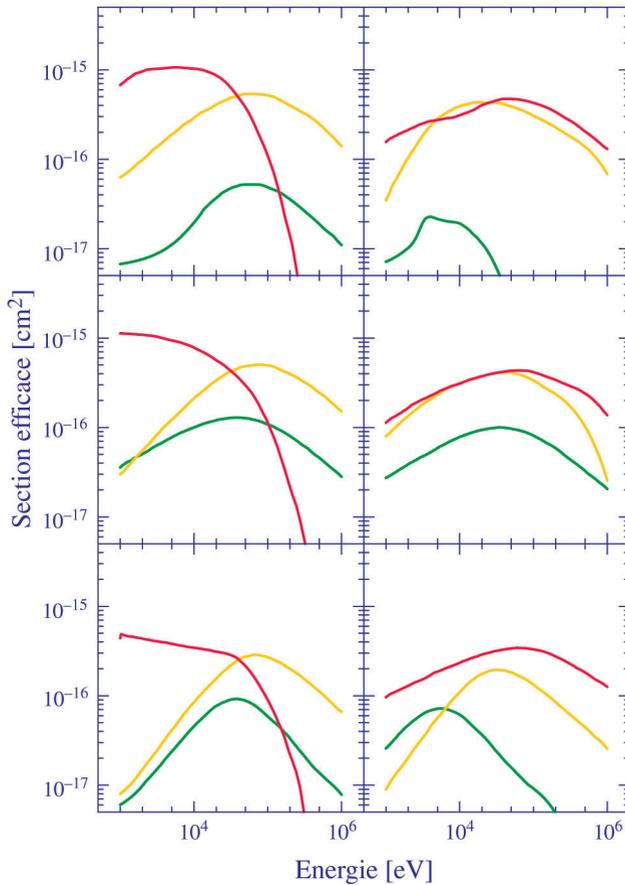


Figure IV-17 : sections efficaces de collision entre des protons (à gauche) ou des atomes d'hydrogène (à droite), et N₂ (en haut), O₂ (au milieu) ou O (en bas)
 En jaune l'excitation, en rouge l'ionisation et en vert l'échange de charge.

V. INTERACTION RAYONNEMENT/MATIÈRE ET SECTIONS EFFICACES D'ABSORPTION

Il est connu depuis l'antiquité que la lumière peut interagir avec la matière ; elle peut altérer le bon vin par exemple, et bien sûr elle constitue la base de la photographie. Avant tout, la création d'une ionosphère planétaire est une interaction entre la partie EUV ou UV du spectre solaire, et l'atmosphère. Il n'est nul besoin de présence de champ magnétique, si bien que Vénus ou Mars possèdent leurs ionosphères. La loi fondamentale de la photochimie a été énoncée par Stark et Einstein, au début du siècle ; elle stipule que *l'absorption de la lumière dans un mécanisme élémentaire est un processus qui fait intervenir un quantum d'énergie et un seul*. Cette loi compare l'acte élémentaire photochimique à une collision entre le photon et la cible. Elle a été mise en faillite expérimentalement (on a mis

en évidence des ionisations multiphotoniques), mais reste vraie pour tous les phénomènes ionosphériques. Plus encore, au cours d'une interaction rayonnement matière, tout le quantum d'énergie est absorbé, ce qui est le fondement même de la mécanique quantique.

Supposons une population de concentration n , faite de n_2 atomes dans un état excité et de n_1 atomes à l'état fondamental. Les atomes excités peuvent, spontanément, revenir à l'état fondamental en émettant une onde électromagnétique : Il s'agit du phénomène d'émission spontanée. La probabilité de transition de l'état 2 vers l'état 1 est caractérisée par un coefficient dit *coefficient d'Einstein*, en s^{-1} et noté A_{21} . Ce coefficient est tel que la dégradation en temps de l'espèce n_e lui est proportionnelle. Elle est également proportionnelle à la quantité initialement présente, si bien qu'on peut écrire :

$$dn_2(t) = -A_{21} n_2(t) dt \quad IV-59$$

d'où l'on déduit simplement :

$$n_2(t) = n_2(0) e^{-A_{21}t} = n_2(0) e^{-\frac{t}{\tau_{21}}} \quad IV-60$$

τ_{21} représente la durée de vie naturelle du niveau 2 pour la transition 2 vers 1. Pour la plupart des transitions permises, cette durée est de l'ordre de 10^{-8} secondes. Ce chiffre est à mettre en rapport avec les durées typiques des perturbations ionosphériques, qui vont de la minute à plusieurs heures !

De même que nous pouvons spontanément aller de 2 vers 1, les particules de l'état fondamental peuvent absorber de l'énergie électromagnétique à une fréquence ν pour s'exciter vers l'état 2. Le phénomène est appelé absorption. On peut le caractériser par une probabilité d'absorption ou coefficient d'Einstein, exprimé cette fois-ci en $m^3 J^{-1} s^{-2}$ si la densité volumique et spectrale d'énergie $\rho(\nu)$ est exprimée en $J m^{-3} Hz^{-1}$, et noté B_{12} . L'équation d'évolution de la population n_1 en fonction du temps s'écrit :

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = -B_{12} n_1(t) \rho(\nu) \quad IV-61$$

Enfin, la présence d'un champ électromagnétique induit une émission supplémentaire de 2 vers 1, caractérisée par un coefficient d'Einstein B_{21} telle que, pour cette seule émission induite, nous avons l'équation :

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = -B_{21} n_2(t) \rho(\nu) \quad IV-62$$

Les divers coefficients d'Einstein ne sont pas indépendants. Les relations suivantes les lient entre eux :

$$B_{12} = -B_{21} \quad IV-63$$

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad IV-64$$

On voit que les phénomènes physiques d'absorption de photons sont différents, dans le déroulement quantique, de ceux présidant à la collision avec une particule. Néanmoins, la formulation statistique sous forme de section efficace reste parfaitement possible. On

désigne par *section efficace d'absorption* la section efficace de l'absorption d'un photon par une particule. Les sections efficaces d'absorption sont un peu plus faibles que les sections efficaces de collisions.

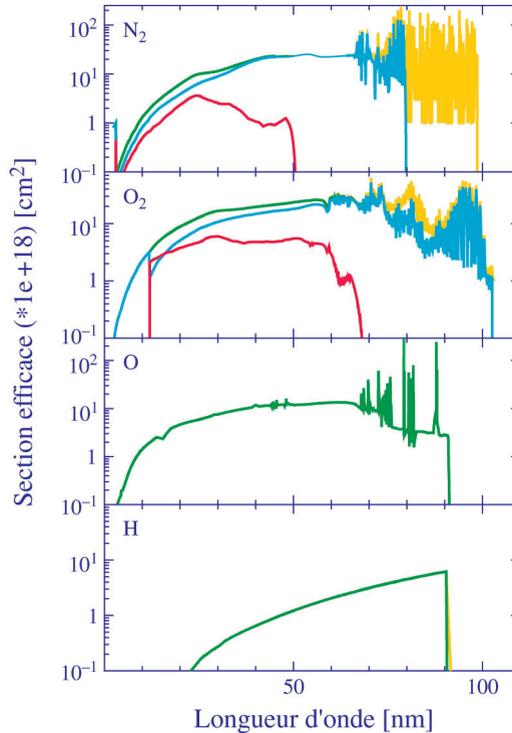


Figure IV-18 : Sections efficaces d'absorption du rayonnement ultraviolet par les quatre constituants majeurs de l'atmosphère des altitudes ionosphériques (respectivement de haut en bas N_2 , O_2 , O et H)

En rouge figure la l'ionisation dissociative. L'ionisation non dissociative est en trait bleu. La somme de ces deux sections efficaces d'ionisation est tracée en vert foncé, et la section efficace d'absorption (ionisation plus excitation) en jaune.

Sur la figure IV-18, nous avons tracé les sections efficaces d'absorption de photons de l'oxygène atomique et moléculaire, de l'azote moléculaire et de l'hydrogène atomique. On voit que l'oxygène est plus efficace pour l'absorption des photons que l'hydrogène, dans un facteur 10 à 100. Une valeur typique à retenir pour les sections efficaces de 10^{-22} à 10^{-21} m^{-2} .

VI. CHIMIE AÉRONOMIQUE

Nous allons à présent aborder l'autre grande partie des processus en cours dans l'ionosphère, à travers la chimie aéronomique. Ce chapitre présentera une approche théorique, tandis que la majeure partie des coefficients de réactions utiles dans l'atmosphère sera donnée en annexe.

I. APPROCHE MACROSCOPIQUE D'UNE RÉACTION CHIMIQUE

a. Taux de création/perte associé à une réaction

La probabilité p_{12} pour qu'une particule de type 1 entre en collision avec une particule de type 2 dans l'élément de volume $d^3\vec{r}$ est :

$$p_{12} = \frac{\sigma_r(\|\vec{v}\|)}{S} \quad \text{IV-65}$$

où S représente la section droite du volume $d^3\vec{r}$ dans la direction d'incidence et $\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$ est la vitesse relative des particules l'une par rapport à l'autre. Si les populations 1 et 2 sont caractérisées par des fonctions de distributions $f_1(\vec{v}_1, \vec{r})$ et $f_2(\vec{v}_2, \vec{r})$, on peut alors déterminer le nombre de particules de type 1 qui vont interagir et donc disparaître.

Le nombre de particules de type 1 qui entrent dans le volume $d^3\vec{r}$ pendant le temps δt est :

$$dN_1(\vec{v}_1) = f_1(\vec{v}_1, \vec{r}) \|\vec{v}\| S d^3\vec{v}_1 \delta t \quad \text{IV-66}$$

tandis que le nombre de particules de type 2 présentes dans le volume est :

$$dN_2(\vec{v}_2) = f_2(\vec{v}_2, \vec{r}) d^3\vec{v}_2 d^3\vec{r} \quad \text{IV-67}$$

On en déduit alors le nombre de collisions réactives dans le volume $d^3\vec{r}$ pendant δt :

$$d^6N(\vec{v}_1, \vec{v}_2) = p_{12} dN_1(\vec{v}_1) dN_2(\vec{v}_2) = \|\vec{v}\| \sigma_r(\|\vec{v}\|) f_2(\vec{v}_2, \vec{r}) d^3\vec{v}_2 f_1(\vec{v}_1, \vec{r}) d^3\vec{v}_1 d^3\vec{r} \delta t \quad \text{IV-68}$$

d'où l'on peut calculer le taux de variation de la fonction de distribution f_1 suite aux réactions avec la population 2 :

$$\frac{\delta f_1}{\delta t} = - \int_2 \frac{d^6N(\vec{v}_1, \vec{v}_2)}{d^3\vec{v}_1 d^3\vec{r} \delta t} d^3\vec{v}_2 = - \int_2 \|\vec{v}\| \sigma_r(\|\vec{v}\|) f_1(\vec{v}_1, \vec{r}) f_2(\vec{v}_2, \vec{r}) d^3\vec{v}_2 \quad \text{IV-69}$$

On définit ensuite le *taux de la réaction* :

$$\frac{\delta n_1}{\delta t} = \int_1 \frac{\delta f_1}{\delta t} d^3\vec{v}_1 \quad \text{IV-70}$$

On remarque que l'on a $\frac{\delta n_1}{\delta t} = \frac{\delta n_2}{\delta t}$, puisque les deux populations sont consommées à la même vitesse.

Dans le calcul qui précède, nous avons supposé que la réaction correspond à une collision binaire et donc à des coefficients stœchiométriques égaux à 1. Si la réaction fait intervenir d'autres particules (réaction ternaire), on peut généraliser l'expression obtenue en ajoutant la fonction de distribution de la troisième espèce. En fait, dans l'ionosphère, au-dessus de la région D , nous avons essentiellement des mécanismes binaires à cause de la faible concentration des constituants.

b. Taux et constantes de réaction

Les fonctions de distributions f_1 et f_2 contiennent de manière intrinsèque l'information sur le nombre de particules de type 1 ou 2 contenues dans un élément de volume donné. On peut dès lors, en introduisant la concentration volumique des espèces 1 et 2, définir la *constante de réaction* k_r en écrivant :

$$\frac{\delta n_1}{\delta t} = -k_r n_1 n_2 \quad IV-71$$

De cette manière, k_r contient toutes les informations de nature cinétique (répartition de la population en énergie) mais est indépendante du nombre de particules présentes dans le milieu.

Le terme $k_r n_2$ représente la fréquence à laquelle l'espèce n_1 est détruite par la réaction, et par conséquent son inverse caractérise la durée de vie de l'espèce 1 vis à vis de cette réaction.

Si on suppose que les réactifs 1 et 2 sont en équilibre thermodynamique avec la même température T , et qu'ils suivent une loi de distribution de Maxwell, on peut alors écrire pour la population 1 (idem pour 2) :

$$f_i(\vec{v}_i) = n_i \left(\frac{m_i}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_i v_i^2}{2k_b T}} \quad IV-72$$

On obtient donc comme expression du taux de réaction :

$$k_r(T) = \left(\frac{\sqrt{m_1 m_2}}{2\pi k_b T} \right)^3 \int \|\vec{v}\| \sigma_r(\|\vec{v}\|) e^{-\frac{m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2}{2k_b T}} d^3 \vec{v}_1 d^3 \vec{v}_2 \quad IV-73$$

k_r est alors une fonction de la température T . En passant dans le référentiel du centre de masse, nous obtenons :

$$k_r(T) = \left(\frac{\sqrt{m_1 m_2}}{2\pi k_b T} \right)^3 \int \|\vec{v}\| \sigma_r(\|\vec{v}\|) e^{-\frac{(m_1+m_2) v_G^2 + \mu v^2}{2k_b T}} d^3 \vec{v}_G d^3 \vec{v} \quad IV-74$$

ou :

$$k_r(T) = \left(\frac{\sqrt{m_1 m_2}}{2\pi k_b T} \right)^3 \left(\frac{2\pi k_b T}{m_1 + m_2} \right)^{3/2} \int \|\vec{v}\| \sigma_r(\|\vec{v}\|) e^{-\frac{\mu v^2}{2k_b T}} d^3 \vec{v} \quad IV-75$$

en intégrant sur \vec{v}_G .

L'expression sous l'intégrale IV-74 ne dépend que du module de \vec{v} et on peut donc intégrer sur les directions angulaires. Nous obtenons comme nouvelle expression de k_r :

$$k_r(T) = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} \int v^3 \sigma_r(v) e^{-\frac{\mu v^2}{2k_b T}} dv \quad IV-76$$

ou, en effectuant le changement de variable $E = \frac{1}{2} \mu v^2$:

$$k_r(T) = \frac{1}{(k_b T)^{3/2}} \sqrt{\frac{8}{\pi \mu}} \int_0^{\infty} E \sigma_r(E) e^{-\frac{E}{k_b T}} dE \quad IV-77$$

La connaissance de $\sigma_r(E)$ nous permet alors de déterminer la constante de réaction à partir de l'expression précédente. Nous allons procéder à cette intégration dans deux cas.

i. Modèle de polarisation

Si nous considérons une réaction qui suit le modèle de polarisation décrit précédemment avec la section efficace associée (équation IV-53), alors $k_r(T)$ devient :

$$\begin{aligned} k_r(T) &= \frac{2\pi}{(k_b T)^{3/2}} \sqrt{\frac{8\alpha e^2}{\pi \mu}} \int_0^{\infty} \sqrt{E} \sigma_r(E) e^{-\frac{E}{k_b T}} dE \\ &= \pi \sqrt{\frac{8\alpha e^2}{\mu}} \end{aligned} \quad IV-78$$

On trouve que cette constante de réaction est indépendante de la température. Ce résultat est valable tant que le modèle de polarisation s'applique. En dehors des réactions de transfert de charge, il est tout à fait faux pour les réactions ion-molécule. De surcroît, plus les particules s'approchent l'une de l'autre, plus ce modèle tombe en défaut car d'autres interactions prennent le dessus. La distance minimale d'approche étant une fonction de l'énergie cinétique, ce modèle ne sera donc pas valable à trop grande énergie. On considère qu'il est valable jusqu'à une dizaine d'eV.

Si on considère une population d'énergie thermique 1 eV (~10000 K), 99,5 % de la population se trouve avoir une énergie inférieure à 2 eV (et il y a moins de 10^{-10} % de la population qui a une énergie supérieure à 5 eV), et donc même si le modèle tombe en défaut aux hautes énergies, l'intégrale précédente n'est pas modifiée car la population qui ne

vérifie pas ce modèle est insignifiante. En corollaire, les énergies thermiques rencontrées en aéronomie étant inférieures à 1 eV, ce modèle peut s'appliquer dans les conditions que nous rencontrons dans la haute atmosphère. De fait, certaines réactions que nous décrirons plus loin s'accordent bien avec ce modèle et ont des constantes de réactions qui sont indépendantes de la température.

ii. Modèle de sphère dure

Considérons des particules de diamètre d qui entrent en collision suivant un modèle de type sphère dure et on désigne par p le paramètre d'impact : c'est la distance entre les centres perpendiculairement à la direction d'incidence (figure IV-19). Nous supposons que la réaction ne peut se déclencher que si l'énergie cinétique E_c le long de l'axe des centres, qui représente en fait la partie de l'énergie cinétique qui intervient dans l'interaction est supérieure à une énergie de seuil E^* .

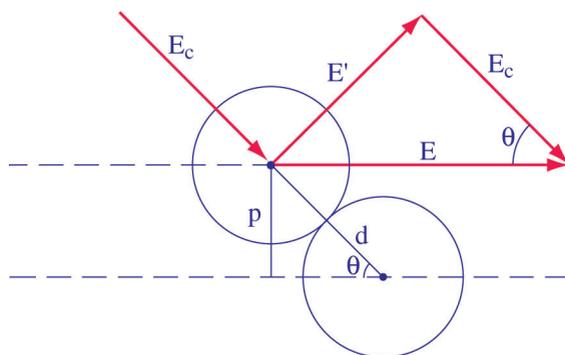


Figure IV-19 : schéma décrivant la collision réactive pour le modèle de sphères dures avec indication de la répartition de l'énergie cinétique

On constate à partir de la figure qu'il existe une relation entre la géométrie des particules et les considérations énergétiques pour que la réaction ait lieu.

En effet, en supposant qu'une particule est fixe et que l'autre arrive avec la vitesse v correspondant à l'énergie E , alors l'angle θ sous lequel les particules entrent en collision impose que :

$$\begin{cases} p = d \sin \theta \\ E_c = E \cos^2 \theta \end{cases} \quad \text{IV-79}$$

d'où la relation :

$$\frac{p^2}{d^2} = 1 - \frac{E_c}{E} \quad \text{IV-80}$$

Dans le cas décrit par la figure, on peut écrire que la section d'interaction est égale à πp^2 , qui correspond à la section droite offerte par la particule immobile. En utilisant la relation

IV-80, et en reprenant les conditions de seuil pour que la réaction ait lieu, on trouve que la section efficace dépend de l'énergie de la manière suivante :

$$\begin{cases} \sigma_r(E) = 0 & \text{pour } E < E^* \\ \sigma_r(E) = \pi d^2 \left(1 - \frac{E^*}{E}\right) & \text{pour } E > E^* \end{cases} \quad \text{IV-81}$$

La section efficace croît donc avec l'énergie à partir de l'énergie seuil E^* . En utilisant cette section efficace, nous en déduisons la constante de réaction :

$$\begin{aligned} k_r(T) &= \frac{1}{(k_b T)^{3/2}} \sqrt{\frac{8\pi}{\mu}} d^2 \int_{E^*}^{\infty} (E - E^*) \sigma_r(E) e^{-\frac{E}{k_b T}} dE \\ &= \pi \sqrt{\frac{8\pi k_b}{\mu}} d^2 \sqrt{T} e^{-\frac{E^*}{k_b T}} \end{aligned} \quad \text{IV-82}$$

Cette loi s'apparente à la loi d'Arrhénius en prenant comme énergie d'activation l'énergie E^* (cette énergie d'activation correspond à celle introduite plus haut). La fonction devant l'exponentielle s'appelle le facteur préexponentiel, qui ne dépend que de \sqrt{T} . On peut le récrire sous la forme :

$$A = \sqrt{\frac{8\pi k_b}{\mu}} d^2 \sqrt{T} = \pi d^2 \langle w \rangle = \sigma \langle w \rangle \quad \text{IV-83}$$

où $\langle w \rangle = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi\mu}}$ est la vitesse d'agitation moyenne des particules.

La dépendance de la constante de réaction vis-à-vis de la température est très variée ainsi que nous avons pu le voir. A côté des cas simples où le modèle permet d'estimer la dépendance, il y a un grand nombre de réactions où la dépendance est estimée à partir de mesures des taux de réactions en laboratoire. On procède alors à un ajustement au moindre carré pour obtenir cette dépendance. Cet ajustement peut être un simple polynôme ou l'ajustement de la puissance d'une loi de puissance.

c. Grandeurs thermodynamiques : enthalpies de formation et de réaction

Nous avons vu qu'à la réaction était associée l'enthalpie de réaction ΔH_r^0 . En général pour un gaz dilué (et en particulier pour un gaz parfait), cette grandeur n'est fonction que de la température T et cette dépendance peut facilement être déterminée à partir des enthalpies standard de formation des différents composés entrant dans la réaction.

L'enthalpie de formation d'un composé correspond à l'énergie qu'il faut fournir pour créer ce composé à partir d'un élément de base plus stable. Ainsi, si on considère l'hydrogène atomique et si on prend comme composé stable l'atome H, alors l'enthalpie de formation de l'ion H^+ est l'énergie qu'il faut fournir pour ioniser l'atome H, soit 13,6 eV.

Si on considère un composé i dont l'enthalpie de formation dans les conditions standards ($T_o = 298$ K) est $\Delta H_{f,i}^o(T_o)$, on exprime alors l'enthalpie de formation à une température T :

$$\Delta H_{f,i}^o(T) = \Delta H_{f,i}^o(T_o) + \int_{T_o}^T C_{p,i}^o(T) dT \quad IV-84$$

où $C_{p,i}^o(T)$ est la capacité calorifique du composé i .

L'enthalpie de la réaction s'obtient en faisant la différence des enthalpies de formation entre les produits et les réactifs. Si on note $\Delta H_r^o(T_o)$ l'enthalpie de la réaction dans les conditions standards, alors cette enthalpie s'exprime, à la température T :

$$\Delta H_r^o(T) = \Delta H_r^o(T_o) + \int_{T_o}^T \Delta C_p^o(T) dT \quad IV-85$$

où $\Delta C_p^o(T)$ est la différence des capacités calorifiques entre les produits et les réactifs.

Dans les conditions qui prévalent dans la haute atmosphère, les capacités calorifiques sont faibles et la dépendance vis-à-vis de la température s'avère négligeable.

Ces enthalpies de réactions jouent un rôle dans le bilan énergétique de l'atmosphère et doivent être prises en compte dans le bilan radiatif de la Terre ; c'est en effet la dissociation de O_3 en O qui libère suffisamment d'énergie pour échauffer la stratosphère. Par contre, dans l'ionosphère, étant donnée la concentration des constituants, le bilan énergétique est dominé par le chauffage électronique (photons ou précipitations) et le chauffage ionique (friction des ions sur l'atmosphère).

d. Cinétique chimique : ordre d'une réaction et équilibre chimique

Dans les calculs que nous avons développés dans les paragraphes précédents, nous avons considéré qu'il y avait deux réactifs. La vitesse à laquelle ces réactifs sont consommés est proportionnelle à la concentration de chacun des réactifs. On dit alors que la réaction est d'ordre global 2 et d'ordre partiel 1 par rapport à chacun des constituants.

En parallèle à ces réactions du second ordre, il convient de mentionner des réactions du premier ordre. En effet, si nous considérons un mécanisme de *photoionisation*, l'un des réactifs est un photon, qui est extérieur à l'atmosphère. Dans ce cas, le mécanisme que nous avons décrit s'applique, mais la "concentration en photon" correspond au flux de photons incident. L'ordre global de la réaction est alors dégénéré et correspond à un ordre 1. La constante qui en résulte est assimilée à une fréquence de photoionisation.

Un autre exemple de réaction du premier ordre peut être rencontré lorsqu'il y a désexcitation. En effet, dans ce cas la désexcitation se fait à une fréquence (fréquence d'émission spontanée) qui est l'inverse de la durée de vie de l'état excité.

On peut également envisager des réactions d'ordre global 3 et d'ordre partiel 1 ou 2 par rapport aux constituants.

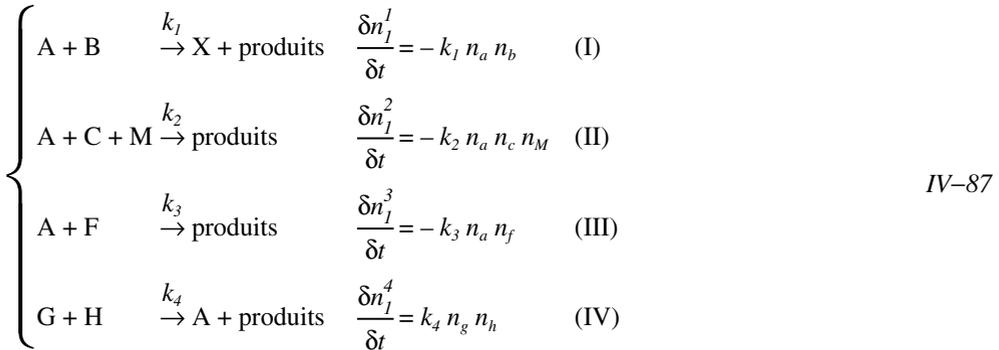
Nous avons vu le cas où la population est un réactif, mais elle peut également être un produit. Dans ce cas, sa vitesse de formation est l'opposée du taux de la réaction.

Généralement, une espèce est concernée par plus d'une réaction chimique. Dans ce cas, le taux de variation de l'espèce concernée s'obtient en sommant les taux de réactions des réactions dans lesquelles cette espèce est impliquée, tant en qualité de réactif qu'en qualité de produit.

On obtiendra alors l'équation d'évolution de la concentration de l'espèce, notée s , en écrivant :

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{\partial n_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s) = \sum_{\text{réactions } r} \frac{\delta n_s^r}{\delta t} \quad IV-86$$

Nous considérerons ici que le transport est négligeable devant les phénomènes locaux comme la chimie. Alors, si une espèce A est impliquée dans les réactions suivantes :



on a comme équation d'évolution :

$$\frac{dn_a}{dt} = k_4 n_g n_h - (k_1 n_a n_b + k_2 n_a n_c n_M + k_3 n_a n_f) \quad IV-88$$

soit :

$$\frac{dn_a}{dt} + (k_1 n_b + k_2 n_c n_M + k_3 n_f) n_a = k_4 n_g n_h \quad IV-89$$

On définit la durée de vie τ_a de l'espèce chimique A :

$$\tau_a = \frac{1}{k_1 n_b + k_2 n_c n_M + k_3 n_f} \quad IV-90$$

On a donc une équation différentielle du premier ordre qui, si on suppose que les autres réactifs ont des concentrations constantes, évolue vers une concentration d'équilibre qui vaut :

$$n_a = \frac{k_4 n_g n_h}{k_1 n_b + k_2 n_c n_M + k_3 n_f} = k_4 n_g n_h \tau_a \quad IV-91$$

Lorsque A atteint sa concentration d'équilibre (au bout de $3\tau_a$ approximativement), on dit que A est en équilibre chimique ou photochimique s'il y a des mécanismes impliquant le rayonnement solaire.

Cet équilibre chimique prévaut tant que la diffusion reste faible devant les termes de production et de perte de l'espèce A.

Si maintenant, on s'intéresse à la création de l'espèce X par le mécanisme réactionnel (I), on peut écrire, en supposant A à l'équilibre :

$$\frac{\delta n_x}{\delta t} = \frac{k_1 n_b k_4 n_g n_h}{k_1 n_b + k_2 n_c n_M + k_3 n_f} \quad IV-92$$

Si le taux de réaction de (I) est largement supérieur à tous les autres, nous trouvons alors :

$$\frac{\delta n_x}{\delta t} = k_4 n_g n_h \quad IV-93$$

autrement dit, la production de l'espèce A se traduit en une production équivalente de l'espèce X ; A est consommé au fur et à mesure qu'il est produit pour former X, et la concentration n_a reste à un niveau très faible. C'est le mécanisme qui conduit à la disparition de l'ion O^+ en région E, en produisant l'ion NO^+ .

Si par contre, cette réaction a un taux extrêmement faible comparé aux autres réactions, l'espèce X est produite en très faible quantité sans altérer la concentration de l'espèce A. C'est ce qui se passe en région F, où la réaction qui produit l'ion NO^+ à partir de l'ion O^+ voit son taux décroître de manière significative.

Si l'espèce X est impliquée dans l'équilibre global du système, l'importance de la vitesse à laquelle la réaction (I) se produit peut se répercuter sur l'équilibre. En règle générale, c'est la réaction la plus lente qui impose la vitesse de réaction de l'ensemble.

2. MÉCANISMES RÉACTIONNELS INTERVENANT EN CHIMIE IONOSPHERIQUE

La multiplicité des espèces neutres et ionisées (avec leurs états excités) qui composent l'ionosphère conduit à un schéma réactionnel relativement complexe (voir chapitre V). Toutefois, la plupart des réactions se regroupent en quelques familles de mécanismes simples, dont l'importance est telle qu'en fait ces mécanismes contraignent la structure de l'ionosphère. Nous allons donc présenter les mécanismes principaux mis en jeu en couvrant toutes les régions ionosphériques au-dessus de la région D. Cependant, la difficulté que l'on rencontre avec la chimie de la région D empêche d'être exhaustif ; nous nous contenterons de décrire les mécanismes primaires qui permettent de créer les ions positifs et négatifs à la base de la chaîne réactionnelle.

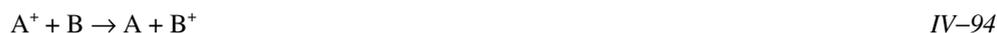
On peut dénombrer cinq grandes classes de mécanismes : les trois premiers mécanismes s'appliquent principalement aux ions positifs alors que les deux derniers s'appliquent aux ions négatifs.

Nous renvoyons à l'annexe II pour les tableaux de réactions.

a. Echange de particules

i. Echange de charge

Cette réaction correspond à un transfert simple d'un électron périphérique d'une particule neutre vers un ion :



L'enthalpie de cette réaction correspond simplement à la différence des énergies d'ionisation des particules A et B. Ce type de réaction a une plus forte probabilité de se produire si les deux espèces A et B ont des potentiels d'ionisation voisins, ou si A et B⁺ ont des états électroniques d'énergie voisine.

Les transferts de charge ne concernent pas toujours l'état fondamental. Ainsi pour l'échange de charge entre N₂⁺ et O⁺, le tableau IV-1 montre que O⁺(⁴S) a une énergie d'ionisation plus faible que N₂ dans son niveau fondamental et donc une très faible probabilité d'échanger une charge électrique. Par contre O⁺(²D) ou O⁺(²P) ont des énergies de seuil supérieures au seuil d'ionisation de N₂ et donc on peut avoir un transfert de charge depuis O⁺ dans les niveaux ²D ou ²P vers N₂ dans le niveau fondamental.

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné, la connaissance des états excités est importante pour le bilan réactionnel. On peut contourner le problème en utilisant le principe des rapports de branchements, qui expriment pour une espèce donnée la proportion de peuplement de chacun des niveaux (voir tableau IV-1). Mais il faut alors garder en mémoire qu'il ne s'agit que d'une approximation. A partir de ces données on peut alors estimer un taux de réaction pour la population O⁺ prise dans son ensemble.

Le fait que seules les réactions exothermiques soient possibles implique que ce mécanisme est très rarement réversible. Toutefois dans le cas des ions oxygène et hydrogène cette réversibilité existe. En effet, si on regarde les énergies d'ionisation dans l'état fondamental de ces deux atomes, on trouve qu'elles sont extrêmement voisines, rendant les deux sens équiprobables ; le rapport des constantes de réaction est très proche de 1, égal à 8/9.

ii. Echange de charge ionique

Contrairement au cas précédent, ce type de réaction implique le transfert d'une structure atomique complète. On distingue alors deux mécanismes possibles :



Pour ces mécanismes, les énergies de formation et de dissociation des molécules interviennent fortement dans le bilan énergétique de la réaction.

L'énergie libérée par ce transfert se retrouve généralement sous forme d'énergie cinétique de translation : dans le schéma de la collision réactive, les produits récupèrent l'énergie disponible au prorata de l'inverse de leur masse afin de préserver la quantité de mouvement.

Cependant, une partie de cette énergie peut aller dans l'excitation des produits, notamment les excitations rotationnelle et vibrationnelle.

La réaction



que nous avons déjà mentionnée à propos des sections efficaces de réaction entre dans le cadre de ces mécanismes. L'enthalpie de la réaction (1,1 eV) correspond à la différence entre les énergies libérées par l'ionisation de O^+ (13,61 eV) et la formation de NO (6,51 eV) et les énergies absorbées par la dissociation de N_2 (9,76 eV) et l'ionisation de NO (9,25 eV). Si N_2 est placé dans un état vibrationnel excité, la dissociation de la molécule est facilitée ; la réaction a donc plus de chance de se produire ainsi que le montre la forme de la section efficace sur la figure IV-14.

La connaissance des niveaux excités de N_2 joue un rôle capital dans ce cas. Comme il est difficile de connaître ces états dans la réalité, on est obligé de s'en remettre à la thermodynamique. En effet, celle-ci attribue une énergie égale à $\frac{1}{2} k_b T$ à chaque degré de liberté,

dont les niveaux d'excitation vibrationnelle. Par conséquent, on établit de facto une corrélation entre la température et le peuplement des niveaux excités ; ceci ne constitue qu'un pis aller. Si on peut estimer que cette réaction est à peu près bien maîtrisée dans les conditions normales de l'ionosphère, il y a une grande incertitude concernant les conditions agitées : quand les ions sont chauffés par friction sur les neutres, ou que des électrons énergétiques précipitent et viennent exciter les molécules d'azote. Cette incertitude existe également pour le mécanisme de refroidissement des électrons thermiques que nous verrons plus loin. Le problème majeur est que cette réaction a une forte propension à faire disparaître l'ion O^+ qui est l'une des espèces majoritaires de l'ionosphère.

Une autre réaction importante est celle qui conduit à la disparition de N_2^+ :



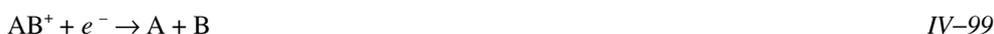
Les réactions IV-97 et IV-98 constituent la source principale de l'ion NO^+ . Très efficaces en région E, elles consomment les ions O^+ et N_2^+ , permettant ainsi à l'ion NO^+ d'être l'espèce majoritaire de la région F1.

b. Recombinaison

La recombinaison est un mécanisme qui conduit à la neutralisation des espèces chargées. On distingue trois types des recombinaisons.

i. Recombinaison dissociative

Ce mécanisme contribue à dissocier les ions moléculaires pour produire des atomes neutres :

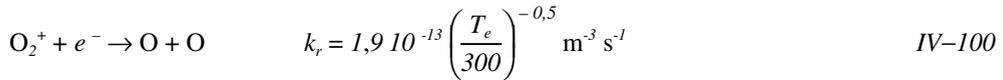


Cette recombinaison résulte d'une transition de l'ion vers un état de la molécule dans lequel les deux atomes peuvent s'éloigner et gagner de l'énergie cinétique sous l'action de leur force de répulsion, rendant la neutralisation permanente.

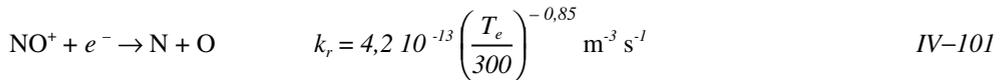
Ce mécanisme est extrêmement rapide et constitue la source principale de destruction des ions dans l'ionosphère.

Les potentiels répulsifs qui sont mis à contribution dépendent fortement des atomes qui constituent la molécule et il est très difficile de déterminer analytiquement la dépendance du taux vis-à-vis de la température. Cette dépendance est le plus souvent estimée expérimentalement. Si on prend en compte qu'à la base, il y a une interaction entre un ion et un électron, on peut essayer de calquer la section efficace de cette réaction sur la section efficace de la collision coulombienne. Dans une interaction coulombienne, la dépendance de la section efficace est en puissance $3/2$ de l'inverse de l'énergie. On peut alors s'attendre à avoir une dépendance du taux en puissance négative de la température des espèces ; or, dans une collision ion-électron, c'est l'énergie thermique des électrons qui prévaut à cause de leur plus grande mobilité. Expérimentalement, on ajustera donc la puissance qu'il faut donner à la loi de puissance en fonction de la température électronique pour représenter au mieux la constante de la réaction.

Ainsi, la réaction principale de destruction de l'ion moléculaire O_2 en région *E* est :



tandis que la réaction principale de destruction de l'ion moléculaire NO^+ en région *F1* :



ii. Recombinaison radiative

Ce mécanisme est particulier en ce sens que l'énergie transmise dans le milieu l'est sous la forme de photon et non d'énergie cinétique pour les produits. La réaction s'écrit :



Cette réaction est extrêmement lente comparée à la précédente. Peu d'informations sont disponibles pour ces réactions, si ce n'est une dépendance en puissance de la température électronique comme dans le cas précédent.

iii. Recombinaison ionique

Le mécanisme le plus simple de destruction des ions négatifs est la neutralisation par recombinaison avec un ion positif. Le schéma réactionnel est le suivant :



Ce mécanisme de neutralisation mutuelle est le mécanisme prépondérant lorsque les électrons sont attachés pour former des ions négatifs, et il est donc restreint à la basse région *D*.

Etant donné la variété des ions présents dans cette partie de l'ionosphère, on a l'habitude de donner un taux moyen pour cette réaction :

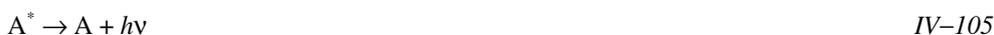
$$k_{recomb} = 6 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{IV-104}$$

c. Désexcitation

Ces réactions ne changent pas la nature des produits par rapport aux réactifs et peuvent ainsi apparaître comme des non-réactions. Cependant l'un des réactifs subit une transition de niveau : les produits sont dans des états plus bas que les réactifs. La désexcitation concerne aussi bien les espèces ionisées que les espèces neutres, et elle peut s'opérer suivant deux mécanismes.

i. Cascade radiative

La réaction correspond à la désexcitation normale d'une particule placée sur un niveau d'énergie élevé :



La fréquence de désexcitation est alors donnée par le coefficient d'Einstein et est indépendante du milieu dans lequel la population évolue.

Ainsi $O^+(^2P)$ a une durée de vie de 5 s. Ce dernier se désexcite en émettant une raie double :



Il y a donc transition de niveau, mais on peut ne pas arriver directement au niveau fondamental et avoir ainsi une succession de désexcitation créant une cascade. L'ion $O^+(^2D)$ créé par la réaction précédente va revenir vers le niveau fondamental au bout d'une durée de vie de 3,6 heures.

ii. Désexcitation collisionnelle (quenching)

Dans ce mécanisme, la désexcitation est provoquée par une collision avec une particule, mais à la différence du cas précédent il n'y a pas d'émission de photon, mais conversion d'énergie électronique en énergie cinétique. Le schéma réactionnel est de deux types :



en distinguant les électrons des particules neutres. Ce mécanisme est en compétition avec le mécanisme précédent pour redistribuer les niveaux de peuplement des espèces. Ainsi dans la réaction :



la durée de vie de $O^+(^2D)$ vis à vis de ce mécanisme est de quelques dizaines de secondes en région F, et ce mécanisme est donc prépondérant sur le mécanisme de désexcitation radiative dans cette région.

Ces mécanismes sont importants car ils contribuent à peupler des niveaux d'énergies pour lesquels les particules deviennent très réactives.

d. Attachement électronique

Nous ne présenterons que le cas de l'attachement électronique dans un mécanisme ternaire.

La figure IV-4 représente les diagrammes de potentiel des molécules d'oxygène et d'azote ainsi que de leurs deux premiers ions associés, et en particulier on a reporté le niveau fondamental $X^2\Pi_g$ de l'ion négatif. On constate que pour la molécule d'oxygène, la courbe de potentiel de l'ion négatif est en dessous de la courbe de la molécule neutre dans son état fondamental ($X^3\Sigma_g^-$) tandis que pour l'azote, la courbe de l'ion se situe au-dessus de celle du niveau fondamental de la molécule ($X^1\Sigma_g^+$).

De ces courbes, on déduit alors que l'ion O_2^- est plus stable que la molécule O_2 et que la formation de cet ion entraîne une libération d'énergie de 0,45 eV. Par contre, la formation de l'ion N_2^- absorbe une énergie de l'ordre de 1 eV et il est moins stable que la molécule N_2 dans l'état fondamental. Cependant, comme la courbe de potentiel de cet ion est très proche de celle de la molécule dans l'état fondamental, l'ion N_2^- est en fait instable : si l'ion N_2^- est créé, il est très rapidement transformé en molécule N_2 par les chocs moléculaires.

L'énergie associée à la formation de l'ion négatif s'appelle affinité électronique. Une valeur positive signifie que l'énergie est libérée au cours de la formation de l'ion. Pour des molécules avec une affinité positive, les mécanismes collisionnels sont suffisants pour créer l'ion : ces collisions doivent cependant être ternaires pour fournir l'énergie initiale nécessaire à la formation de l'ion. Le schéma réactionnel est alors le suivant :



Où M est un composant de l'atmosphère (principalement N_2 ou O_2). Ce type de réaction ne peut intervenir que dans des régions de l'atmosphère où des électrons libres existent et où la concentration de l'atmosphère est suffisante pour permettre des collisions ternaires. Ces réactions sont donc confinées dans la basse région D, entre 50 et 80 km d'altitude.

e. Détachement électronique

Lorsque les ions créés par le mécanisme décrit précédemment reçoivent une énergie supérieure à leur affinité électronique, ils peuvent céder l'électron qu'ils ont capté. On distingue deux mécanismes susceptibles d'apporter de l'énergie à ces ions.

i. Photodétachement

Dans ce mécanisme, l'énergie est reçue sous forme d'un photon et le mécanisme réactionnel s'écrit donc :



L'énergie du photon devant être supérieure à l'affinité électronique, on trouve que pour O_2^- le rayonnement doit être en deçà de 2,8 μm (donc l'infrarouge et le visible peuvent avoir une action sur cet ion) et pour l'ion O^- , qui a une affinité de 1,47 eV, le rayonnement doit être inférieur à 846 nm.

ii. Détachement collisionnel

L'autre moyen d'apporter l'énergie requise est au travers des collisions dans le milieu. Cependant, étant donné les énergies thermiques des différents constituants et les affinités des ions négatifs que l'on rencontre, il est évident que seules les particules des queues de distribution peuvent agir selon ce mode. Par conséquent, ce mécanisme est très sensible à la température ambiante, mais on peut considérer que de jour, il est négligeable devant le photodétachement. Le schéma réactionnel est le suivant :



dont on constate qu'il est en fait la réaction inverse de l'attachement électronique IV-110.

VII. RÉSUMÉ

La section efficace est la surface équivalente que montre un atome ou une molécule lors d'une interaction avec une particule donnée. Les sections efficaces sont différentes selon l'énergie et le type de la particule incidente (photons, électrons ou protons), différentes d'une espèce cible à l'autre, et différentes en fonction de l'interaction considérée (excitation, ionisation, dissociation). Un bon ordre de grandeur des sections efficaces est 10^{-19} m^2 . Les sections efficaces interviennent dans la description des collisions entre particules.

Les réactions chimiques intervenant dans la chimie ionosphérique sont l'échange de particules, la recombinaison, la désexcitation, l'attachement et le détachement électronique.

L'échange de particules concerne l'échange de charge ($A^+ + B \rightarrow A + B^+$) et l'échange de charge ionique ($A^+ + BC \rightarrow AB^+ + C$ et $AB^+ + C \rightarrow BC^+ + A$). La recombinaison conduit à la neutralisation des espèces chargées et concerne la recombinaison dissociative ($AB^+ + e^- \rightarrow A + B$), et la recombinaison radiative ($A^+ + e^- \rightarrow A + h\nu$), la recombinaison ionique ($A^+ + B^- \rightarrow A + B$). La désexcitation ne change pas la nature des produits par rapport aux réactifs. On distingue la cascade radiative ($A^* \rightarrow A + h\nu$), la désexcitation collisionnelle ($A^* + B \rightarrow A + B$ et $A^* + e^- \rightarrow A + e^-$). L'attachement électronique concerné en aéronomie est ternaire ($A + e^- + M \rightarrow A^- + M$). Le détachement électronique se fait selon le photodétachement ($A^- + h\nu \rightarrow A + e^-$) ou le détachement collisionnel ($A^- + M \rightarrow A + e^- + M$).

VIII. BIBLIOGRAPHIE

En langue anglaise, quelques ouvrages font référence. En tout premier lieu, la « bible » :

Molecular spectra and molecular structure, Herzberg G., second ed., Krieger Pub. Company, Florida, 1989.

"Physical Chemistry" de P.W. Atkins, 5th edition ; Oxford University Press, 1994 :

Très bon livre de base qui traite la liaison chimique (bases avec l'équation de Schrödinger, mais aussi groupes de symétrie, théorie de Huckel etc.) et les bases de la spectroscopie (transitions dipolaires électriques avec règles de sélection par exemple). Il a été traduit en français (3eme édition), mais cette édition un peu ancienne comporte quelques erreurs.

Un peu ancien, mais très clair :

Photoabsorption, photoionization and photoelectron spectroscopy, de J. Berkowitz, Academic press, ISBN 0-12-091650-9, 1979.

Egalement ancien, mais très complet :

Critical review of ultraviolet photoabsorption cross sections for molecules of astrophysics and aeronomic interest, Hudon, *Rev. of Geophysics and space physics*, **9**, **2**, 305-406, 1971.

Un autre article incontournable et plus récent est :

Huebner W.F., Keaby J.J. et Lyon S.P., Solar photorates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants, *Astrophysics and Space science*, **195**, 1-294, 1992.

Chapitre V

FORMATION ET STRUCTURE DE L'IONOSPHERE DIURNE

I. INTRODUCTION

Le Soleil est source d'énergie par au moins trois biais différents, étudiés dans les chapitres précédents. Le vent solaire lent, permanent, et le vent solaire rapide issu des trous coronaux ou d'éruptions solaires sporadiques (chapitre *I*) sont composés d'électrons et d'ions. L'interaction de ces deux sources avec le champ géomagnétique est à l'origine de la magnétosphère (chapitre *III*). Les particules qui en sont issues se précipitent vers les ovales auroraux. Leur interaction avec la thermosphère terrestre sera étudiée dans le chapitre *VI* consacré aux divers couplages entre l'ionosphère, la thermosphère et la magnétosphère.

Le rayonnement électromagnétique solaire constitue une source permanente d'une très grande importance. Nous avons particulièrement examiné l'ultraviolet (chapitre *I*), dont l'énergie est suffisamment élevée pour exciter ou ioniser une particule qui l'absorbe (chapitre *IV*). Dès à présent, précisons le vocabulaire de ce chapitre : par *atmosphère des hautes altitudes*, nous désignons l'atmosphère au-dessous de laquelle le rayonnement EUV a été totalement absorbé, c'est à dire au-dessus de 80 km d'altitude. Par *ionosphère*, nous désignons la partie ionisée de l'atmosphère des hautes altitudes, c'est à dire sa population d'ions et d'électrons. La partie neutre de l'atmosphère de ces hautes altitudes est appelée *thermosphère*, en raison de sa température élevée (chapitre *II*).

La morphologie de ces deux parties de l'atmosphère a été étudiée au chapitre *II*. Nous allons dans ce chapitre examiner en détail les mécanismes de formation de l'ionosphère diurne. Nous le ferons selon deux approches. La première est une approche simplifiée, qui a donné très tôt une description qualitative de l'environnement ionisé de la Terre. La seconde résout les équations cinétiques de transport. Elle écarte plusieurs hypothèses nécessaires dans l'approche simplifiée, et donne de la formation de l'ionosphère une description plus précise.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous examinerons ce qui arrive aux ions et électrons créés par photoionisation : nous ferons largement appel aux notions de cinétique chimique développées au cours du chapitre *IV*, pour examiner leurs recombinaisons avec la thermosphère. Nous donnerons alors une description des diverses régions ionosphériques.

1. FORMATION DE L'IONOSPHERE : MODÈLE DE CHAPMAN

a. Fonction de Chapman et profondeur optique

Le couplage entre le système atmosphérique et le rayonnement solaire dans la gamme de l'extrême ultraviolet est à la base de la création de l'ionosphère. Pour cette première description des mécanismes qui conduisent à la création des couches ionosphériques, nous considérerons une atmosphère isotherme, composée d'un seul constituant de concentration $n(z)$ à l'altitude z , indépendante de la latitude et de la longitude. Dans la gamme d'altitudes que nous allons considérer, nous supposerons en outre que la variation de l'accélération de la gravité avec l'altitude est négligeable. De plus, nous supposerons que le constituant neutre a un pouvoir absorbant vis à vis du rayonnement solaire caractérisé par une section efficace moyenne d'absorption σ_a indépendante de la longueur d'onde.

Soit un rayon lumineux d'intensité \mathfrak{I}_∞ [photons $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$] qui arrive au sommet de l'atmosphère. Ce rayon parcourt l'atmosphère en décrivant une trajectoire sensiblement rectiligne, le long de laquelle il subit une absorption continue. Si on note s la distance parcourue dans l'atmosphère le long de cette trajectoire, on peut écrire que sur le trajet élémentaire ds autour du point $M(s)$ le rayonnement est absorbé d'une quantité $d\mathfrak{I}(s)$ donnée par :

$$d\mathfrak{I}(s) = -\mathfrak{I}(s) \sigma_a n(z) ds \quad V-1$$

dans laquelle $\mathfrak{I}(s)$ représente le rayonnement arrivant au point $M(s)$. L'apparente difficulté de l'expression (V-1) est la double dépendance de l'atténuation par rapport à l'altitude z et la distance parcourue s . Il nous faut donc exprimer la relation qui existe entre s et z . Au chapitre II, nous avons caractérisé l'angle d'incidence du rayonnement solaire par l'angle solaire zénithal χ qui est une fonction du lieu (position géographique et altitude), du jour et de l'heure : cet angle détermine l'incidence du rayonnement par rapport à la verticale locale. Si nous supposons que la Terre est plane, alors la dépendance par rapport au lieu disparaît et nous nous retrouvons dans les conditions de la figure V-1.

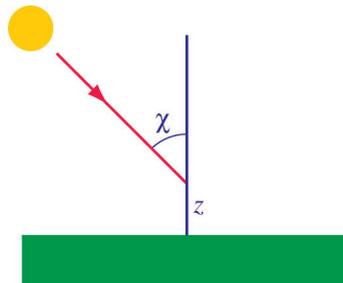


Figure V-1 : schéma montrant la propagation d'un rayon lumineux entrant dans l'atmosphère stratifiée horizontalement avec une incidence χ par rapport à la verticale

Dans ce cas, la relation entre s et z est immédiate :

$$ds = \frac{dz}{\cos \chi} \quad V-2$$

Si nous considérons la sphéricité de la Terre, le problème est différent car la notion de verticale est locale et non plus globale (figure V-2).

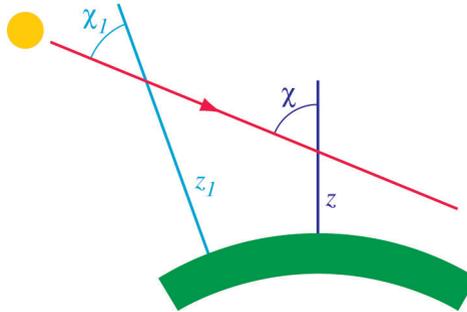


Figure V-2 : schéma montrant la propagation

d'un rayon lumineux dans une atmosphère concentrique

L'angle d'incidence χ par rapport à la verticale locale évolue au cours de la propagation.

Comme la verticale varie en fonction du point où l'on se trouve, la valeur de χ varie le long d'une trajectoire rectiligne. Toutefois, on peut établir une relation entre l'altitude d'un point de la trajectoire et l'angle solaire zénithal en ce point, qui prend la forme suivante :

$$(R_T + z) \sin \chi = \text{constante} \quad V-3$$

où R_T est le rayon de la Terre. Par conséquent, entre deux points (z, χ) et (z_1, χ_1) de la trajectoire rectiligne décrite par le rayonnement, nous pouvons écrire la relation suivante :

$$(R_T + z_1) \sin \chi_1 = (R_T + z) \sin \chi \quad V-4$$

D'autre part, nous avons toujours :

$$\cos \chi_1 ds = dz_1 \quad V-5$$

Nous en déduisons alors :

$$ds = \frac{dz_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_T + z}{R_T + z_1}\right)^2 \sin^2 \chi}} \quad V-6$$

L'expression V-6 se réduit à V-2 dans la limite des angles faibles (en fait $\chi \leq 60^\circ$) et pour des altitudes z et z_1 proches l'une de l'autre car on peut alors négliger la rotondité de la Terre ($R_T \rightarrow \infty$). La différence entre les deux expressions devient surtout marquante pour des angles solaires zénithaux supérieurs à 60° que ne peut pas représenter l'expression (V-2), mais qui correspondent à des configurations réelles de l'ionosphère des hautes latitudes.

On notera $\sec \chi(z_l)$ la racine carrée de l'expression précédente :

$$\sec \chi(z_l) = \frac{I}{\sqrt{I - \left(\frac{R_T + z_l}{R_T + z_0}\right)^2 \sin^2 \chi}} \quad V-7$$

dans les limites décrites précédemment, celle-ci se réduit à :

$$\sec \chi(z_l) = \frac{I}{\cos \chi} \quad V-8$$

On peut alors exprimer la relation entre s et z par :

$$ds = \sec \chi(z_l) dz_l \quad V-9$$

En utilisant la relation précédente, nous pouvons ensuite écrire la variation d'intensité \mathfrak{S} en fonction de l'altitude z_l :

$$d\mathfrak{S}(z_l) = -\mathfrak{S}(z_l) \sigma_a n(z_l) \sec \chi(z_l) dz_l \quad V-10$$

Si on caractérise l'atmosphère par sa hauteur d'échelle H_n (II-12), on a :

$$n(z) = n_n^o e^{-\frac{z-z_o}{H_n}} \quad V-11$$

où z_o est une altitude de référence à laquelle la densité neutre vaut n_n^o . On peut donc intégrer la relation V-10 qui donne :

$$\ln \frac{\mathfrak{S}_\infty}{\mathfrak{S}(z)} = \sigma_a n_n^o \int_z^\infty \sec \chi(z_l) e^{-\frac{z_l-z_o}{H_n}} dz_l \quad V-12$$

Le terme intégral est appelé *fonction de Chapman* ; on le notera $Chap(z, \chi, H_n)$. Pour les faibles angles, cette fonction se réduit à :

$$Chap(z, \chi, H_n) = \int_z^\infty \frac{I}{\cos \chi} e^{-\frac{z_l-z_o}{H_n}} dz_l = \frac{H_n}{\cos \chi} e^{-\frac{z-z_o}{H_n}} \quad V-13$$

Cette fonction détermine en fait la hauteur équivalente de la colonne d'atmosphère rencontrée par le rayon lumineux, et par conséquent $n_n^o Chap(z_l, \chi_l, H_n)$ représente le nombre de particules d'atmosphère contenues dans cette colonne. On introduit alors la *profondeur optique* τ du rayonnement pour l'atmosphère considérée :

$$\tau = \sigma_a n_n^o Chap(z, \chi, H_n) \quad V-14$$

et on écrit :

$$\mathfrak{S}(z) = \mathfrak{S}_\infty e^{-\tau} \quad V-15$$

Cette relation traduit la loi de Beer-Lambert d'atténuation de l'intensité lumineuse. L'altitude pour laquelle on a $\tau = 1$ définit la profondeur de pénétration du rayonnement ; le rayonnement a subi une atténuation d'un facteur e en parvenant à cette altitude.

b. Taux d'ionisation : modèle de Chapman

On peut considérer qu'une partie de l'absorption correspond en fait à une ionisation du constituant neutre. Si on introduit la section efficace d'ionisation σ_i , on définit l'efficacité d'ionisation ξ (c'est-à-dire le nombre de paires électron ion créées par photon incident) en écrivant :

$$\sigma_i = \xi \sigma_a \quad V-16$$

La probabilité qu'une molécule d'atmosphère, placée à l'altitude z , absorbe du rayonnement pour produire un ion est alors $\sigma_i \mathfrak{S}(z)$. Le taux de production d'ions à l'altitude z s'en déduit donc directement :

$$P(z) = \sigma_i n(z) \mathfrak{S}(z) \quad V-17$$

et donc en reprenant l'expression V-15 :

$$P(z) = \sigma_i n_n(z) e^{-\tau} \mathfrak{S}_\infty \quad V-18$$

Si on se place dans la situation d'un faible angle solaire zénithal, on obtient :

$$P(z) = \sigma_i n_n^o \exp \left\{ -\frac{z-z_o}{H_n} - \frac{\sigma_a n_n^o H_n}{\cos \chi} e^{-\frac{z-z_o}{H_n}} \right\} \mathfrak{S}_\infty \quad V-19$$

Par définition de τ , on peut également écrire $P(z)$ sous la forme :

$$P(z) = \frac{\xi \cos \chi}{H_n} \mathfrak{S}_\infty \tau e^{-\tau} \quad V-20$$

Prenons comme référence z_o , l'altitude pour laquelle on a une profondeur optique unité lorsque le soleil est au zénith : z_o représente la profondeur de pénétration du rayonnement au zénith (dont nous avons parlé au chapitre II). En prenant $\chi = 0$, on déduit alors des expressions V-13 et V-14 la relation suivante :

$$\sigma_a n_n^o H_n = 1 \quad V-21$$

et la production peut donc s'écrire :

$$P(z) = P_o \exp \left\{ 1 - \frac{z-z_o}{H_n} - \frac{1}{\cos \chi} e^{-\frac{z-z_o}{H_n}} \right\} \quad V-22$$

où P_o est le maximum de production ionique pour le soleil au zénith (équations V-20 pour $\chi = 0$ ou V-33). Le terme $P(z)$ s'appelle la *fonction de production de Chapman*.

La figure V-3 représente le profil de cette fonction de production normalisée à P_o , pour différentes valeurs de l'angle solaire zénithal. On a porté en abscisse la valeur de la

production et en ordonnée l'altitude par rapport à z_0 normalisée à la hauteur d'échelle H_n . On note que la fonction présente un maximum dont l'amplitude croît et la position décroît en altitude lorsque l'angle solaire zénithal se rapproche du zénith.

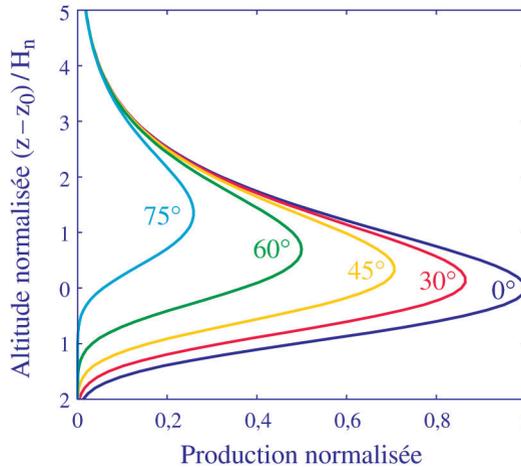


Figure V-3 : fonction de production Chapman normalisée en fonction de l'altitude normalisée à la hauteur d'échelle, pour différents angles solaires zénithaux

Au-dessus du maximum de production, nous avons $\frac{z - z_0}{H_n} \gg 1$ et l'expression V-22 se simplifie pour devenir :

$$P(z) = P_o e^{-\frac{z - z_0}{H_n}} \quad \text{V-23}$$

La production décroît alors avec la hauteur d'échelle du constituant neutre. Ce comportement à haute altitude s'explique par le fait que l'épaisseur optique est alors très faible, induisant une atténuation négligeable du rayonnement et donc une production proportionnelle à la concentration du constituant neutre.

Dans la haute atmosphère, la recombinaison électronique est souvent la principale cause de destruction d'ions. Dans le cas simple où un seul ion est produit, cette recombinaison se fait avec une constante de la réaction α , appelée taux de recombinaison efficace, et la perte L par recombinaison s'écrit :

$$L = -\alpha n_e^2 \quad \text{V-24}$$

puisque l'ion a la même concentration que les électrons. Si on suppose que l'on a un équilibre photochimique, on a alors $P = L$, ce qui conduit à une concentration électronique de la forme :

$$n_e(z) = \sqrt{\frac{P_o}{\alpha}} \exp \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{z - z_0}{H_n} - \frac{1}{\cos \chi} e^{-\frac{z - z_0}{H_n}} \right\} \quad \text{V-25}$$

Cette expression définit une couche dont le maximum se situe au maximum de production, soit au point où $\tau = 1$. Cette couche porte le nom de *couche de Chapman* ; elle a été introduite par Chapman pour expliquer la présence d'une couche conductrice dans l'atmosphère.

La concentration maximale atteinte est :

$$n_e^{\max} = \sqrt{\frac{\xi \cos \chi}{\alpha e H_n} \mathfrak{S}_\infty} \quad \text{V-26}$$

dont on constate qu'elle est fonction de l'angle solaire zénithal. Ceci permet d'expliquer, d'une manière simplifiée, les variations diurnes de l'ionosphère dont le maximum de concentration dépend de l'heure solaire locale.

D'autre part, pour un angle solaire zénithal donné χ , l'altitude du maximum de production, et par conséquent du maximum de concentration (si on utilise le modèle précédent) ; se trouve définie par :

$$\frac{dP(z)}{dz} = 0 \quad \text{V-27}$$

ce qui se traduit par :

$$\cos \chi = e^{-\frac{z - z_0}{H_n}} \quad \text{V-28}$$

ou :

$$z = z_0 + H_n \log (\cos \chi) \quad \text{V-29}$$

On trouve donc que l'altitude du maximum varie dans le même sens que l'angle solaire zénithal, ainsi que la montre la figure V-3. Cette relation entre χ et l'altitude du maximum a été exploitée dans l'analyse des ionogrammes, qui donnent la valeur du maximum de concentration ainsi que la position de ce maximum (voir chapitre II). Bien que simpliste, ce modèle a donné d'excellents résultats dans l'étude des variations diurnes du maximum observé.

2. FORMATION DE L'IONOSPHERE : MODÈLE CINÉTIQUE

Le modèle que nous venons de présenter est intéressant par sa simplicité et la quantité d'information qu'il fournit. Il permet entre autre d'estimer la forme de la production avec l'altitude, la position du maximum et son amplitude, ainsi que de relier ces paramètres aux caractéristiques de l'atmosphère et du flux de particules incidentes considérées. Malheureusement, il souffre de limitations qui sont inhérentes aux hypothèses simplificatrices que nous avons faites. Dans une description plus rigoureuse, il faut remplacer l'atmosphère monocomposante par l'atmosphère réelle qui comprend trois composants principaux N_2 , O_2 et O aux altitudes de l'ionosphère. Cette correction peut facilement être apportée aux modèles en superposant les effets dus à chacun des constituants d'une part dans l'ionisation et d'autre part dans l'atténuation. Cependant, l'atmosphère n'est pas isotherme, avec une

hauteur d'échelle qui peut varier d'un facteur 3 entre 100 et 300 km. Enfin, les sections efficaces sont extrêmement variables en fonction de la longueur d'onde et le flux solaire présente de fortes fluctuations en fonction de la longueur d'onde. En conséquence, la loi de Beer-Lambert que nous avons décrite en V-15 est valable avec une expression beaucoup plus complexe de l'épaisseur optique.

Une seconde limitation de ce modèle tient à ce que les électrons créés par photoionisation sont eux-mêmes d'énergie assez grande pour pouvoir ioniser à leur tour. L'effet de cette nouvelle production, qui peut excéder la première, ne peut être pris en compte qu'à travers une équation cinétique de transport. Dans la suite, nous appellerons *photoproduction primaire* la production des électrons due à la photoionisation. Les électrons ainsi créés sont des *photoélectrons primaires*. Parallèlement, la *production secondaire* est la production d'*électrons secondaires* engendrée par la collision de particules neutres avec les photoélectrons primaires.

Au cours de ce paragraphe, nous allons développer une théorie plus complète, prenant en compte toutes les remarques précédentes.

a. Photoionisation

Nous considérerons dans la suite que l'intensité $\mathfrak{I}(\lambda, z)$ [photons $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$] d'un rayon lumineux est une fonction de la longueur d'onde λ et de l'altitude z . Dans une atmosphère à N constituants de concentrations respectives $(n_n)_{n \leq N}$, la variation de $\mathfrak{I}(\lambda, z)$ à travers une épaisseur dz s'écrit toujours comme une loi de Beer-Lambert (équation V-10) :

$$\frac{d\mathfrak{I}(\lambda, z)}{dz} = - \sum_n \mathfrak{I}(\lambda, z) \sigma_a^n(\lambda) n_n(z) \sec \chi(z) \quad \text{V-30}$$

où $\sigma_a^n(\lambda)$ représente la section efficace totale d'absorption de la raie λ par le constituant n . Cependant, la sommation discrète interdit dorénavant une intégration simple. En intégrant l'équation V-30, nous pouvons seulement écrire :

$$\mathfrak{I}(\lambda, z) = \mathfrak{I}_\infty(\lambda) \exp \left\{ - \sum_n \sigma_a^n(\lambda) \int_z^\infty n_n(z') dz' \right\} \sec \chi(z) \quad \text{V-31}$$

dont $\mathfrak{I}_\infty(\lambda)$ a été étudiée dans le chapitre sur le Soleil ; l'équation V-31 exprime que l'intensité d'un rayon lumineux décroît dans l'atmosphère de façon exponentielle. Plus les sections efficaces sont élevées, plus la décroissance est rapide. De même, plus la couche d'atmosphère traversée est dense, plus l'intensité diminue. Les processus p conduisant à l'absorption d'un photon peuvent être l'excitation, l'ionisation, et l'ionisation dissociative. Le taux d'absorption [photons $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$] de la longueur d'onde λ à l'altitude z , par l'espèce neutre n et le processus p s'écrit :

$$P_p^n(\lambda, z) = n_n(z) \sigma_p^n(\lambda) \mathfrak{I}(\lambda, z) \quad \text{V-32}$$

où $\sigma_p^n(\lambda)$ représente la section efficace d'absorption par le processus p à la longueur d'onde λ .

L'intégrale de $P_p^n(\lambda, z)$ sur toutes les longueurs d'ondes λ donnera le taux d'absorption des photons par l'espèce n dans le processus p . Lorsque p est l'ionisation, cette intégrale représente la production d'une paire $\{n^+, e^-\}$, production que nous appelons *photo-production primaire*, et que nous notons P_{prim} :

$$P_{prim}(E, z) = \sum_n \int_0^\infty P_{ion}^n(\lambda, z) d\lambda \quad V-33$$

où le processus p est cette fois l'ionisation. Dans l'équation V-33, l'intégration se fait sur tout le spectre solaire, mais seul l'EUV est ionisant. E représente l'énergie de l'électron éjecté. Elle est égale à la différence entre l'énergie du photon incident et le seuil d'ionisation W de l'état ee mesuré à partir de l'état au repos (voir chapitre IV) :

$$E = \frac{hc}{\lambda} - W_{ee}(0) \quad V-34$$

De telle sorte que dans l'équation V-33, la borne inférieure de l'intégrale est la longueur d'onde limite λ_E qui annule E dans V-34. En insérant l'équation V-19 dans l'équation V-33, il vient :

$$P_{prim}(E, z) = \sum_n \int_{\lambda_E}^\infty n_n(z) \sigma_{ion}^n(\lambda, z) \mathfrak{I}(\lambda, z) d\lambda \quad V-35$$

Si nous appelons wwt les rapports de branchement pour chaque état excité ee , nous obtenons :

$$P_{prim}(z) = \sum_{ee} \sum_n wwt_n(ee) \int_{\lambda_E}^\infty n_n(z) \sigma_{ion}^n(\lambda, z) \mathfrak{I}(\lambda, z) d\lambda \quad V-36$$

En utilisant le flux de photons ultraviolets et les sections efficaces d'absorption décrites dans les chapitres I et IV, nous avons calculé cette production primaire. Les conditions que nous avons choisies correspondent à une latitude moyenne (celle d'une ville comme Grenoble, c'est à dire à 45 degrés de latitude nord), un jour de Juillet 1998 (jour 205), à midi. L'angle solaire zénithal est alors de 25,38°. Le modèle d'atmosphère prédit une température exosphérique de 1176 K. La composition de l'atmosphère neutre et sa température sont données, en fonction de l'altitude, sur la figure V-4. L'indice magnétique, correspondant à une activité relativement faible, est $A_p = 10$.

Nous y avons fait figurer huit composants, quoique, sans surprise, N_2 , O_2 , O et H soient les composants majoritaires selon les altitudes, variant dans cet exemple de 90 à 1000 km.

La figure V-5 montre la production des ions N_2^+ , O_2^+ , O^+ , N^+ , H^+ et He^+ . La somme de ces productions ioniques donne la production électronique, puisque tous ces ions sont mono-chargés. Nous voyons que par photoionisation, l'atmosphère crée une ionosphère avec deux maxima. Le plus bas se situe aux alentours de 110 km. Il est dû principalement à l'ionisation de l'oxygène moléculaire.

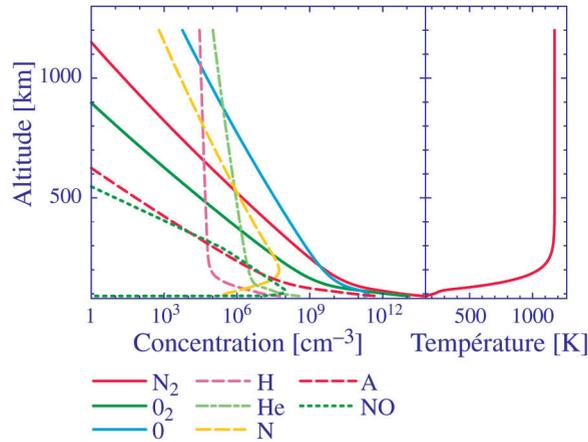


Figure V-4 : la figure de gauche montre la concentration des espèces neutres en cm^{-3}

N_2 est en rouge continu. O_2 est en vert continu. O est en bleu continu. Les espèces minoritaires à basse altitude sont en traits pointillés : H en rose, N en jaune, A en rouge et NO en vert. La figure de droite montre la température neutre en K.

L'ionisation de l'azote moléculaire provoque un second maximum vers 170 km. Ce maximum peut monter jusque vers 250 km, pour de grandes valeurs de χ . Au-dessus de typiquement 230 km, c'est l'ionisation de l'oxygène atomique qui devient source majoritaire des électrons ionosphériques.

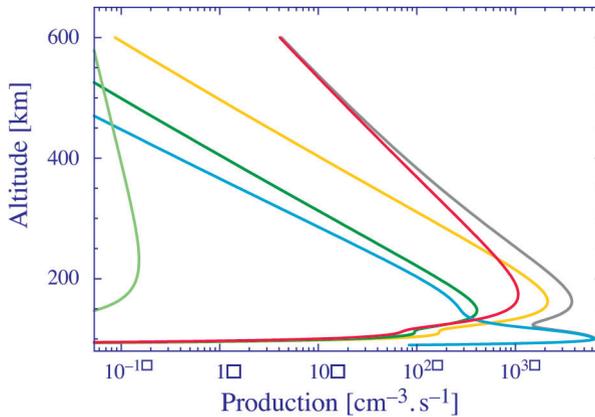


Figure V-5 : production primaire d'ions et d'électrons (trait gris)

en fonction de l'altitude. N_2^+ est en jaune. O_2^+ est en bleu. O^+ est en rouge, N^+ en vert foncé et He^+ en vert clair. Aux altitude considérées, H^+ est négligeable.

Sur la figure V-6, nous avons calculé les contributions à la production primaire des raies discrètes d'une part, et du continuum du rayonnement solaire d'autre part. Il s'agit du continuum et des raies tel que décrit dans le chapitre I, même s'il est clair que le continuum est fait, pour une bonne part, de raies discrètes proches et d'intensité faibles relativement aux raies discrètes particularisées. On voit que les deux composantes créent une production

qui est du même ordre. Une étude plus fine permet de montrer que parmi les raies discrètes, la raie Lyman β (102,572 nm) joue le rôle prépondérant vers 100 km, constituant à elle seule près de 40 % de la production (et donc environ 20 % de la production totale). Entre 150 et 400 km, HeII est responsable de plus de 20 % de cette production. Les autres raies importantes sont HeI et CIII.

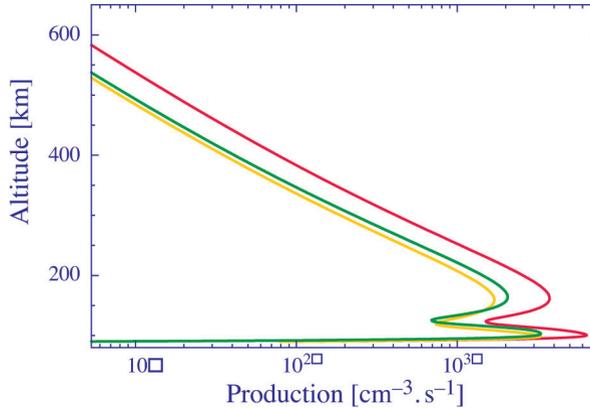


Figure V-6 : production primaire due aux raies solaires discrètes et au continuum solaire
Discrètes : trait vert. Continuum : trait jaune. La somme est en rouge.

Comme nous l'avons fait dans le modèle de Chapman, nous pouvons définir la profondeur optique. En considérant le gaz à plusieurs constituants et toutes les longueurs d'ondes, l'équation V-14 s'écrit à présent :

$$\tau = \sum_n \sigma_a^n(\lambda) \int_z^{\infty} \text{Chap}(z'; \chi, H_n) n_n(z) dz' \quad \text{V-37}$$

De telle sorte que nous obtenons pour la loi de Beer-Lambert :

$$\mathfrak{S}(\lambda, z) = \mathfrak{S}(\lambda, z_0) e^{-\tau} \quad \text{V-38}$$

b. Production secondaire : équation cinétique de Boltzmann

i. Le flux stationnaire des électrons suprathermiques

Les électrons et ions primaires créés par photoionisation sont, dès leur apparition, soumis au champ magnétique terrestre. C'est dire que les lignes de force du champ magnétique jouent un rôle essentiel dans le mouvement de ces particules ! Les ions sont presque immédiatement recombinés chimiquement. Les électrons, plus mobiles, peuvent parcourir de grandes distances avant de subir une collision. Au cours de ces collisions, ils peuvent exciter le gaz cible. Mais ils sont souvent d'énergie bien supérieure au seuil d'ionisation : ils peuvent ioniser l'atmosphère à leur tour, créant ainsi une population d'*électrons secondaires*. Pour comprendre la physique de cette création, il est nécessaire de considérer la théorie du transport cinétique élaborée par L. Boltzmann, à la fin du 19^e siècle.

Une équation de transport est la représentation mathématique du transport de particules à travers de la matière. Pour la plupart des phénomènes de transport, il est suffisant de décrire l'état d'une particule par sa position et sa vitesse. Les états internes, tels que le spin, ne contribuent pas habituellement au mouvement, conditionné par les collisions des particules dans le milieu. Dans le cas du transport d'électrons en présence d'un champ magnétique, la charge de la particule joue un rôle important, mais comme elle demeure constante au cours du mouvement, elle n'est pas une variable entrant dans la caractérisation de l'état de la particule.

Nous allons décrire l'évolution en fonction de l'altitude d'un flux d'électrons dans l'ionosphère terrestre. Par la suite, nous désignerons par *électrons thermiques* (ou *ambiants*) les électrons de distribution maxwellienne qui forment la plus grande partie des électrons ionosphériques. Ces électrons sont issus des recombinaisons chimiques entre l'atmosphère neutre et les électrons primaires ou secondaires. Après avoir perdu la plus grande partie de leur énergie au cours de collisions, ils ont atteint un niveau d'énergie proche de l'énergie thermique de la population thermique (pour une température de 1100 K, l'énergie thermique est 0,1 eV).

Les photoélectrons primaires ou secondaires sont appelés *électrons suprathermiques* en raison de leur énergie couramment supérieure à l'électronvolt. Leur distribution, qui dépend de la forme des sections efficaces de collision, est loin d'être maxwellienne.

Posons $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ [$\text{cm}^{-6} \text{s}^3$] la fonction de distribution des électrons suprathermiques en fonction des vecteurs position et vitesse, et du temps. L'équation cinétique de Boltzmann, dont la théorie complète est développée dans l'annexe I, est une simple équation de continuité de la fonction de distribution. Elle postule que la variation temporelle de f est seulement due aux collisions dans le milieu. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \cdot (\vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t)) + \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{\text{coll}} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad V-39$$

Dans cette expression, $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ représente l'accélération et $\vec{\nabla}$ la divergence, par rapport à la position (indice r) ou à la vitesse (indice v). $\left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{\text{coll}}$ caractérise le taux de variation de la

fonction de distribution sous l'effet des collisions et $Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$ le taux de production dû au rayonnement solaire, que nous avons présenté plus haut. Lorsque cette source est nulle, cette équation s'appelle l'équation de Boltzmann sans collision. Dans la mesure où les trajectoires des particules s'enroulent autour du champ magnétique (voir chapitre III), nous nous placerons dans l'approximation du centre-guide qui permet de ne considérer que les composantes parallèles au champ magnétique. Dans cette hypothèse, la force de Lorentz $q\vec{v} \wedge \vec{B}$ n'intervient pas dans la bilan des forces. Le champ électrique parallèle, qui est principalement dû à la polarisation du plasma, est associé à un potentiel électrostatique très faible en regard des énergies mises en jeu, et peut donc être négligé dans cette équation de transport.

En fin de compte, la seule force d'importance que nous considérerons est l'interaction entre les électrons suprathermiques et les électrons thermiques. Le rapport de concentration entre les deux populations électroniques est tel que dans une interaction, les électrons thermiques peuvent être considérés comme un fond non perturbé dans lequel les électrons suprathermiques se déplacent. En exprimant l'opérateur de collisions, on arrive à caractériser cette interaction sous la forme d'une force de friction \vec{F} qui agit sur les électrons suprathermiques ; c'est l'approximation des pertes continues (ou ralentissement continu). Cette force prend la forme suivante :

$$\vec{F} = -n_e L(E) \frac{\vec{v}}{v} \quad V-40$$

où $L(E)$ est la section efficace d'arrêt d'un électron suprathermique de vitesse \vec{v} (de module v) par le gaz d'électrons thermiques.

Plusieurs types d'interaction interviennent comme les collisions coulombiennes ou la génération d'ondes Cerenkov. Une expression de cette section efficace, prenant en compte ces effets, a été obtenue par ajustement :

$$L(E) = \frac{5,39 \cdot 10^{-3}}{E^{0,94} n_e^{0,03}} \left(\frac{E - E_e}{E - 0,53 E_e} \right)^{2,36} \quad V-41$$

E_e est l'énergie thermique, exprimée en eV, qui vaut donc $8,61 \cdot 10^{-5} T_e$ (où T_e est exprimé en Kelvin). Cette fonction renseigne sur les échanges de chaleur entre les électrons suprathermiques et les électrons ambiants, par friction. C'est dire qu'elle est essentielle pour comprendre et modéliser la température électronique de l'ionosphère, que nous verrons au paragraphe IV. Il est important de noter que cette force dépend de l'énergie de la particule, et donc de sa vitesse et qu'elle est dissipative. Des équations V-39 et V-40 il vient :

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \cdot (\vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t)) - \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{n_e}{m_e} L(E) \frac{\vec{v}}{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) = \frac{\delta f}{\delta t} \Big|_{coll} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad V-42$$

La fonction de distribution peut être reliée au flux (ou intensité) Φ des électrons en considérant ce flux comme l'ensemble des particules par énergie dans un volume élémentaire, dans l'espace des vitesses. La dimension du flux de particules $\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ est $[m^{-2} s^{-1} sr^{-1} eV^{-1}]$, où $\vec{\Omega}$ représente le vecteur unité de direction $\frac{\vec{v}}{v}$.

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{m_e}{v^2} \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad V-43$$

L'équation V-42 peut se transformer en :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} + \frac{\vec{v}}{v} \cdot \vec{\nabla}_r \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - n_e \frac{\partial}{\partial E} \left(L(E) \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \right) = \frac{1}{v} Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad V-44$$

avec

$$Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \frac{v^2}{m_e} \frac{\delta f}{\delta t} \Big|_{coll} + \frac{v}{m_e} Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad V-45$$

Cette équation peut encore être simplifiée en faisant l'hypothèse de stationnarité. En effet, dans une atmosphère neutre de densité 10^{14} m^{-3} , le temps caractéristique entre deux collisions est de l'ordre de la seconde, bien inférieur au temps caractéristique d'évolution de l'ionosphère (qui dépend principalement de l'éclairement et donc de la rotation de la Terre).

D'autre part, en prenant pour l'axe z l'axe parallèle à \vec{B} , $\frac{\vec{v}}{v} \cdot \vec{\nabla}_r$ devient simplement $\mu \frac{\partial}{\partial z}$, où μ représente le cosinus de l'angle d'attaque de l'électron par rapport au champ magnétique (voir équation III-67).

L'équation devient alors :

$$\mu \frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial z} - \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E) \Phi(z, E, \mu)\} = \frac{1}{v} Q(z, E, \mu) \quad V-46$$

qui est l'équation cinétique du transport vertical des électrons dans l'ionosphère terrestre. Les hypothèses ont conduit à supprimer le temps comme variable du système, à projeter le vecteur \vec{r} sur l'axe z - c'est à dire à considérer une atmosphère stratifiée perpendiculairement à \vec{B} - et ramener le vecteur direction à l'angle d'attaque sur cet axe.

ii. Profondeur de collision

Soit $\sigma_n^T(E)$ la section efficace totale de collisions d'une espèce n avec des électrons d'énergie E , et soit $n_n(z)$ sa densité à l'altitude z . La section efficace totale de collisions est la somme des sections efficaces partielles d'ionisation, de collisions élastiques, et de tous les états d'excitation :

$$\sigma^T(E, \mu) = \sigma_{ion}(E) + \sigma_{elas}(E) + \sum_{ee} \sigma_{exc}(E, ee) \quad V-47$$

Nous pouvons récrire l'équation de Boltzmann sous la forme :

$$\mu \frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial z} - \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E) \Phi(z, E, \mu)\} = - \sum_n n_n(z) \sigma_n^T(E) \Phi(z, E, \mu) + \text{source} \quad V-48$$

Il est commode d'écrire cette équation en terme de *profondeur de collision*, plutôt qu'en terme d'altitude. La profondeur de collision représente la distance moyenne que parcourt une particule dans un milieu de densité n sans rencontrer le phénomène de section efficace σ ; elle est sans dimension. Pour une atmosphère de plusieurs constituants k , la profondeur de collision τ est reliée à l'altitude par :

$$d\tau = \sum_n n_n(z) \sigma_n^T(E) dz \quad V-49$$

Le choix de la lettre τ , classique dans la littérature, rappelle la similarité avec la profondeur optique, dans le cas des photons. L'équation cinétique de transport, en fonction de la profondeur de collision devient :

$$\mu \frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial \tau} = -\Phi(z, E, \mu) + \frac{n_e}{\sum_n n_n(z) \sigma_n^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E) \Phi(z, E, \mu)\} + \frac{\text{source}}{\sum_n n_n(z) \sigma_n^T(E)} \quad V-50$$

L'équation V-50 nous a conduit à écrire la variation du flux stationnaire d'électrons en fonction de la profondeur de collision comme la différence entre les gains et les pertes. Les pertes sont simplement le flux à l'état considéré, qui se dégradera vers d'autres énergies, altitudes et angles. Les gains sont :

- La source directe, constituée en tout premier lieu du flux des photoélectrons primaires créés à chaque altitude. Nous verrons cependant, dans le chapitre consacré aux couplages, que les particules précipitées dans l'ovale auroral constituent une seconde source directe pour cette équation.
- La source indirecte, c'est à dire les électrons issus d'énergies supérieures, d'altitudes et d'angles différents, par collisions élastiques ou inélastiques, ou par friction. Les redistributions énergétiques et angulaires peuvent être décrites au moyen des sections efficaces différentielles étudiées au chapitre IV. Leur expression exacte dépasse le cadre de ce livre. Leur dimension est [$\text{m}^2 \text{eV}^{-1} (2\pi \text{sr}^{-1})$].

iii. Informations issues de la connaissance de Φ

α . Les flux [$\text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$]

Ces paramètres sont directement mesurés par satellites. Ils sont un témoin de l'anisotropie de l'ionosphère. Ils se calculent selon :

$$\Phi_{\uparrow}(\tau, E) = 2\pi \int_{-1}^0 \Phi(\tau, E, \mu) \mu d\mu \quad V-51$$

$$\Phi_{\downarrow}(\tau, E) = 2\pi \int_0^1 \Phi(\tau, E, \mu) \mu d\mu \quad V-52$$

La flèche indique bien sûr le sens montant ou descendant du flux. La figure V-7 montre tout d'abord le flux d'électrons primaires créé par photoionisation, intégré sur tous les angles, aux altitudes 91 km, 149 km, 252 km, et 480 km, dans les mêmes conditions que précédemment (45 degrés de latitude nord, le jour 205 à midi). Ce flux est de l'ordre de $10^{11} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$ aux basses énergies. Les valeurs très petites du flux correspondent à des énergies pour lesquelles un flux de photon solaire faible se conjugue avec des sections efficaces d'ionisation ou d'excitation faibles. Il est clair, comme nous l'avions annoncé, que cette distribution des électrons suprathermiques est loin d'être maxwellienne !

Nous montrons également le flux net (somme algébrique de Φ_{\downarrow} et de Φ_{\uparrow}) en regard du flux primaire. Notons encore que les électrons de basses énergies sont plus nombreux ($10^{13} \text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$ aux basses énergies). Cela s'explique par le fait que les électrons de haute énergie se dégradent au cours des collisions. L'hypothèse stationnaire signifie qu'au fur et à mesure que des électrons perdent leur énergie, d'autres électrons de haute énergie sont

créés par photoionisation, si bien qu'en permanence, il continue d'exister un flux d'électrons de haute énergie. Par contre, le flux stationnaire des électrons est négligeable au-dessus de 200 eV.

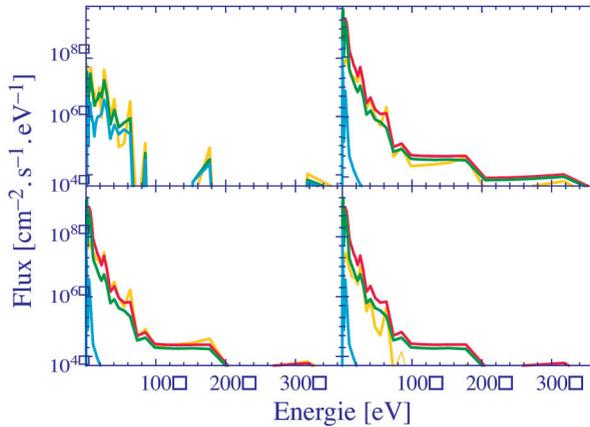


Figure V-7 : flux stationnaires des électrons primaires (en haut à gauche), flux net (en haut à droite), flux nets montant (en bas à gauche) et descendant (en bas à droite) à 480 km (en bleu), 205 km (en jaune), 150 km (en vert) et 100 km (en rouge)

Les flux montant et descendant sont également montrés sur cette figure. On constate que même dans la journée, lorsque la source d'ionisation est constituée des photons solaires, il existe une grande anisotropie entre les flux montant et descendant. La différence des flux nets, intégrés en énergie, montre que le flux montant est plus important que le flux descendant. L'explication en est relativement simple. Le libre parcours moyen des électrons (qui est la distance moyenne entre deux collisions) à une énergie donnée décroît lorsqu'ils descendent dans l'ionosphère tandis qu'il croît lorsqu'ils montent ; ainsi pour une égale distance parcourue, ils dégradent plus d'énergie en descendant qu'en montant. Par ailleurs, leur libre parcours moyen croît avec leur énergie. Par conséquent, il y a une dissymétrie entre le transport vers le bas et le transport vers le haut.

β . La production [$\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$]

Il s'agit d'une part du nombre de paires ion-électron créées, et d'autre part de la production à l'ensemble des états excités, et de la production d'électrons secondaires, qui est simplement égale à la somme des différentes productions ioniques :

$$P_{sec}(z) = \sum_n n_n(z) 2\pi \int_{-1}^1 d\mu \int_0^\infty dE \sigma_{ion}^n(E) \Phi(z, E, \mu) \quad V-53$$

Cette quantité donne accès aux densités électronique et ioniques de l'ionosphère. Cette équation exprime le fait que dans le flux stationnaire des électrons ionosphériques, une partie a été produite par ionisation. Cette partie est donnée par l'intégration sur les sections efficaces d'ionisation, qui définissent une sorte de probabilité (non normalisée). Pour calculer la production totale des électrons, il faut naturellement ajouter la production primaire

P_{prim} (équation V-36) à la production secondaire P_{sec} (équation V-53), puisqu'en raison de la stationnarité de l'ionosphère, des primaires continuent de se créer en permanence.

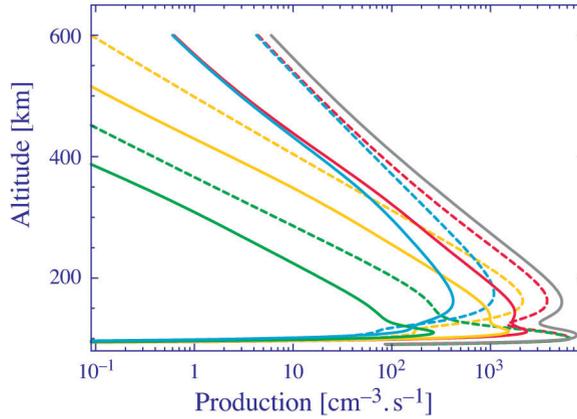


Figure V-8 : sur cette figure, nous avons fait figurer les productions ioniques primaire (en pointillé) et secondaire (en trait plein)

La somme, constituant la production électronique, est montrée en trait gris. N₂⁺ est en jaune, O₂⁺ en vert et O⁺ en bleu clair. Les traits rouges représentent les sommes des productions primaires ou secondaires.

Sur la figure V-8, nous montrons d'une part la production primaire telle qu'elle figure déjà sur la figure V-5 ; nous y avons ajouté la production secondaire, due à l'ionisation par impact de l'atmosphère neutre avec les électrons primaires. Il est notable que celle-ci joue un rôle mineur au-dessus d'environ 110 km : elle compte alors en moyenne pour 30 % de la production totale. En revanche à basse altitude, elle peut excéder la production primaire, comme ici vers 110 km. Pour des angles zénithaux faibles (soleil levant ou couchant), elle devient couramment prépondérante en dessous de 110 km, dépassant la production primaire d'un facteur pouvant aller jusqu'à 3.

Naturellement, si nous remplaçons la section efficace d'ionisation par une section efficace d'excitation donnée dans la formule V-53, nous obtiendrons la quantité d'ions excités dans cet état là :

$$P_{exc}(z, ee) = \sum_n n_n(z) 2\pi \int_{-1}^1 d\mu \int_0^\infty dE \sigma_{exc}^n(E, ee) \Phi(z, E, \mu) \tag{V-54}$$

Cette quantité est essentielle pour comprendre le rayonnement de l'ionosphère : chaque atome excité revient à l'état d'équilibre par émission d'une onde électromagnétique, selon les processus étudiés au début du chapitre IV.

Les découvertes concernant l'environnement ionisé de notre planète sont récentes. Elles ont pour départ commun diverses tentatives pour expliquer les aurores boréales. Les premières mesures magnétiques ont été faites par Von Humboldt, en 1805. C'est lui qui parla pour la première fois d'*orage magnétique* pour caractériser les perturbations de ses mesures. Avec Gauss, il put donner une interprétation du champ magnétique terrestre.

La première observation d'une éruption solaire date de 1859. Elle est due à R. Carrington, astronome anglais, qui note un orage magnétique avec des aurores jusqu'à moyenne latitude environ 18 heures plus tard. Sur ce cas unique d'observation, il refuse de faire des corrélations qui pourraient être hasardeuses.

Les lois de l'électromagnétisme mises en évidence par Ørsted et Faraday sont bientôt appliquées aux relations Soleil-Terre par Birkeland (voir chapitre III). Malheureusement, celui-ci n'arrive pas à convaincre ses collègues – en particulier Lord Kelvin, qui s'oppose fermement à lui –, et meurt incompris. Dans les années 50, Sydney Chapman a le mérite de compléter l'interprétation de Birkeland sur le lien entre les éruptions et les aurores, mais aussi de proposer un mécanisme de formation de l'ionosphère. Certaines de ses théories sont remises en cause et complétées par Alfven, qui obtient le prix Nobel en 1970.

Le grand essor de la géophysique externe date pourtant de 1958. Sous l'influence de James Van Allen et de Sydney Chapman, la période s'étendant du 1^{er} juillet 1957 au 31 décembre 1958 fut déclarée Année Géophysique Internationale. Américains et Soviétiques se livrèrent à une course scientifique de prestige qui les amena chacun à transporter aux pôles des tonnes de matériel et des centaines de personnes. Les autres nations, France, Allemagne, Grande Bretagne n'étant pas en reste, cette année de labeur permit de dégager une nouvelle théorie sur les phénomènes magnétiques. Paul Emile Victor note, à l'issue de ces travaux, que « le noyau central, très radioactif, solide et probablement composé de fer, serait entouré d'un noyau extérieur liquide n'excédant pas 7500 km de diamètre. La nouvelle théorie suppose que le champ magnétique trouve son origine dans le noyau extérieur ; aux origines, le métal « baratte » provoqua un léger courant électrique qui produisit un léger champ magnétique. Les particules de métal se mouvant dans ce champ provoquèrent à leur tour des courants nouveaux ; ceci aboutit au champ magnétique observé actuellement, que viendraient influencer et perturber la Lune et surtout le Soleil.

L'origine et le mécanisme des fameuses aurores polaires furent aussi longuement étudiés, ainsi que ceux de l'activité solaire qui influe tant sur notre vie terrestre ».

II. LES COUCHES IONOSPHERIQUES

I. LA BASSE IONOSPHERE : LA RÉGION D

Nous avons donné un aperçu de la région D au chapitre II, notamment en ce qui concerne les causes de sa formation. Cette couche ionosphérique se situe dans une région de l'atmosphère (entre 50 et 90 km) caractérisée par une concentration dense qui limite la

diffusion moléculaire, ainsi que par un rapport de mélange constant, favorisé par une diffusion turbulente importante. Les mécanismes qui sont mis en jeu dans cette région sont donc principalement locaux et cessent dès que les sources disparaissent.

On pourrait alors imaginer que les processus impliqués sont relativement simples, mais dans cette gamme d'altitude, des constituants minoritaires de l'atmosphère comme O_3 , CO_2 , H_2O ou OH ont des concentrations suffisantes pour jouer un rôle prépondérant dans les réactions chimiques ionosphériques. Le résultat est une région où la chimie est extrêmement complexe, dominée par des réactions ternaires (voir chapitre IV) très mal connues et pour lesquelles les constantes de réactions sont le plus souvent incertaines. Le modèle le plus complet de la région *D* prend en compte 35 ions et plus de 170 réactions, mais pour pouvoir représenter les données expérimentales de cette région, il nécessite toutefois de conserver un nombre important de degrés de liberté.

Les problèmes que l'on rencontre dans l'étude de cette couche ionosphérique sont essentiellement liés aux deux caractéristiques principales que sont la présence d'ions négatifs et d'agrégats d'ions positifs, dont la teneur dans l'ionosphère n'est pas toujours bien connue.

Tous les ions de cette région sont monochargés, de telle manière que l'électroneutralité peut être écrite sous la forme :

$$\sum_{\text{positif}} n_i = n_e + \sum_{\text{négatif}} n_j \quad V-55$$

Par rapport aux autres couches ionosphériques, on constate qu'une difficulté supplémentaire surgit du fait de la présence d'ions des deux signes. La caractérisation de la concentration électronique n'est donc pas aussi simple que dans les couches supérieures. Toutefois à partir d'un modèle simple, nous allons montrer comment la concentration électronique évolue avec l'altitude, dans cette région.

La source primaire d'ions positifs dans cette région est la photoionisation de N_2 et O_2 par les rayons X et de NO, qui possède un seuil d'ionisation de 9,25 eV, par la raie Lyman α :



où M représente l'une des molécules neutres citées précédemment. La fréquence de photoionisation α_j est de l'ordre de $10^{-7} s^{-1}$ pour les longueurs d'ondes impliquées ; ce mécanisme est commun à toutes les couches ionosphériques et constitue la source primaire d'ions dans l'ionosphère. Cependant la spécificité de la région *D* est la présence d'ions négatifs. En effet, lorsque la concentration atmosphérique est importante, les électrons ainsi créés peuvent produire des ions négatifs, notamment au travers de réactions ternaires d'attachement électronique que nous avons décrit au chapitre IV. Comme l'ion N_2^- est instable, la réaction prépondérante est :



Ce mécanisme, dans les conditions de la région *D*, s'avère être plus rapide que l'attachement dissociatif de la molécule d'oxygène, en partie à cause d'une affinité électronique égale à 0,43 eV pour la molécule d'oxygène.

Avec une constante de réaction de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-42} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$ dans la région où ce mécanisme est prépondérant, la durée de vie chimique de l'électron vis à vis de cette réaction croît exponentiellement (avec une hauteur d'échelle d'environ 7 km) depuis 10^{-2} s à 50 km jusqu'à 10^2 s à 80 km. Etant donné que la concentration ionique est inférieure à 10^{10} m^{-3} dans cette gamme d'altitude, la durée de vie des électrons vis à vis de la recombinaison électronique



est supérieure à 400 s. Par conséquent, le mécanisme V-57 est la cause principale de la destruction des électrons jusque vers 80 km. Ces mécanismes de destruction des électrons sont compensés par le photodétachement de l'ion O_2^- :



qui est important dans l'ionosphère diurne, et par le mécanisme de détachement collisionnel :



qui, bien qu'il soit extrêmement faible, est le mécanisme prépondérant de la destruction de l'ion négatif O_2^- dans le modèle simplifié que nous présentons. Comme nous nous intéressons à l'ionosphère diurne, nous négligerons ce dernier mécanisme devant le photodétachement.

La fréquence de photodétachement électronique α_2 est $0,38 \text{ s}^{-1}$ au sommet de l'atmosphère et décroît tandis qu'on pénètre dans les couches basses. La forte rivalité entre les réactions V-57 et V-59 est spécifique de cette région D car elle conditionne l'équilibre de la concentration électronique, et donc de la concentration en ions négatifs. Le mécanisme de régulation de la concentration ionique est assuré par la neutralisation mutuelle d'un ion positif X^+ et d'un ion négatif Y^- :



Dans ce schéma simplifié, on a trois ions positifs, un ion négatif et des électrons. Si on note n_+ la concentration des ions positifs, n_- la concentration des ions négatifs, n_e la concentration des électrons, l'électroneutralité s'écrit :

$$n_e = n_+ - n_- \quad \text{V-62}$$

et l'évolution de la concentration électronique est alors donnée par :

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha_1 n(\text{X}) + \alpha_2 n_- - k_1 n^2(\text{O}_2) n_e - k_2 n_+ n_e \quad \text{V-63}$$

en regroupant la recombinaison électronique sous une réaction unique de taux k_2 , d'une valeur d'environ $2,2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, qui agit sur les ions positifs.

Les équations d'évolution des ions s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{dn_+}{dt} = \alpha_1 n(X) - k_2 n_+ n_e - k_4 n_+ n_- \\ \frac{dn_-}{dt} = k_1 n^2(O_2) n_e - \alpha_2 n_- - k_4 n_+ n_- \end{cases} \quad V-64$$

Les constantes de temps de chimie sont de l'ordre de grandeur de la seconde, très petites devant le temps caractéristique de variation de l'éclairement, qui est de l'ordre de la demi-heure. On peut donc considérer que les concentrations sont à l'équilibre en permanence.

Si nous exprimons la répartition des charges négatives entre ions et électrons à travers le rapport $\lambda = \frac{n_-}{n_e}$, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} n_+ &= \sqrt{I + \lambda} \sqrt{\frac{\alpha_1 n(X)}{k_2 + k_4 \lambda}} \\ n_- &= \frac{\lambda}{\sqrt{I + \lambda}} \sqrt{\frac{\alpha_1 n(X)}{k_2 + k_4 \lambda}} \end{aligned} \quad V-65$$

ainsi que :

$$\left(\frac{\alpha_1 n(X)}{n_-} + \alpha_2 \right) n_- = (k_1 n^2(O_2) + k_2 n_+) n_e \quad V-66$$

soit :

$$\sqrt{\alpha_1 n(X) (I + \lambda) (k_2 + k_4 \lambda)} + \alpha_2 \lambda = k_1 n^2(O_2) + k_2 \sqrt{\frac{(I + \lambda) \alpha_1 n(X)}{k_2 + k_4 \lambda}} \quad V-67$$

Après réarrangement, on trouve :

$$\alpha_2 \lambda = k_1 n^2(O_2) - \sqrt{\alpha_1 n(X) (I + \lambda)} \frac{\lambda k_4}{\sqrt{k_2 + k_4 \lambda}} \quad V-68$$

ou :

$$\lambda = \frac{k_1 n^2(O_2)}{\alpha_2 + \frac{k_4}{\sqrt{k_2 + k_4 \lambda}} \sqrt{\alpha_1 n(X) (I + \lambda)}} \quad V-69$$

La variation de λ avec l'altitude est très importante car c'est ce paramètre qui détermine la proportion d'ions négatifs dans l'ionosphère :

- lorsqu'on s'enfonce dans l'atmosphère, la concentration atmosphérique croît en même temps que le rayonnement est absorbé et donc les coefficients α_1 et α_2 décroissent vers 0 tandis que $k_1 n^2(O_2)$ tend vers l'infini. Par conséquent, le paramètre λ croît et tend vers l'infini ;
- lorsque l'on se déplace vers le sommet de l'atmosphère, $k_1 n^2(O_2)$ tend vers 0 alors que les coefficients α_1 et α_2 tendent vers une valeur finie, de telle sorte que λ tend vers 0.

Si nous nous plaçons dans les basses couches de la région D , nous avons λ grand et nous pouvons écrire :

$$\lambda = \frac{k_1 n^2(\text{O}_2)}{\alpha_2 + \sqrt{k_4} \alpha_1 n(\text{X})} \quad \text{V-70}$$

ainsi que :

$$n_+ = n_- = \sqrt{\frac{\alpha_1 n(\text{X})}{k_4}} \quad \text{V-71}$$

d'où nous trouvons :

$$n_e = \frac{\alpha_2 \sqrt{\frac{\alpha_1 n(\text{X})}{k_4}} + \alpha_1 n(\text{X})}{k_1 n^2(\text{O}_2)} \quad \text{V-72}$$

On constate alors que l'efficacité de la réaction V-57 est telle que tout se passe comme si la photoionisation produisait directement les ions positifs et l'ion négatif, ainsi que nous l'avons expliqué au chapitre IV. Dans ce cas, la production est régulée par la neutralisation V-61, et comme les ions positifs et négatifs ont même concentration, on aboutit à une pseudo-couche de Chapman décrite par l'expression V-71, dans laquelle les ions négatifs jouent le rôle des électrons. Par voie de conséquence, la concentration électronique est maintenue à une valeur faible, qui est d'autant plus faible que l'efficacité de la réaction V-57 est importante.

Nous avons vu que la durée de vie chimique de l'électron vis-à-vis de la réaction V-57 est faible jusque vers 80 km, et de fait on observe des ions négatifs en dessous de cette altitude. Au-dessus de cette limite, la réaction cesse d'être prépondérante et les électrons ne sont plus détruits par ce processus mais par la recombinaison avec les ions positifs V-58. A cause de la variation avec l'altitude de $k_1 n^2(\text{O}_2)$, on passe très rapidement dans le cas limite opposé où λ est proche de 0. Dans cette limite, on peut écrire :

$$\lambda = \frac{k_1 n^2(\text{O}_2)}{\alpha_2 + \frac{k_4}{\sqrt{k_2}} \sqrt{\alpha_1 n(\text{X})}} \quad \text{V-73}$$

ainsi que :

$$n_+ = n_e = \sqrt{\frac{\alpha_1 n(\text{X})}{k_2}} \quad \text{V-74}$$

d'où :

$$n_- = \frac{k_1 n^2(\text{O}_2) \sqrt{\alpha_1 n(\text{X})}}{\alpha_2 \sqrt{k_2} + k_4 \sqrt{\alpha_1 n(\text{X})}} \quad \text{V-75}$$

On constate que la concentration des ions positifs est égale à celle des électrons, l'équilibre de concentration étant obtenu à travers la recombinaison électronique V-58. On a donc une couche de Chapman, qui préfigure la région E . La concentration en ions

négatifs est dans ce cas faible et proportionnelle au taux de la réaction V-57, et décroît donc rapidement avec l'altitude.

Ce schéma simple permet donc d'expliquer la présence d'ions négatifs dans les basses couches de l'ionosphère, mais il est loin d'être complet, car il est essentiellement fondé sur l'ion O_2^- . Il peut être appliqué à une ionosphère diurne et donner des résultats satisfaisant, mais il ne permet pas de représenter l'ionosphère nocturne ou l'ionosphère soumise au bombardement de particules issues d'éruptions solaires, qui provoquent de fortes absorptions électromagnétiques sur la calotte polaire (Polar Cap Absorption). En effet, le modèle précédent décrit un photodétachement électronique associé à la lumière visible, alors qu'il semble certain que l'action est due au rayonnement ultraviolet. Ceci a pour conséquence d'accroître l'énergie d'affinité électronique requise pour le photodétachement ; elle doit être de plusieurs eV, et par conséquent, les ions O_2^- ne peuvent pas être les seuls ions négatifs de la région D.

Parmi les ions négatifs susceptibles d'être produits dans les conditions qui prévalent dans la région D, les ions NO_2^- et NO_3^- ont des affinités électroniques respectives de 2,5 et 3,6 eV, compatibles avec les niveaux requis. La figure V-9 ci-dessous présente un synoptique possible de la chimie des ions négatifs et en particulier la chaîne de réactions qui conduit à la production des ions NO_2^- et NO_3^- . On constate que cette chaîne implique des constituants minoritaires comme le dioxyde d'azote, le dioxyde de carbone et l'ozone.

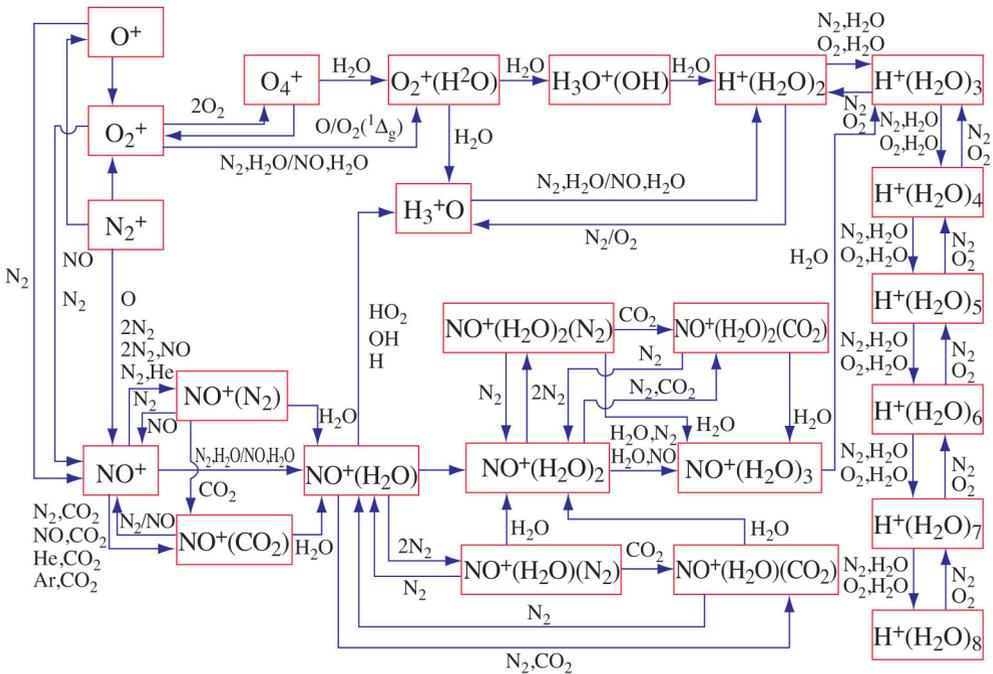


Figure V-9 : synoptique des réactions impliquant les ions négatifs

Cependant, les mesures effectuées par des spectromètres de masse embarqués sur des fusées sondes ont montré que la population d'ions positifs est extrêmement variée, avec notamment la présence d'ions hydratés.

La molécule d'eau possède un grand moment dipolaire qui favorise l'hydratation de ions présents dans l'ionosphère ; cette molécule se fixe sur les ions et induit la formation d'agrégats pouvant contenir un nombre important de molécules d'eau. Le modèle à 35 ions que nous avons mentionné considère des agrégats ioniques avec 8 molécules d'eau. Ce faisant, ce modèle adopte le schéma réactionnel donné dans la figure V-10.

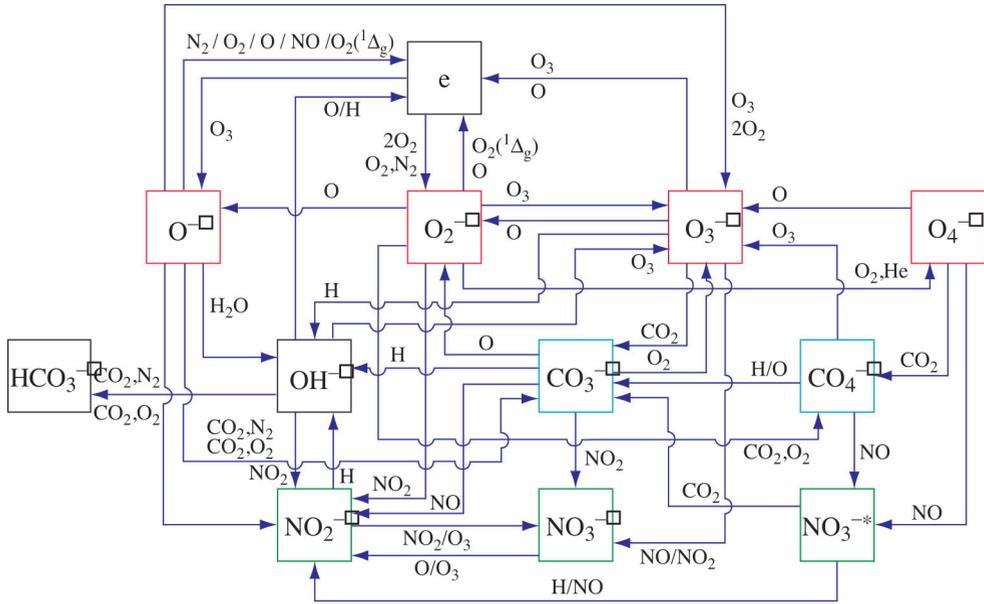


Figure V-10 : synoptique des réactions impliquant les ions positifs

Ce schéma met en exergue le rôle important de l'ion NO^+ créé soit par la photoionisation, soit par la chimie impliquant les ions N_2^+ , O_2^+ et O^+ . Au-dessus de 90 km environ, les ions qui subsistent sont les quatre ions que nous venons de mentionner. Nous entrons alors dans la région E, qui est concernée par une gamme de longueur d'onde de rayonnement et d'énergie de particules précipitantes différentes.

2. L'IONOSPHERE MOYENNE : LES REGIONES E ET F1

La structure au-dessus de la région D peut être résumée par deux figures.

La première correspond à la figure V-5 qui présente des profils typiques des taux de production des ions primaires de l'ionosphère terrestre O_2^+ , N_2^+ et O^+ , sur laquelle on voit nettement apparaître deux régions.

Les productions des ions moléculaires O_2^+ et N_2^+ présentent un maximum autour de 110 km, tandis que la production de l'ion atomique O^+ a un maximum autour de 160 km, qui coïncide avec le maximum principal de N_2^+ . Si l'on reprend l'interprétation donnée dans le paragraphe précédent, ces maxima sont associés à l'absorption du rayonnement par les composants atmosphériques et correspondent à l'altitude pour laquelle on a une profondeur

optique égale à l'unité. Le fait que les maxima soient positionnés à deux altitudes différentes indique que ce ne sont pas les mêmes gammes de longueurs d'onde qui sont concernées. En effet, le rayonnement qui produit le maximum à 160 km est rapidement absorbé en dessous de cette altitude. En fait, le rayonnement ionisant entre 1 et 100 nm, il produit essentiellement l'ionisation de O^+ et N_2^+ et donne le maximum à 160 km ; entre 1 et 10 nm, il produit l'ionisation des trois composants (mais majoritairement les ions moléculaires) autour de 110 km.

La deuxième figure est celle représentant les durées de vie chimiques des ions ionosphériques principaux O_2^+ , N_2^+ , NO^+ et O^+ que nous avons tracé sur la figure V-11.

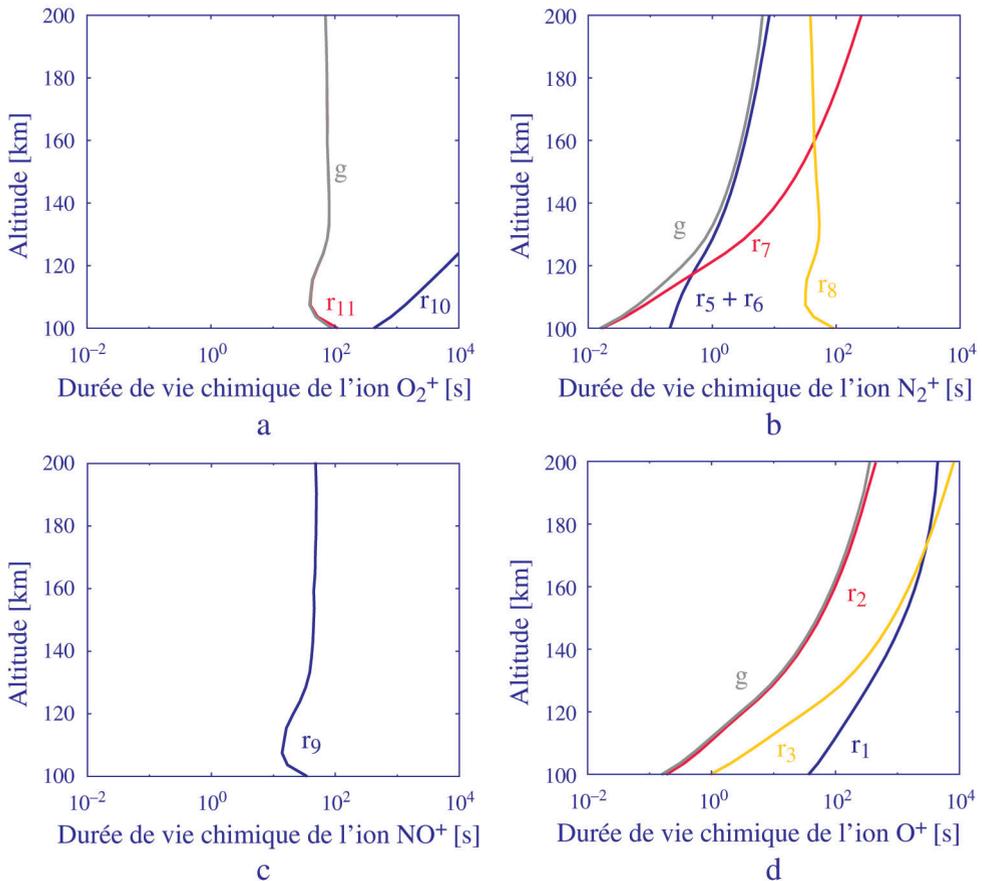


Figure V-11 : temps caractéristiques des réactions considérées en région E et F pour les quatre ions principaux (a) O_2^+ , (b) N_2^+ , (c) NO^+ et (d) O^+ et dont les numéros correspondent aux réactions décrites en V-78

Les réactions auxquelles ces temps sont associés sont indiquées sur les courbes. Lorsqu'il y a plus d'une réaction, nous avons tracé le temps caractéristique global, référencé par la lettre g.

Sur cette figure on constate que les ions O^+ et N_2^+ ont des durées de vie de l'ordre de grandeur de la seconde ou inférieures, principalement dues à une rapide transformation en ions O_2^+ ou

NO⁺. Par contre les ions O₂⁺ et NO⁺ ont des durées de vie de l'ordre de la centaine de seconde, en raison d'un mécanisme de recombinaison électronique relativement lent.

En se reportant au chapitre précédent, on peut s'attendre à avoir des concentrations maintenues faibles pour les espèces à faible durée de vie, et avoir un transfert de la production de ces dernières sur les espèces à grande durée de vie, qui deviennent ainsi majoritaires. Etant donné que les temps caractéristiques de diffusion en région *E* et *F1* sont de l'ordre de 10³ s, on peut simplifier les équations de continuité en négligeant les termes de transport et en considérant ainsi que l'évolution des espèces résulte essentiellement de mécanismes locaux :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\delta n}{\delta t} \tag{V-76}$$

où $\frac{\delta n}{\delta t}$ représente le taux de variation de la concentration sous l'effet des mécanismes photochimiques. En nous intéressant aux évolutions diurnes, les temps caractéristiques présentés sur la figure V-11 nous permettent d'affirmer que les composants ioniques sont en équilibre photochimique en permanence et donc l'équation V-76 se réduit à :

$$\frac{\delta n}{\delta t} = 0 \tag{V-77}$$

Pour des raisons évidentes de clarté, nous allons réduire le nombre de mécanismes réactionnels par rapport au chapitre précédent, notamment en regroupant les différents états d'une même particule ; le comportement général ne s'en trouvera pas affecté. La présence d'états excités pouvant accélérer ou ralentir une réaction, la description que nous donnons dans la suite reste valable, avec des limites de transition qui peuvent se déplacer en altitude.

Nous considérons alors un schéma réactionnel dont la figure V-12 donne le synoptique.

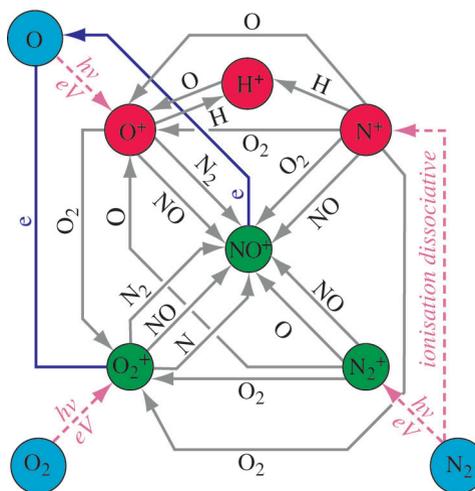
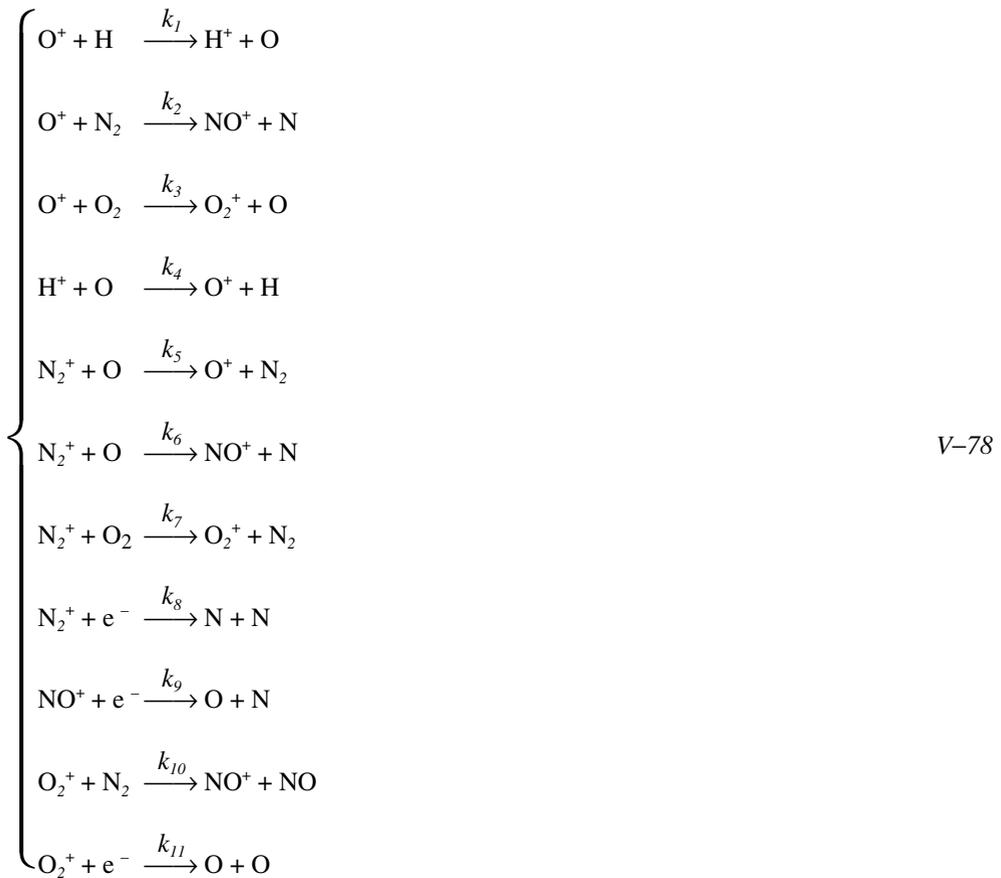


Figure V-12 : synoptique du modèle de chimie ionique

Les réactifs neutres sont mentionnés au-dessus des flèches et les mécanismes d'ionisation sont spécifiés par hv (photoionisation) et eV (précipitations).

Sur ce schéma, on a représenté à l'extérieur les espèces neutres (cyan), sources des ions primaires au travers de la photoionisation ($h\nu$) ou des précipitations (eV). Au milieu se trouvent les ions moléculaires (vert) et atomiques (rouge). Les mécanismes réactionnels mis en jeu sont symbolisés par les flèches, les réactifs avec lesquels ils ont lieu étant écrits au-dessus des flèches. On note que NO^+ occupe une place centrale avec beaucoup de mécanismes qui convergent pour un seul qui s'en éloigne. Nous verrons que ceci est bien représentatif de la réalité. Par rapport au schéma de la figure V-12, nous éliminons l'ion N^+ qui reste minoritaire dans toute l'ionosphère et joue un rôle mineur dans la mise en place des couches ionosphériques. Nous prendrons donc en compte les réactions suivantes pour lesquelles nous indiquons la manière dont nous allons les référencer (se reporter à l'annexe II pour les taux de réactions correspondants) :



auquel il convient de rajouter les trois mécanismes d'ionisation :



En se reportant à la liste des réactions ci-dessus, on peut exprimer la concentration d'équilibre, composant par composant, en commençant par l'ion O^+ . La faible concentration de l'atome d'hydrogène H et de l'ion O^+ dans ces régions font que les réactions 1 et 4 peuvent ne pas être prises en compte en régions E et F1. Nous pouvons alors écrire pour cet ion :

$$n(O^+) = \frac{Pr_1 + k_5 n(O) n(N_2^+)}{k_2 n(N_2) + k_3 n(O_2)} \quad V-80$$

La concentration en ion N_2^+ est donnée par :

$$n(N_2^+) = \frac{Pr_2}{(k_5 + k_6) n(O) + k_7 n(O_2) + k_8 n_e} \quad V-81$$

En se reportant à la figure V-11, on constate que la recombinaison électronique est un phénomène trop lent pour pouvoir influencer la concentration de l'ion N_2^+ . Les réactions 5, 6 et 7 étant extrêmement rapides à basse altitude, N_2^+ est presque entièrement transformé en ion NO^+ d'abord et O_2^+ ensuite. La concentration de cet ion reste donc faible et elle ne joue qu'un rôle mineur dans l'expression de la concentration de l'ion O^+ . Ces concentrations peuvent donc être réécrites sous la forme :

$$n(O^+) = \frac{Pr_1}{k_2 n(N_2) + k_3 n(O_2)} \quad V-82$$

$$n(N_2^+) = \frac{Pr_2}{(k_5 + k_6) n(O) + k_7 n(O_2)}$$

Ainsi que nous l'avons mentionné au début du chapitre, la production ionique est proportionnelle à la concentration en constituant neutre. Nous pouvons alors introduire une fréquence d'ionisation équivalente α par constituant. La figure V-13 représente les profils d'une telle fréquence d'ionisation pour les trois constituants neutres de l'atmosphère : O, N_2 et O_2 .

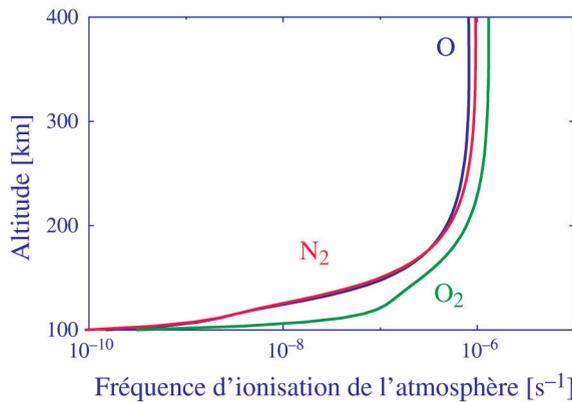


Figure V-13 : profils verticaux de différentes fréquences d'ionisation équivalentes pour les constituants atmosphériques
O (courbe bleue), N_2 (courbe rouge) et O_2 (courbe verte)

On note que pour ces trois constituants la fréquence atteint un maximum de l'ordre de 10^{-6} s au maximum de production et qu'elle est constante au-dessus (voir ce que nous avons

écrit sur la fonction de production de Chapman). Cette fréquence décroît en dessous du maximum du fait d'une absorption importante du rayonnement. En exprimant les taux de production, nous obtenons alors :

$$n(\text{O}^+) = \frac{\alpha_1 n(\text{O})}{k_2 n(\text{N}_2) + k_3 n(\text{O}_2)} \quad \text{V-83}$$

$$n(\text{N}_2^+) = \frac{\alpha_2 n(\text{N}_2)}{(k_5 + k_6) n(\text{O}) + k_7 n(\text{O}_2)}$$

N_2 et O_2 ont des hauteurs d'échelles très proches l'un de l'autre (masses quasiment identiques : 28 et 32) tandis que O a une hauteur d'échelle double de celle des composants moléculaires (masse moitié de celle des molécules). On en déduit alors que la concentration de l'ion O^+ croît avec l'altitude car d'une part α_1 croît (on est en dessous du maximum de production de l'ion O^+) et d'autre part le rapport atome-molécule donne un terme croissant avec une hauteur d'échelle égale à celle de l'atome d'oxygène. La concentration de l'ion N_2^+ décroît au-dessus de son maximum de production pour les mêmes raisons que précédemment et parce que les réactions 5 et 6 sont importantes à ces altitudes là.

Cette approche simplificatrice met en avant les mécanismes antagonistes qui prévalent pour l'ion O^+ . La concentration de l'ion O^+ croît avec l'altitude car les réactions chimiques avec les composants neutres décroissent plus vite que la production (qui en l'occurrence croît).

Avec des fréquences d'ionisation de l'ordre de 10^{-6} s et une concentration en atome d'oxygène minoritaire en région *E*, l'ion O^+ reste un composant minoritaire de cette région.

En fait, l'ion majoritaire de cette région est l'ion O_2^+ dont la concentration est donnée par :

$$n(\text{O}_2^+) = \frac{Pr_3 + k_3 n(\text{O}_2) n(\text{O}^+) + k_7 n(\text{O}_2) n(\text{N}_2^+)}{k_{10} n(\text{N}_2) + k_{11} n_e} \quad \text{V-84}$$

La réaction de destruction de O_2^+ la plus rapide est la recombinaison. En effet avec une concentration électronique de l'ordre de 10^{11} m^{-3} en région *E* et une température de l'ordre de 300 K, la durée de vie de O_2^+ vis à vis de cette réaction est 100 s, alors qu'avec une concentration de N_2 de l'ordre de 10^{18} m^{-3} en région *E*, la durée de vie de O_2^+ vis à vis de la réaction 10 est ~ 2000 s. De fait, l'expression V-82 peut se simplifier et en utilisant les expressions obtenues pour les ions O^+ et N_2^+ , on aboutit à :

$$k_{11} n_e n(\text{O}_2^+) = Pr_3 + \frac{k_3 n(\text{O}_2)}{k_2 n(\text{N}_2) + k_3 n(\text{O}_2)} Pr_1 + \frac{k_7 n(\text{O}_2)}{(k_5 + k_6) n(\text{O}) + k_7 n(\text{O}_2)} Pr_2 \quad \text{V-85}$$

On voit ainsi qu'une partie de la production des ions O^+ et N_2^+ se transforme en une production équivalente d'ions O_2^+ . La réaction 11 étant relativement lente, la concentration en ion O_2^+ atteint des niveaux élevés, la rendant majoritaire dans cette région.

Dans ce cas, la réaction de recombinaison devient une réaction d'ordre 2 par rapport à l'ion O_2^+ et la concentration d'équilibre est alors :

$$n(\text{O}_2^+) = \sqrt{\frac{Pr_3 + \frac{k_3 n(\text{O}_2)}{k_2 n(\text{N}_2) + k_3 n(\text{O}_2)} Pr_1 + \frac{k_7 n(\text{O}_2)}{(k_5 + k_6) n(\text{O}) + k_7 n(\text{O}_2)} Pr_2}{k_{11}}} \quad \text{V-86}$$

La région *E* qui voit O_2^+ prépondérant est donc une couche de type Chapman, où la production de l'ion est une production électronique globale. La position du maximum correspond alors à la position du maximum de la production. La production présente un maximum pour les ions O_2^+ et N_2^+ qui se situe à la même altitude, et donc le maximum de concentration en ion O_2^+ est obtenu au maximum de production de l'ion O_2^+ , soit environ 110 km.

La hauteur d'échelle de cet ion est alors approximativement le double de celle de son parent neutre, en utilisant le modèle de Chapman (présence de la racine dans l'équation V-26), qui est valable ici car N_2 et O_2 ont à peu près la même masse.

La dernière espèce ionique est l'ion NO^+ qui n'est pas produit directement par photoionisation mais dépend entièrement des mécanismes chimiques. Sa concentration d'équilibre est donnée par :

$$k_9 n_e n(NO^+) = k_2 n(N_2) n(O^+) + k_6 n(O) n(N_2^+) + k_{10} n(N_2) n(O_2^+) \quad V-87$$

L'atome et la molécule d'oxygène ont à peu près la même concentration en région *E*, et de ce fait les réactions 6 et 7 ont des temps caractéristiques similaires. Par contre, la réaction 10 apporte une contribution mineure à la production et peut donc être négligée. On constate que la production de l'ion O^+ sert en fait à produire l'ion NO^+ et que les ions NO^+ et O_2^+ se partagent la production issue de l'ion N_2^+ . De ce fait, l'ion NO^+ ne peut pas devenir majoritaire tant que la concentration de O_2 est importante.

En remplaçant les concentrations ioniques par leurs expressions, nous obtenons :

$$n(NO^+) = \frac{k_2 n(N_2)}{[k_2 n(N_2) + k_3 n(O_2)] k_9 n_e} Pr_1 + \frac{k_6 n(O)}{[(k_5 + k_6) n(O) + k_7 n(O_2)] k_9 n_e} Pr_2 \quad V-88$$

Le premier terme de droite croît avec l'altitude jusque vers 180 km, sous les effets combinés d'une croissance relative de N_2 par rapport à O_2 et de la production de l'ion O^+ par rapport à la concentration électronique (jusque vers 160 km). Le second terme croît également, jusque vers 170 km, pour des raisons similaires : croissance relative de O par rapport à O_2 et de la production de O^+ par rapport à la concentration électronique. Le résultat est une production de l'ion NO^+ qui croît fortement avec l'altitude suivant la croissance de la production de l'ion O^+ , accrue par une recombinaison qui décroît tant que l'ion O_2^+ est majoritaire et impose l'évolution de la concentration électronique. Dès que l'ion NO^+ devient majoritaire, l'équation V-88 devient :

$$n(NO^+) = \sqrt{\frac{k_2 n(N_2) Pr_1}{[k_2 n(N_2) + k_3 n(O_2)] k_9} + \frac{k_6 n(O) Pr_2}{[(k_5 + k_6) n(O) + k_7 n(O_2)] k_9}} \quad V-89$$

Le résultat est une production de l'ion NO^+ qui croît fortement avec l'altitude suivant la croissance de la production de l'ion O^+ , accrue par une recombinaison qui décroît tant que l'ion O_2^+ est majoritaire et impose l'évolution de la concentration électronique.

Ces comportements sont résumés sur la figure V-14 qui représente les profils de concentration des ions en région *E* entre 100 et 200 km d'altitude. On note que NO^+ devient très rapidement l'ion principal, définissant ainsi la région *FI*. Nous avons superposé le profil

mesuré de concentration électronique correspondant à la simulation. Ce profil correspond à une ionosphère diurne d'hiver modérément éclairée ($\chi = 80^\circ$) et à un minimum d'activité solaire ($f_{10.7} = 100$). Le maximum de $2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ trouvé en région *E* est une valeur typique de ces conditions. Elle peut croître jusqu'à 10^{12} m^{-3} pour un éclairage au zénith (midi local) et en période d'activité solaire maximale.

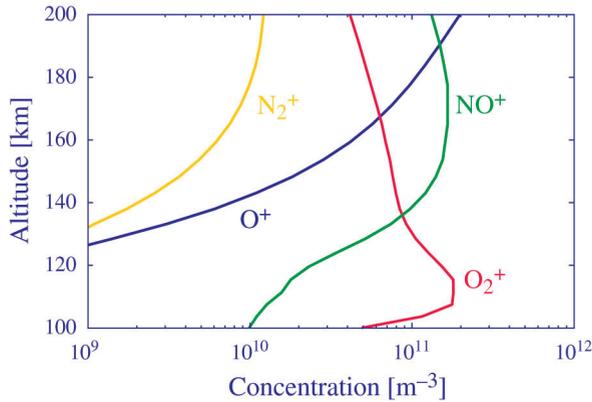


Figure V-14 : profils verticaux des ions ionosphériques en région *E* et *F1*

Toutefois, dans le schéma réactionnel V-78, nous avons volontairement omis la réaction d'échange de charge entre O_2^+ et NO^+ , car celle-ci dépend fortement de la concentration en monoxyde d'azote NO , qui est un constituant mal connu de ces régions. Pour que cette réaction, dont la constante de est $4,5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$, joue un rôle significatif, il faut que le temps caractéristique associé à cette réaction soit inférieur au temps caractéristique de la recombinaison qui est $\sim 100 \text{ s}$, soit par conséquent une concentration en monoxyde d'azote supérieure à 10^{13} m^{-3} . Si la concentration de NO est inférieure à cette limite, la description que nous venons de faire est valable ; par contre dans le cas inverse, la réaction principale de destruction de l'ion O_2^+ est la réaction d'échange de charge avec NO , qui vide alors l'ionosphère de son contenu en ion O_2^+ au profit de l'ion NO^+ . La concentration de l'ion O_2^+ atteint des niveaux faibles et la production des ions primaires se traduit en une production de l'ion NO^+ ; la région *E* se vide au profit d'une région *F1* étendue.

3. LA HAUTE IONOSPHERE

Par apport aux régions précédentes, la haute ionosphère est caractérisée par une concentration neutre faible, et essentiellement atomique. Un régime de diffusion peut alors se développer car les temps caractéristiques des réactions dominantes sont de l'ordre de grandeur des temps de diffusion. Les équations de continuité doivent donc tenir compte du transport, qui se fait essentiellement verticalement, car les gradients sont les plus importants dans cette direction et par conséquent la diffusion se fait préférentiellement suivant la verticale. Nous allons d'abord présenter le mécanisme de diffusion avant de l'intégrer au processus chimique.

a. Equilibre diffusif

i. Champ de polarisation

Le plasma ionosphérique est globalement neutre. Cette neutralité est assurée par la présence d'un champ électrique permanent qui maintient les ions et les électrons ensemble de telle manière que la charge globale soit nulle. Ce champ est induit par la différence de mobilité entre les ions et les électrons qui donne à ces derniers une plus grande liberté de déplacement que le champ électrique de polarisation, qui émerge alors, contraint. Si on considère l'équation d'impulsion des électrons dans laquelle on néglige les termes proportionnels à la masse (mobilité infinie), on aboutit à une équation d'équilibre qui prend la forme :

$$\vec{\nabla} p_e + n_e e \vec{E} = \vec{0} \quad V-90$$

où p_e et n_e sont la pression et la concentration électroniques, e la charge élémentaire (positive) et \vec{E} la champ électrique. Si on suppose que la température électronique T_e est uniforme et que la direction principale du gradient de pression est suivant la verticale z , on peut récrire cette expression sous la forme :

$$e E = - \frac{k_b T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dz} \quad V-91$$

Ce champ électrique qui apparaît au sein du plasma est donc induit par le gradient de pression électronique (soit l'agitation des électrons) et est associé à une polarisation de fait du plasma.

ii. Equation d'impulsion

Considérons l'équation d'impulsion décrite dans l'annexe I pour une espèce ionisée référencée i de charge e . Nous supposons en outre que nous sommes à l'état d'équilibre et que le mouvement se fait suivant la verticale z . Nous supposons enfin que cet ion a des collisions avec un composant neutre référencé n en équilibre hydrostatique avec une vitesse verticale nulle. Par ailleurs, nous négligerons les phénomènes de diffusion thermique en supposant que le flux de chaleur de cet ion suit une loi de Fourier de conduction de la chaleur, et que sa température est constante avec l'altitude (le flux de chaleur est par conséquent nul). Dans le cadre de ces hypothèses, l'équation d'impulsion se simplifie et devient :

$$\frac{dp_i}{dz} + n_i (m_i g - e E) = - \nu_{in} n_i m_i u_i \quad V-92$$

où p_i , n_i , u_i et m_i sont respectivement la pression, la concentration, la vitesse et la masse de l'espèce i , ν_{in} est la fréquence de collision avec l'espèce neutre (voire paragraphe III) et E le champ électrique de polarisation introduit précédemment. On en déduit alors la valeur du flux $n_i u_i$ de particules :

$$n_i u_i = - \frac{k_b T_i}{m_i \nu_{in}} \frac{dn_i}{dz} - \frac{k_b T_e}{m_i \nu_{in}} \frac{n_i}{n_e} \frac{dn_e}{dz} - \frac{n_i}{\nu_{in}} g \quad V-93$$

On note $D_i = \frac{k_b T_i}{m_i \nu_{in}}$ le coefficient de diffusion moléculaire de l'ion i dans l'espèce neutre n . Si l'espèce ionique est l'espèce majoritaire, on a $n_i \approx n_e$ et on note $D_a = \frac{k_b (T_i + T_e)}{m_i \nu_{in}}$ le coefficient de diffusion ambipolaire. L'équation d'impulsion V-93 peut alors se récrire :

$$n_i u_i = -D_a \frac{dn_i}{dz} - \frac{n_i}{\nu_{in}} g \quad \text{V-94}$$

b. La région F2

Au-dessus de la région F1, la concentration en ions moléculaires décroît considérablement pour devenir négligeable, sauf dans le cas d'un fort échauffement de la population ionique. En effet, la réaction 2 a une constante de réaction qui croît avec la température car N_2 est placé sur des niveaux excités qui le rendent plus réactif. Dans ce cas, l'altitude de croisement entre NO^+ et O^+ croît puisque cette réaction favorise NO^+ au détriment de l'ion O^+ . Etant donné la constante de temps de cette réaction, on peut déplacer en quelques minutes cette altitude de croisement d'une cinquantaine de kilomètres vers le haut en cas de fort chauffage.

En période calme cette altitude se situe entre 180 et 200 km, dépendant essentiellement de l'éclairement.

Lorsque l'ion O^+ devient majoritaire, les réactions qui entraînent sa destruction ont lieu avec des composés à faibles concentrations. Si l'on ne considère pas la réaction d'échange de charge avec l'ion H^+ qui intervient à plus haute altitude, la production décroît avec la hauteur d'échelle de l'oxygène atomique (on est au-dessus du maximum de production) alors que les taux de réactions décroissent avec une hauteur d'échelle égale à la moitié de celle de O. Par conséquent la concentration en ions O^+ croît avec l'altitude. Cette situation perdure tant que la diffusion n'intervient pas ; on imagine aisément que la concentration de l'ion oxygène ne peut croître à l'infini et qu'il y a une altitude où cette croissance s'arrête.

Si nous nous plaçons à une altitude où la diffusion commence à être conséquente, nous pouvons écrire l'équation de continuité de l'ion O^+ , référencé 1, sous la forme :

$$\frac{d}{dz} (n_1 u_1) = Pr_1 - L_1 n_1 \quad \text{V-95}$$

En adaptant l'équation V-94, nous pouvons écrire :

$$n_1 u_1 = -D_a \frac{dn_1}{dz} - \frac{n_1}{\nu_{in}} g \quad \text{V-96}$$

Les collisions importantes en région F2 sont celles que l'ion O^+ a avec l'atome d'oxygène. On peut alors exprimer la fréquence de collisions sous la forme $\nu_{in} = \beta_{in} n(O)$, où β_{in} est un paramètre dépendant des températures ionique et neutre, qui est donc constant dans le cadre des hypothèses. On a :

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\nu_{in}} \right) = - \frac{1}{\nu_{in}} \frac{1}{n(O)} \frac{dn(O)}{dz} = - \frac{1}{H_n \nu_{in}} \quad \text{V-97}$$

et donc :

$$\frac{dD_a}{dz} = -\frac{k_b(T_I + T_e)}{m_I v_{In}} \frac{1}{n(O)} \frac{dn(O)}{dz} = \frac{D_a}{H_n} \quad V-98$$

où H_n est la hauteur d'échelle de l'oxygène atomique. On en déduit alors :

$$\frac{d}{dz} (n_I u_I) = -D_a \left(\frac{d^2 n_I}{dz^2} + \frac{1}{H_n} \frac{dn_I}{dz} + \frac{g}{v_{In} D_a} \frac{dn_I}{dz} + \frac{n_I g}{v_{In} D_a H_n} \right) \quad V-99$$

D'autre part, nous avons :

$$\frac{g}{v_{In} D_a} = \frac{m_I g}{k_b(T_I + T_e)} = \frac{1}{H_p} \quad V-100$$

où on a introduit la hauteur d'échelle du plasma H_p définie par l'équation V-100. L'équation de continuité s'écrit donc :

$$-D_a \left(\frac{d^2 n_I}{dz^2} + \frac{1}{H_n} \frac{dn_I}{dz} + \frac{1}{H_p} \frac{dn_I}{dz} + \frac{n_I}{H_p H_n} \right) = Pr_I - L_I n_I \quad V-101$$

soit :

$$\frac{d^2 n_I}{dz^2} + \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_p} \right) \frac{dn_I}{dz} + \left(\frac{1}{H_p H_n} - \frac{L_I}{D_a} \right) n_I = -\frac{Pr_I}{D_a} \quad V-102$$

L'équation précédente nous fournit un critère pour la transition chimie-diffusion. En effet, dans le membre de gauche, le terme prépondérant dans la zone de chimie est $\frac{L_I}{D_a} n_I$, qui donne la solution de l'équilibre chimique. Cette solution cesse d'être valable lorsque l'autre terme $\frac{1}{H_n H_p} n_I$ devient du même ordre de grandeur. Ceci nous fournit alors le critère limite :

$$\frac{1}{H_p H_n} = \frac{L_I}{D_a} \quad V-103$$

soit :

$$L_I = \frac{g}{v_{In} H_n} \quad V-104$$

Or L_I est l'inverse de la durée de vie τ_c de l'ion O^+ vis à vis des mécanismes chimiques. On peut donc introduire un temps caractéristique de diffusion $\tau_d = \frac{H_n v_{In}}{g}$ et définir la région d'équilibre chimique comme étant la zone pour laquelle : $\tau_d > \tau_c$. Cette transition se situe autour de 220 km environ.

Si l'on se place loin au-dessus de la zone de chimie, et que l'on néglige la production Pr_I et les pertes $L_I n_I$, on trouve l'équation de diffusion :

$$\frac{d^2 n_I}{dz^2} + \left(\frac{1}{H_n} + \frac{1}{H_p} \right) \frac{dn_I}{dz} + \frac{1}{H_p H_n} n_I = 0 \quad V-105$$

qui admet comme solution :

$$n_j(z) = n_j^p e^{-\frac{z-z_0}{H_p}} + n_j^n e^{-\frac{z-z_0}{H_n}} \quad V-106$$

Pour préserver la positivité de la concentration, n_j^p et n_j^n sont des constantes positives. On en déduit alors que la concentration décroît avec l'altitude. Comme la concentration croît dans la zone de chimie, il y a une altitude pour laquelle la concentration atteint un maximum. $\frac{L_j}{D_a}$ a une hauteur d'échelle qui est égale au triple de la hauteur d'échelle de l'oxygène et on peut donc affirmer que la position du maximum se situe près de la limite supérieure de la région de chimie. Dans l'ionosphère terrestre, celle-ci se situe environ vers 250 km.

La solution *V-106* correspond au régime diffusif. Elle est composée de deux termes : le premier évoluant avec la hauteur d'échelle du plasma, le second avec la hauteur d'échelle de l'atmosphère neutre.

La solution avec la hauteur d'échelle du plasma correspond à une solution d'équilibre hydrostatique du plasma. La présence du champ électrique modifie la hauteur d'échelle qu'adopterait l'ion en équilibre hydrostatique s'il était seul dans le milieu : cette altération de la hauteur d'échelle permet de maintenir la neutralité du plasma à toute altitude.

La seconde solution correspond au cas où l'ion diffuse dans l'atmosphère neutre avec le maximum de flux autorisé par le coefficient de diffusion : l'ion est alors en flux limite avec la hauteur d'échelle du neutre. Le flux limite dépend de la variation avec l'altitude du coefficient de diffusion (équation *V-96*), qui dans le cas de la diffusion ambipolaire varie avec la hauteur d'échelle du neutre (voir équation *V-98*).

La hauteur d'échelle du plasma étant plus grande que la hauteur d'échelle de l'atmosphère, la concentration adopte très rapidement la hauteur d'échelle du plasma. Cette solution prévaut tant que l'ion reste majoritaire. La figure *V-15* regroupe les caractéristiques du comportement de l'ion O^+ en région *F2* et au-dessus, que nous venons de mettre en avant. Nous avons tracé sur cette figure le résultat de la simulation qui inclut les effets décrits en superposant les mesures de concentrations électroniques. Ces profils correspondent aux mêmes conditions que précédemment. On observe un maximum de $5 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ vers 300 km qui est une valeur typique de l'ionosphère diurne à ces altitudes. En période de forte activité solaire, ce maximum de concentration peut atteindre $2 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$ et de nuit, en l'absence de précipitations, il peut décroître en dessous de 10^{11} m^{-3} à haute latitude ou tendre quasiment vers 0 à basse et moyenne latitude. Cette forte fluctuation est liée non seulement à l'éclairement solaire, mais également à la diffusion et à la chimie qui existent en permanence (c'est la raison pour laquelle à basse latitude, la couche *F* peut disparaître). Le maximum de concentration peut descendre vers 220 km au zénith et se situer vers 400 km pour un angle solaire zénithal élevé. Il faut être conscient qu'à hautes latitude, les conditions d'éclairement permanent ou d'obscurité permanente peuvent être réalisées à toute heure, mais qu'on peut être en condition d'éclairement partiel ou total, avec des angles solaires zénithaux qui peuvent dépasser 90° , voire 100° .

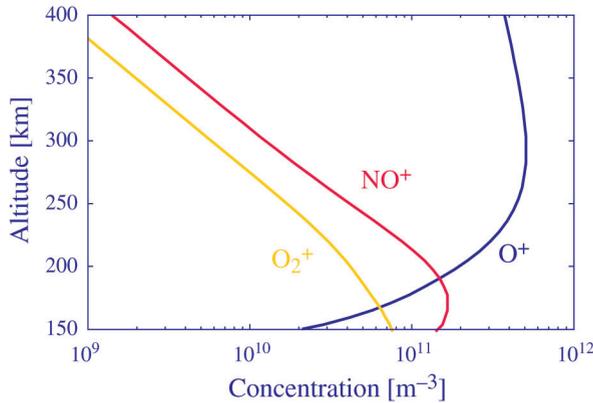


Figure V-15 : profils verticaux des ions ionosphériques en région F2

c. La haute ionosphère

Nous venons de voir que l'ion O^+ s'établit en équilibre hydrostatique. Si nous prenons la réaction d'échange de charge entre O^+ et H^+ , nous pouvons considérer qu'il y a initialement équilibre chimique pour l'ion H^+ , ce qui permet d'écrire en référençant 2 l'ion H^+ :

$$n_2 = \frac{k_1 n(H) n_1}{k_4 n(O)} \quad V-107$$

L'hydrogène, 16 fois plus léger que l'oxygène atomique, a donc une hauteur d'échelle 16 fois plus grande. On peut alors écrire :

$$n_2(z) = \frac{k_1 n_1^o n^o(H) e^{-\frac{z-z_o}{16H_n}} e^{-\frac{z-z_o}{H_p}}}{k_4 n^o(O) e^{-\frac{z-z_o}{H_n}}} \quad V-108$$

ce qui donne :

$$n_2(z) = \frac{k_1 n_1^o n^o(H)}{k_4 n^o(O)} e^{\left(\frac{1}{H_p} - \frac{1}{H_n} - \frac{1}{16H_n}\right)(z-z_o)} \quad V-109$$

Comme nous avons $H_p \geq 2 H_n$, nous avons également :

$$\frac{1}{H_n} - \frac{1}{H_p} - \frac{1}{16H_n} \geq 0 \quad V-110$$

La concentration de l'ion H^+ croît donc avec l'altitude. Nous avons vu précédemment que l'équilibre chimique cesse d'être valable lorsque le temps caractéristique de la chimie est égal au temps caractéristique de la diffusion.

Si on considère les collisions de H^+ avec l'ion oxygène, on trouve que l'altitude de transition se situe vers 500 km, avec un maximum près de ce point. Par rapport à la région F2, qui caractérise la diffusion des ions dans l'atmosphère, cette région caractérise la diffusion des ions minoritaires dans l'ion majoritaire, car les collisions ion-ion sont prépondérantes par rapport aux collisions ion-neutre, du moins pour les ions minoritaires comme H^+ .

La manière dont la diffusion se développe au-dessus du maximum de concentration diffère alors de celle l'ion O^+ .

Nous nous plaçons donc dans la situation où O^+ est en équilibre diffusif avec la hauteur d'échelle du plasma. Nous avons pour cet ion :

$$\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} = \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} = - \frac{m_1 g}{k_b(T_1 + T_e)} \quad V-111$$

Par conséquent nous en déduisons la valeur du champ de polarisation :

$$e E = -k_b T_e \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} = m_1 \frac{T_e}{T_1 + T_e} g \quad V-112$$

On constate que le champ électrique a pour effet de donner une accélération verticale qui est proportionnelle à la masse de l'ion majoritaire et au rapport de la température électronique à la température plasma (comme $T_e \geq T_1$, ce rapport est supérieur à $\frac{1}{2}$). Ceci tend à compenser l'action de la gravité et donc de réduire la masse "effective". Ainsi, l'ion majoritaire est soumis à la force :

$$e E - m_1 g = -m_1 \frac{T_1}{T_1 + T_e} g \quad V-113$$

d'où la masse effective de l'ion majoritaire :

$$m_1' = \frac{T_1}{T_1 + T_e} m_1 \quad V-114$$

L'ion O^+ voit donc sa masse "effective" décru d'un facteur 2 au moins. D'un point de vue physique, l'interprétation de l'équilibre hydrostatique avec la hauteur d'échelle du plasma est que l'ion est en équilibre hydrostatique avec sa température propre T_1 , mais avec une masse effective plus faible.

Cet effet de réduction de la masse "effective" agit également sur l'ion minoritaire. En introduisant $D_i = \frac{k_b T_2}{m_2 \nu_{21}}$ le coefficient de diffusion de l'ion H^+ dans l'ion O^+ , on peut récrire

V-93 sous la forme :

$$n_2 u_2 = -D_2 \frac{dn_2}{dz} + \frac{T_e}{T_1 + T_e} \frac{m_1}{m_2} \frac{n_2}{\nu_{21}} g - \frac{n_2}{\nu_2} g \quad V-115$$

soit :

$$n_2 u_2 = -D_2 \frac{dn_2}{dz} - \frac{m_2 - \frac{T_e}{T_1 + T_e} m_1}{m_2} \frac{n_2}{\nu_{21}} g \quad V-116$$

La présence du champ tend donc à amoindrir la masse "effective" de l'ion H^+ qui devient :

$$m_2' = m_2 - \frac{T_e}{T_1 + T_e} m_1 \quad V-117$$

Comme on a $\frac{T_e}{T_1 + T_e} \geq \frac{1}{2}$, on a : $m_2' \leq m_2 - \frac{m_1}{2}$. Par conséquent si l'ion minoritaire a une masse inférieure à la moitié de la masse de l'ion majoritaire, sa masse "effective" est négative et l'ion est accéléré vers le haut. L'ion H^+ a donc une masse "effective" de l'ordre de -7 , alors que sa masse réelle est 1 .

Si nous nous plaçons au-dessus de la zone de chimie et si nous négligeons la contribution de la chimie, l'équation de continuité se réduit à la diffusion qui impose :

$$\frac{d}{dz}(n_2 u_2) = 0 \quad V-118$$

Le flux de diffusion de l'ion H^+ est donc constant avec l'altitude ; nous noterons ϕ_2 la valeur de ce flux. Dans ce cas nous pouvons écrire :

$$D_2 \left(\frac{dn_2}{dz} + \frac{1}{H_2'} n_2 \right) = -\phi_2 \quad V-119$$

en notant H_2' la hauteur d'échelle "effective" de l'ion H^+ :

$$\frac{1}{H_2'} = \frac{m_2' g}{k_b T_2} = \frac{m_2 - \frac{T_e}{T_1 + T_e} m_1}{k_b T_2} g \quad V-120$$

On obtient alors en dérivant :

$$\frac{d^2 n_2}{dz^2} + \frac{1}{H_p} \frac{dn_2}{dz} + \frac{1}{H_2'} \frac{dn_2}{dz} + \frac{1}{H_p H_2'} n_2 = 0 \quad V-121$$

car en adaptant V-98 on peut écrire :

$$\frac{dD_2}{dz} = \frac{D_2}{H_2} \quad V-122$$

où on a introduit H_2 la hauteur d'échelle de l'ion H^+ :

$$\frac{1}{H_2} = \frac{m_2 g}{k_b T_2} \quad V-123$$

La solution générale de l'équation V-121 est de la forme :

$$n_2(z) = n_2^p e^{-\frac{z-z_0}{H_p}} + n_2^1 e^{-\frac{z-z_0}{H_2'}} \quad V-124$$

La première solution correspond à l'ion minoritaire en équilibre diffusif avec la hauteur d'échelle du plasma. Pour cette solution on a :

$$\frac{1}{H_p} - \frac{1}{H_2'} = \frac{\phi_2}{n_2 D_2} \quad V-125$$

soit :

$$u_2 = D_2 \left(\frac{1}{H_p} - \frac{1}{H_2'} \right) \quad V-126$$

Or nous avons :

$$\frac{1}{H_p} - \frac{1}{H_2'} = \frac{m_1 g}{k_b(T_1 + T_e)} - \frac{\frac{T_1 + T_e}{T_2} m_2 - \frac{T_e}{T_2} m_1}{k_b(T_1 + T_e)} g = \frac{(T_2 + T_e) m_1 - (T_1 + T_e) m_2}{k_b T_2 (T_1 + T_e)} g \geq 0 \quad V-127$$

puisque l'on a $T_2 \geq T_1$.

On constate que la vitesse de l'ion H^+ est positive pour cette solution et l'ion s'échappe donc de l'ionosphère. Le flux d'échappement correspond alors au flux maximal auquel l'ion peut diffuser au travers du milieu frictionnel constitué par l'ion majoritaire. Ce mécanisme constitue ce que l'on appelle le vent polaire et que nous verrons dans le chapitre VI. Le champ électrique étant étroitement associé à la hauteur d'échelle de l'ion majoritaire, il n'est pas surprenant de voir que l'ion minoritaire adopte une hauteur d'échelle égale à celle du composant majoritaire qui lui impose de s'échapper. La concentration de l'ion H^+ décroît donc avec l'altitude.

La seconde solution correspond à celle de l'ion H^+ en équilibre diffusif avec une hauteur d'échelle H_2' qui dans le cas de l'ion H^+ est négative. La concentration de l'ion H^+ croît alors avec l'altitude.

La solution générale est une combinaison de ces deux solutions extrêmes. On en déduit alors que la concentration de l'ion H^+ peut croître avec l'altitude si les conditions d'échappement ne sont pas remplies. C'est ce qui se produit à basse et moyenne latitude, où le flux d'échappement est nul car la tube magnétique dans lequel l'ion diffuse est fermé. Par contre à hautes latitudes, les tubes étant très étirés ou ouverts, les conditions sont telles qu'un flux positif est possible, privilégiant la première solution.

Cette situation est valable tant que l'ion H^+ reste minoritaire. Ainsi, si l'ion diffuse, sa hauteur d'échelle étant égale à celle de l'ion majoritaire, l'ion H^+ reste minoritaire jusqu'à très haute altitude. Dans l'ionosphère polaire, on peut avoir H^+ minoritaire jusqu'à 6000 km. Par contre lorsque la deuxième solution est prépondérante, comme la concentration de H^+ croît pendant que celle de O^+ décroît, il existe un point où les deux concentrations sont égales. Au-dessus de ce point les conditions changent et les calculs précédents ne sont plus valables. A basse latitude, ce point de croisement peut se produire vers 700 km.

Au-dessus du point de croisement, l'ion majoritaire devient H^+ qui impose alors au plasma l'échelle de hauteur tandis que l'ion O^+ devient minoritaire, avec une masse 16 fois plus importante que celle de l'ion majoritaire. On peut reprendre les calculs avec les nouvelles données et on trouve que la hauteur d'échelle de l'ion O^+ change pour se rapprocher de celle qu'il aurait s'il était seul dans le plasma. Le champ électrique n'a alors plus qu'une influence minimale sur sa structure : sa masse effective est très proche de sa masse réelle, puisque l'ion majoritaire est alors H^+ .

Les conditions pour l'ion H^+ seront discutées au chapitre VI dans la partie consacrée au vent polaire. Il faut distinguer deux cas : soit l'ion H^+ a acquis une vitesse importante (écoulement supersonique) et dans ce cas, sa vitesse continue à croître avec l'altitude, même s'il est majoritaire (l'hypothèse d'équilibre hydrostatique tombe alors en défaut) ; soit il n'a pas acquis une grande vitesse et alors la réduction du champ électrique lorsqu'il devient

majoritaire impose que la vitesse décroisse au dessus du point de croisement et tende vers 0 lorsque l'on s'élève en altitude. Il tend alors vers un équilibre hydrostatique.

La figure V-16 représente la structure de la haute ionosphère. On a tracé les profils des ions O^+ et H^+ dans les deux cas mentionnés ci-dessus : l'ion H^+ s'échappe avec la hauteur d'échelle du plasma, ou l'ion H^+ diffuse et devient majoritaire. On constate que la solution influence la région $F2$, car les conditions d'échappement à haute altitude ne sont pas les mêmes pour l'ion O^+ dans les deux cas. On note le changement de hauteur d'échelle pour l'ion O^+ .

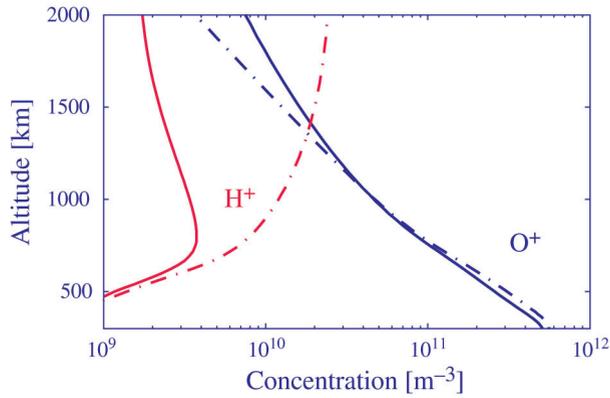


Figure V-16 : profils verticaux des ions O^+ et H^+ dans la haute ionosphère

Les profils en trait plein correspondent à la situation où l'ion H^+ s'échappe et adopte la hauteur d'échelle du plasma. La solution en pointillé correspond à la situation où l'ion H^+ diffuse vers le haut jusqu'à devenir majoritaire.

III. FRÉQUENCE DE COLLISIONS ET LIBRE PARCOURS MOYEN

Nous avons déjà fait appel aux concepts de fréquence de collisions ou de libre parcours moyen dans notre description des régions ionosphériques. Il peut paraître étrange d'y recourir quand tout semble avoir été dit sur les sections efficaces de collisions. Pourtant, comme en thermodynamique, il est très utile de regarder les phénomènes d'un point de vue macroscopique, en faisant appel à un libre parcours moyen de particules dans l'atmosphère, au temps moyen de vie entre deux collisions qui lui est associé, et la fréquence de collisions correspondante. Bien sûr, ces paramètres dépendent des sections efficaces de collisions. Mais de façon plus explicite peut-être que les sections efficaces, ils lient entre elles les deux composantes de l'atmosphère que sont l'ionosphère et la thermosphère.

Considérons une particule de l'espèce s de vitesse \vec{v}_s qui traverse la population t au repos de concentration n_t avec laquelle elle entre en collision (section efficace de transfert de quantité de mouvement σ_{st}^p). Pendant le temps δt , le nombre de particules de cette population que la particule incidente va rencontrer correspond au nombre N_c de particules

contenues dans le cylindre droit de section de base σ_{st}^p , d'axe la direction de \vec{v}_i et de hauteur $v_i \delta t$ (figure V-17).

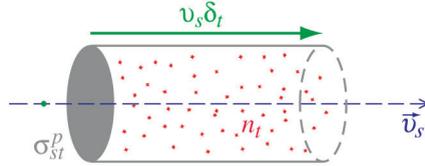


Figure V-17 : région de l'espace concernée par la collision, durant un temps δt , de la particule incidente de vitesse d'impact \vec{v}_i et de section efficace de transfert de quantité de mouvement σ_{st}^p avec une population de concentration n

Ce nombre vaut :

$$N_c = n \sigma_{st}^p v_i \delta t \tag{V-128}$$

Le temps moyen entre deux collisions t_c correspond à l'intervalle de temps pour lequel on a $N_c = 1$, soit :

$$t_c = \frac{1}{n \sigma_{st}^p v_i} \tag{V-129}$$

On définit alors la fréquence de collision ν_{st} comme l'inverse de ce temps moyen t_c et donc :

$$\nu_{st} = n_i \sigma_{st}^p v_s \tag{V-130}$$

Le libre parcours moyen λ_{st} correspond à la distance parcourue entre deux collisions, soit pendant l'intervalle de temps t_c . Nous avons donc :

$$\lambda_{st} = \frac{1}{n_i \sigma_{st}^p} \tag{V-131}$$

Lorsque les particules constituent une population "thermique", on peut prendre comme estimateur de la vitesse de la particule, la vitesse thermique de la population définie au chapitre II (qui correspond à la vitesse la plus probable). Par contre, lorsque la particule est suprathermique (comme le sont les photoélectrons), il faut considérer la vitesse propre de la particule.

Sur la figure V-18 on a tracé le libre parcours moyen de photoélectrons dans la thermosphère pour des énergies de 10 eV et 360 eV, avec les mêmes conditions géophysiques que précédemment : un midi de juillet au dessus de Grenoble.

On voit qu'à 600 km, le libre parcours moyen est considérable : plusieurs milliers de kilomètres ! Mais comme la concentration de l'atmosphère croît de façon exponentielle lorsque les altitudes diminuent, ce libre parcours moyen n'est plus que de quelques dizaines de centimètres à 90 km d'altitude : on considère alors que les processus dominants sont les phénomènes collisionnels, qui sont locaux.

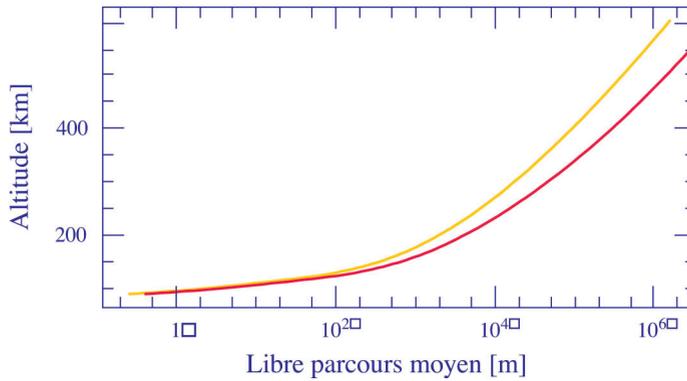


Figure V-18 : libre parcours moyen des électrons dans l'atmosphère à 10 eV (jaune) et à 360 eV (rouge)

Les collisions que nous allons présenter sont des collisions élastiques de transfert de quantité de mouvement, et correspondent à des interactions qui conservent l'énergie cinétique de translation des particules en interaction, mais nous utiliserons également des sections de collisions inélastiques (voir chapitre IV) soit pour des processus chimiques, soit pour des phénomènes impliquant des états excités de la matière.

Dans les expressions que nous donnons dans la suite du paragraphe, les concentrations sont exprimées en m^{-3} et les températures en Kelvin.

I. COLLISIONS AVEC LES CONSTITUANTS NEUTRES

La difficulté essentielle pour les collisions des électrons avec les constituants neutres est la connaissance du potentiel réel mis en jeu lors de l'interaction. Comme les développements théoriques ne donnent pas de résultats satisfaisants, on se fonde principalement sur des mesures expérimentales des sections efficaces de collisions. On obtient les expressions approchées suivantes des fréquences de collisions électron-neutre :

$$\begin{cases} \nu(e, \text{N}_2) = 2,33 \cdot 10^{-17} n(\text{N}_2) [1 - 1,21 \cdot 10^{-4} T_e] T_e \\ \nu(e, \text{O}_2) = 1,82 \cdot 10^{-16} n(\text{O}_2) [1 + 3,6 \cdot 10^{-2} \sqrt{T_e}] \sqrt{T_e} \\ \nu(e, \text{O}) = 8,90 \cdot 10^{-17} n(\text{O}) [1 + 5,7 \cdot 10^{-4} T_e] \sqrt{T_e} \end{cases} \quad \text{V-132}$$

En ce qui concerne les ions, l'interaction de type polaire donne l'expression suivante de la fréquence de collision :

$$\nu_{in} = 2,6 \cdot 10^{-15} \frac{m_i n_n}{m_i + m_n} \sqrt{\frac{\alpha e^2 (m_i + m_n)}{m_i m_n}} \quad \text{V-133}$$

où α est la polarisabilité de la molécule neutre (en unité de 10^{-28}m^2) ; dans cette expression, les masses sont en unité de masse atomique (uma).

On note que dans ce cas l'énergie thermique des particules n'intervient pas, ce qui est une particularité de la force de Maxwell que l'on a déjà pu noter lors de la discussion sur les taux de réactions.

Toutefois, les interactions dites élastiques des ions avec les neutres ne sont pas toujours polaires. Si on élargit le principe de l'interaction élastique à toutes les interactions qui conservent globalement les particules ainsi que l'énergie cinétique, les réactions d'échange de charge réversibles peuvent alors être incluses dans cette catégorie. Ceci concerne naturellement l'échange de charge entre un ion et son parent neutre (ex. O^+ et O) mais ceci concerne également l'échange de charge entre espèces différentes. Par exemple, nous avons vu au chapitre IV que la réaction d'échange de charge entre O^+ et H^+ a une quasi-équi-probabilité de se réaliser dans les deux sens et qu'elle est facile à mettre en œuvre ; de ce fait l'interaction entre O^+ et H ou H^+ et O est plutôt de nature résonnante par échange de charge que purement polaire. Ces interactions ont la particularité d'être extrêmement efficaces pour transférer l'énergie d'une particule à l'autre car in fine les particules changent de nature tout en conservant leur énergie. Ce type d'interaction tend à lier fortement ions et neutres dans la basse ionosphère, surtout au travers des interactions entre ion et parent neutre. On peut donner les expressions des principales fréquences de collisions d'échange de charge :

$$\left\{ \begin{array}{l} v(O_2^+, O_2) = 2,59 \cdot 10^{-17} n(O_2) \sqrt{T_r} (1 - 0,073 \log_{10} T_r)^2 \\ v(N_2^+, N_2) = 5,14 \cdot 10^{-17} n(N_2) \sqrt{T_r} (1 - 0,069 \log_{10} T_r)^2 \\ v(O^+, O) = 3,67 \cdot 10^{-17} n(O) \sqrt{T_r} (1 - 0,064 \log_{10} T_r)^2 \\ v(H^+, H) = 2,65 \cdot 10^{-16} n(H) \sqrt{T_r} (1 - 0,083 \log_{10} T_r)^2 \\ v(H^+, O) = 6,61 \cdot 10^{-17} n(O) \sqrt{T_r} (1 - 0,047 \log_{10} T_r)^2 \end{array} \right. \quad V-134$$

où $T_r = \frac{T_i + T_n}{2}$ est la température effective de réaction.

Pour l'interaction $O^+ - O$, les modèles théoriques ne donnent pas un résultat compatible avec les résultats expérimentaux obtenus dans l'ionosphère et malheureusement, la caractère explosif de l'oxygène empêche toute mesure en laboratoire. Il existe donc une grosse incertitude sur cette valeur, que l'on peut évaluer à 50 %.

La figure V-19 montre la comparaison de diverses fréquences de collisions dans une atmosphère calme à midi. On constate que les fréquences ions/neutres sont très faibles au dessus de 150 km, et que les collisions les plus efficaces sont celles des électrons sur l'azote.

Notons enfin qu'en raison des masses très proches de O_2^+ et NO^+ , les fréquences de collisions de ces ions sur les neutres sont pratiquement confondues.

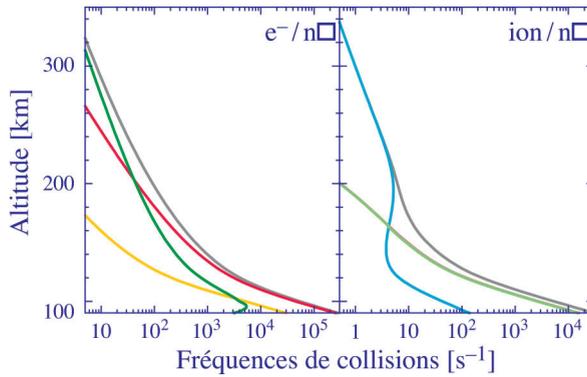


Figure V-19 : à gauche, nous montrons les fréquences de collisions électrons/neutres et à droite ions/neutres

A gauche, nous avons en rouge la fréquence électron/ N_2 , en jaune la fréquence électron/ O_2 et en vert la fréquence électron/ O . A droite, en bleu figure O^+ /neutres, en vert molécules/neutres. Les fréquences de collision totale sont en trait gris.

2. COLLISIONS COULOMBIENNES

Les collisions entre particules chargées sont a priori les plus faciles à étudier car la force de Coulomb est la force dominante de l'interaction. Malheureusement, cette force est à très longue portée et on ne peut pas étudier une interaction binaire de ce type sans prendre en compte l'environnement qui tend à écranter le potentiel coulombien à grande distance. Lorsque l'on prend en compte ce phénomène d'écrantage, on aboutit à l'expression suivante de la fréquence de collisions entre deux espèces i et j monochargées :

$$v_{ij} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{k_b^3} \frac{n_i m_i}{m_i + m_j} \frac{1}{\sqrt{\mu_{ij}}} \frac{1}{T_{ij}^{3/2}}} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln \Lambda \quad V-135$$

où $\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$ est la masse réduite et $T_{ij} = \frac{m_i T_i + m_j T_j}{m_i + m_j}$ la température réduite. $\ln \Lambda$ est le logarithme coulombien qui caractérise le phénomène d'écrantage. Dans les conditions de l'ionosphère terrestre on a $\ln \Lambda \sim 15$.

Pour des collisions impliquant des électrons et des ions, la formule V-135 peut se simplifier en considérant que la masse des électrons est négligeable devant celle des ions. On obtient alors :

$$v_{ei} = 54,5 \cdot 10^{-6} \frac{n_i}{T_e^{3/2}} \quad V-136$$

qui présente l'intérêt de ne dépendre de l'ion qu'au travers de sa concentration. Si on définit $v_e^i = \sum_i v_{ei}$ la fréquence de collision des électrons avec la totalité des ions, on peut alors

écrire (en se limitant aux ions monochargés positifs que l'on rencontre dans l'ionosphère au-dessus de la région D) :

$$v_e^i = 54,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{T_e^{3/2}} \sum_i n_i = 54,5 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \quad V-137$$

et :

$$v_{ei} = \frac{n_i}{n_e} v_e^i \quad V-138$$

En comparaison, la fréquence de collisions électron-électron v_{ee} vaut :

$$v_{ee} = 54,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \quad V-139$$

soit :

$$v_{ee} = \frac{v_e^i}{\sqrt{2}} \quad V-140$$

Les collisions entre électrons se font donc à peu près à la même fréquence que les collisions entre électrons et ions. Cependant, les électrons ne peuvent naturellement pas exister seuls dans l'ionosphère. Ceci implique donc que le comportement collisionnel des électrons ne peut pas être traité indépendamment des ions. Ceci s'avère important dès lors qu'on s'intéresse au transport de l'énergie thermique des électrons, ce que nous verrons dans le chapitre VI.

La fréquence de collisions coulombiennes entre deux ions se détermine à partir de V-135, mais la fréquence de collisions d'un ion avec les électrons prend une forme simplifiée. En effet, en vertu du principe de conservation de la quantité de mouvement dans une interaction élastique, on a la relation suivante entre les fréquences de collisions :

$$n_i m_i v_{ij} = n_j m_j v_{ji} \quad V-141$$

On trouve alors :

$$v_{ie} = \frac{m_e}{m_i} v_e^i \quad V-142$$

IV. L'ÉQUILIBRE ÉNERGÉTIQUE DE L'IONOSPHERE

L'ionosphère est un milieu ouvert, qui se trouve hors équilibre thermodynamique et de surcroît, c'est un milieu multi-espèce où les échanges ne sont pas toujours suffisants pour assurer une homogénéité des températures. La situation d'équilibre qui s'établit dans l'ionosphère conduit donc les constituants à adopter des températures différentes dont l'ordonnement peut être schématisé de la manière suivante :

$$T_n < T_i < T_e$$

Les électrons ont la température la plus élevée parce qu'ils sont les récepteurs primaires de l'énergie distribuée dans le système, ainsi que nous le verrons ; les ions sont plus chauds que les neutres car les collisions coulombiennes favorisent les échanges avec les électrons jusqu'à très haute altitude. La structure verticale de ces températures dont nous donnons un exemple (pour une ionosphère diurne) sur la figure V-20 montre bien la complexité de échanges qui s'établissent :

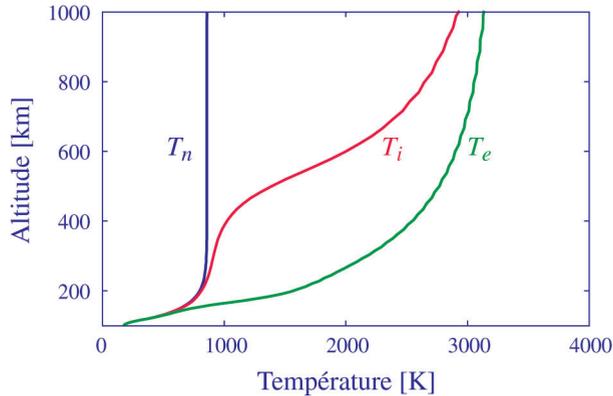


Figure V-20 : profils verticaux typiques des températures neutre (bleu), ionique (rouge) et électronique (vert) pour une ionosphère diurne

En dehors des échanges dus au caractère ouvert du milieu, ce sont les équilibres entre processus locaux associés aux collisions et mécanismes globaux associés au transport qui vont contrôler l'évolution avec l'altitude que l'on observe. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons donc décrire ces équations de transport de l'énergie pour les ions et les électrons, puis nous discuterons des effets de cette compétition entre processus locaux et transport sur l'équilibre énergétique de l'ionosphère.

1. L'ÉQUILIBRE THERMIQUE DES ÉLECTRONS

Du fait de leur plus grande mobilité, les électrons sont la source principale d'énergie pour l'ionosphère et ils contrôlent ainsi grandement la structure thermique d'équilibre.

En résumant ce que nous avons écrit au début de ce chapitre sur les mécanismes qui conduisent à la création de la population électronique, on peut considérer deux sous-populations :

- une population dite thermique correspondant à des électrons d'énergie faible (typiquement inférieure à 1 eV) ;
- une population dite suprathermique, qui comprend tous les électrons d'énergie élevée (quelques eV ou plus).

La population suprathermique constitue la population primaire d'électrons, car les électrons peuvent être :

- soit introduits dans l'ionosphère (comme dans le cas de précipitations) et ils ont alors la distribution en énergie de la source externe à l'ionosphère ;
- soit produits directement dans l'ionosphère par ionisation d'un constituant neutre. Que la source d'ionisation soit des photons solaires ou des particules, l'énergie requise pour la création d'une paire ion-électron est de l'ordre de 35 eV, dont environ 12 eV servent à l'ionisation et le reste est transmis aux particules créées sous forme d'énergie cinétique, les électrons récupérant la majeure partie. Le résultat de ce mécanisme d'ionisation est alors la création d'une population d'électrons d'énergie supérieure à l'énergie thermique.

Ces électrons dégradent ensuite leur énergie par des interactions avec les particules du milieu qu'ils traversent (neutres, ions et électrons). Le mécanisme collisionnel a pour effet de redistribuer les énergies entre les particules et les électrons tendent à se répartir selon une fonction de distribution de Maxwell. En conséquence, ces électrons suprathermiques perdent leur énergie et créent un noyau d'électrons avec des énergies basses, qui constituent ainsi la population thermique.

Si la source d'électrons suprathermiques est constante, on observe une population stable d'électrons suprathermiques qui produit une population stable d'électrons thermiques. On ne peut pas représenter sous une forme fluide la population totale car cette représentation n'est pas appropriée pour la population suprathermique. On adopte alors une représentation différente pour les deux populations : une approche fluide pour la population thermique et une approche cinétique pour la population suprathermique.

Cette différence d'approche correspond à une réalité du point de vue des interactions. En effet, le libre parcours moyen d'une espèce chargée décroît comme le carré de son énergie. La population thermique est alors caractérisée par un libre parcours moyen faible, tandis que la population suprathermique possède un libre parcours moyen grand ; les phénomènes de transport associés à chacune des sous-populations sont donc différents.

Dans ce paragraphe, nous allons concentrer nos efforts sur la composante thermique.

L'annexe I présente l'équation qui régit l'évolution de l'énergie thermique d'une population. La forme de cette équation et les termes qui sont pris en considération dépendent fortement de l'approximation que l'on fait sur la fonction de distribution de l'espèce et des mécanismes de collisions que l'on inclut. En règle générale, seules les collisions élastiques sont prises en compte pour la dérivation des équations, car on peut alors obtenir une expression générique de la contribution de ces collisions aux équations. Nous nous limiterons ici à une approximation à 8 moments, qui est basée sur une fonction de distribution isotrope. Dans ce cas le tenseur de pression est isotrope et se réduit à la pression scalaire, qui est représentative de l'énergie thermique du système. Cette procédure présente l'inconvénient majeur d'être incomplète, car tout processus autre que la collision élastique en est exclue. Pour pallier cette défaillance, nous sommes obligés de traiter séparément les autres processus collisionnels et de les intégrer tels quels dans les équations ; nous n'avons pas pour ces processus un formalisme automatique comme pour les collisions élastiques. En ce

qui concerne les électrons, nous conviendrons donc d'écrire l'équation de transport de l'énergie sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_e \right) + \vec{u}_e \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{3}{2} p_e \right) + \frac{5}{3} \left(\frac{3}{2} p_e \right) \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_e + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e = \frac{\delta E_e}{\delta t} + Q_e - L_e \quad V-143$$

où $p_e = n_e k_b T_e$ est la pression électronique (l'énergie thermique est $\epsilon_e = \frac{3}{2} p_e$), \vec{u}_e est la vitesse d'écoulement des électrons, \vec{q}_e leur flux de chaleur,

$$\frac{\delta E_e}{\delta t} = \sum_s n_e v_{es} \frac{m_e}{m_s + m_e} \left[3k_b (T_s - T_e) + m_s |\vec{u}_s - \vec{u}_e|^2 \right] \quad V-144$$

est la contribution des collisions élastiques à l'équation et Q_e et L_e sont respectivement les taux de chauffage et de refroidissement des électrons thermiques par des processus autres que ceux inclus dans $\frac{\delta E_e}{\delta t}$. Dans l'expression de $\frac{\delta E_e}{\delta t}$, v_{es} est la fréquence de collisions de transfert de quantité de mouvement dans la collision entre les électrons et l'espèce s de masse m_s de température T_s et de vitesse d'écoulement \vec{u}_s .

Dans l'équation V-143, les processus locaux d'échanges d'énergie sont regroupés dans le membre de droite de l'équation, tandis que les termes globaux de transport d'énergie se retrouvent dans le membre de gauche. Dans l'ionosphère, le transport vertical est prépondérant et l'équilibre s'établit quasi-instantanément. Nous nous limiterons donc à la projection verticale de l'équation V-143, qui s'écrit alors à l'équilibre :

$$u_e \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{3}{2} p_e \right) + \frac{5}{3} \left(\frac{3}{2} p_e \right) \frac{\partial u_e}{\partial z} + \frac{\partial q_e}{\partial z} = \frac{\delta E_e}{\delta t} + Q_e - L_e \quad V-145$$

où u_e et q_e sont les projections des vitesse et flux de chaleur électroniques le long de la verticale z . Dans les problèmes ionosphériques qui nous préoccupent, la température est un paramètre beaucoup plus important que l'énergie thermique. A partir de l'équation V-145, on peut alors, en la combinant à une équation de conservation des électrons, obtenir une équation d'évolution de la température électronique qui prend la forme :

$$u_e \frac{\partial T_e}{\partial z} + \frac{2}{3} T_e \frac{\partial u_e}{\partial z} + \frac{2}{3n_e k_b} \frac{\partial q_e}{\partial z} = \frac{\delta T_e}{\delta t} + \frac{2}{3n_e k_b} (Q_e - L_e) \quad V-146$$

où $\frac{\delta T_e}{\delta t}$ est le taux de variation de la température électronique sous l'effet des collisions élastiques, qui s'écrit :

$$\frac{\delta T_e}{\delta t} = \sum_s v_{es} \frac{m_e}{m_s + m_e} \left[2 (T_s - T_e) + \frac{2m_s}{3k_b} |\vec{u}_s - \vec{u}_e|^2 \right] \quad V-147$$

Dans la suite de ce paragraphe, nous allons présenter les sources et les puits d'énergie qui apparaissent dans le bilan thermique de l'équation V-145.

a. Chauffage par les électrons suprathermiques

On peut a priori distinguer deux sources de chauffage électronique : d'une part l'interaction entre les électrons thermiques et les électrons suprathermiques, et d'autre part l'interaction avec les autres particules du milieu comme les neutres et les ions ; la première contribution étant de loin la plus importante. En ce qui concerne la seconde contribution, celle-ci n'intervient qu'en région aurorale où la présence de champs électriques intenses peut affecter le comportement du plasma. Dans ce chapitre nous ne discuterons donc que la première contribution et nous traiterons de la seconde dans le chapitre VI.

La redistribution en énergie des électrons par collision a des conséquences non négligeable pour la population suprathermique, puisque cette dernière se trouve ainsi confinée à une concentration faible par rapport à la population totale (de l'ordre de 10^{-4} fois plus petite). Dans ces conditions, l'influence de la population suprathermique résulte d'un effet cumulé des interactions, et ainsi que nous l'avons déjà écrit, on peut aborder le problème du transfert d'énergie dans le cadre d'une approximation de pertes continues d'énergie. Les électrons thermiques sont alors un fond qui freine continûment les électrons d'énergie élevée, selon une force de friction \vec{F} dont l'expression est donnée en V-40.

Partant de ce processus individuel, on peut déterminer le transfert d'énergie Q_e de la population suprathermique vers la population thermique. En effet, la contribution de la force de friction à l'équation de transport des électrons suprathermiques est le terme suivant :

$$-n_e \frac{\partial}{\partial E} [L(E)\phi(z,E)] \quad V-148$$

où $\phi_e(z,E)$ est la fonction de distribution en énergie des électrons suprathermiques à l'altitude z qui, par rapport à V-46, a été intégré en angle. Le transfert d'énergie associé à cette force de friction s'obtient alors en prenant le moment d'ordre 2 du terme V-148, soit :

$$Q_e^s = -n_e \int_{E_i}^{\infty} \frac{\partial}{\partial E} [L(E)\phi(E)] E dE \quad V-149$$

où E_i est une énergie de seuil, arbitraire, qui départage les deux sous-populations : c'est l'énergie minimale de la population suprathermique. E_i est de l'ordre de grandeur de 1 à 2 eV et est généralement choisie comme étant l'énergie de recouvrement de la fonction de distribution de la partie thermique par la fonction de distribution de la partie suprathermique. En intégrant par parties, nous obtenons :

$$Q_e^s = \left[-n_e L(E)\phi(E) E \right]_{E_i}^{\infty} + n_e \int_{E_i}^{\infty} L(E)\phi(E) dE \quad V-150$$

L'expression V-150 comprend deux contributions. La première est appelée terme de surface (ou terme de peau) et caractérise le chauffage des électrons thermiques par un apport d'électrons de la population suprathermique qui, après avoir suffisamment interagi, ont une

énergie inférieure au seuil E_t . Cette énergie seuil est en toute rigueur franchie dans les deux sens et par conséquent un électron thermique peut franchir ce seuil et devenir suprathermique. On peut modéliser cette contribution en ajoutant un terme de surface Q_e^t qui caractérise le transfert d'énergie des électrons thermiques vers les électrons suprathermiques. En s'appuyant sur l'expression V-150, on peut adopter la forme suivante :

$$Q_e^t = -n_e L(E_t)\phi(E_t) \frac{3}{2} k_b T_e \quad V-151$$

Le terme Q_e^t correspond à un refroidissement du point de vue des électrons thermiques et le terme de peau devient alors :

$$Q_e = Q_e^s + Q_e^t \quad V-152$$

La seconde contribution à V-150 est l'effet intégré de la dégradation en énergie des électrons suprathermiques sur la population thermique. Ce terme représente environ la moitié du taux de chauffage Q_e .

L'expression du taux de chauffage Q_e des électrons thermiques par les électrons suprathermiques prend finalement la forme suivante :

$$Q_e = n_e L(E_t)\phi(E_t) \left[E_t - \frac{3}{2} k_b T_e \right] + n_e \int_{E_t}^{\infty} L(E)\phi(E) dE \quad V-153$$

La figure V-21 représente un profil vertical du chauffage calculé à partir de l'expression V-153. On a distingué les deux contributions à ce chauffage. Si la contribution de l'effet de peau est plus faible que la contribution de la friction, elle représente toutefois entre 20 et 30 % du chauffage total. L'apparente discontinuité de ce terme provient de l'énergie de coupure E_t (variable avec l'altitude) que l'on est obligé de recalculer sur la grille discrète d'énergie qui sert au calcul. On note que le maximum de production se situe vers 160 km, dans la région de production maximale des électrons.

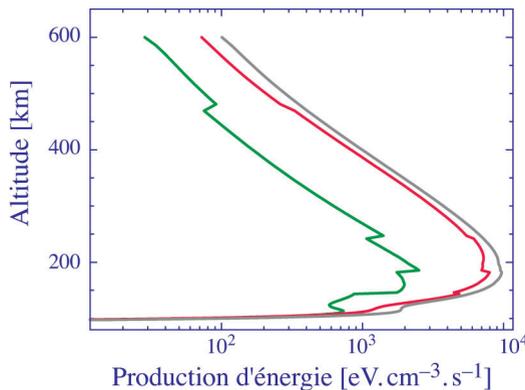


Figure V-21 : Chauffage ionosphérique

Le terme de peau est en trait vert et le terme de friction en trait rouge, la somme en trait gris.

b. Refroidissement par interactions inélastiques

En s'intéressant aux différents états que les constituants neutres sont susceptibles d'atteindre, notamment les molécules diatomiques N_2 et O_2 , on constate qu'un nombre important correspond à des transitions d'énergie de seuil très faible (moins de 3 eV), de telle sorte que ces états excités sont facilement accessibles lors de collisions avec des électrons thermiques. Or on sait qu'une telle transition, si elle se produit, va absorber chez l'électron l'énergie correspondant à la transition. Il apparaît alors que ces mécanismes sont extrêmement efficaces pour capter de l'énergie depuis la population électronique thermique, de même qu'ils l'étaient vis à vis de la population électronique suprathermique.

On peut envisager un refroidissement lié aux excitations rotationnelles et vibrationnelles de N_2 et O_2 . En outre, la structure fine de O possède un seuil situé dans la gamme d'énergie des électrons thermiques et par conséquent on peut également envisager une contribution de l'excitation de cette structure fine. Enfin, l'excitation de la structure électronique des constituants neutres offre une possibilité supplémentaire d'absorption d'énergie électronique.

i. Excitation rotationnelle des molécules diatomiques homonucléaires

Les excitations de ce type entraînent un transfert de moment angulaire d'une particule à l'autre, et l'électron a donc un moment angulaire qui varie au cours de la collision. Or des électrons de basse énergie, comme les électrons thermiques, n'ont une probabilité significative d'acquérir un moment angulaire non nul au cours d'une interaction que si cet électron se situe à grande distance du noyau déflecteur. Par conséquent, ce type d'excitation est associé à des interactions à longue portée.

Les molécules homonucléaires N_2 et O_2 n'ont pas de moment dipolaire, mais possèdent chacune un moment quadrupolaire permanent dont le potentiel peut être exprimé sous la forme :

$$V(r) = -\frac{\xi e}{r^3} \quad V-154$$

où ξ est le moment quadrupolaire de la molécule, e la charge élémentaire et r la distance au centre de masse de la molécule.

En introduisant le rayon de Bohr :

$$a_o = \frac{h}{m e^2} \quad V-155$$

on convient d'écrire :

$$\xi = \xi_o e a_o \quad V-156$$

où ξ_o est une constante que l'on détermine expérimentalement pour s'affranchir de la complexité théorique qu'il y a à modéliser des molécules comme N_2 et O_2 .

En se plaçant dans l'approximation de Born, on peut calculer la section efficace de collision pour cette interaction et en déduire le transfert d'énergie des électrons thermiques vers les états excités des molécules. On aboutit à l'expression suivante :

$$L_{rot}(e, n) = n_e n_n (G v)_{rot} k_b (T_n - T_e) \quad V-157$$

où n_n est la concentration de l'espèce neutre considérée et T_n sa température. $(G v)_{rot}$ est un paramètre qui intègre la contribution des différents niveaux excités. Il est a priori fonction de T_e et T_n , mais a une expression complexe. Aussi, on préfère utiliser une forme approchée :

$$(G v)_{rot} = 1,36 \cdot 10^{-12} \frac{\xi_o^2 B}{\sqrt{T_e}} \quad V-158$$

avec :

$$B = \frac{h^2}{8\pi^2 I} \quad V-159$$

que l'on appelle la constante rotationnelle. Dans cette expression, I est le moment d'inertie de la molécule par rapport à l'axe passant par le centre de masse et perpendiculaire à l'axe des noyaux. Cette constante permet de définir l'énergie E_J du niveau excité J ($E_J = B J(J + 1)$).

Le taux d'échange est relativement bien connu pour N_2 mais présente quelques incertitudes pour O_2 car l'effet rotationnel est souvent masqué par l'affinité électronique de l'oxygène et par les seuils très bas de l'excitation vibrationnelle de cette molécule.

Toutefois, on adopte $\xi_o = -1$ et $B = 2,46 \cdot 10^{-4}$ eV pour la molécule d'azote et $\xi_o = -1,8$ et $B = 1,78 \cdot 10^{-4}$ eV pour la molécule d'oxygène. Les taux de refroidissement rotationnel s'expriment donc de la manière suivante :

$$L_{rot}(e, N_2) = 5,35 \cdot 10^{-39} \frac{n_e n(N_2)}{\sqrt{T_e}} k_b (T_n - T_e) \quad V-160$$

$$L_{rot}(e, O_2) = 1,25 \cdot 10^{-38} \frac{n_e n(O_2)}{\sqrt{T_e}} k_b (T_n - T_e) \quad V-161$$

où les concentrations sont exprimées en m^{-3} , et les températures en Kelvin. Le résultat s'exprime alors en $W m^{-3}$. Nous adopterons cette convention pour les termes de refroidissement que nous exposerons dans la suite de ce paragraphe.

ii. Excitation vibrationnelle des molécules homonucléaires

Ce type d'excitation est une composante importante du refroidissement des électrons dans l'ionosphère. L'étude du mécanisme est complexe car il y a création d'un ion temporaire négatif ($N_2^- (^2\Pi_g)$ ou $O_2^- (^2\Pi_g)$) suivie d'un auto-détachement de l'électron, au cours duquel l'électron laisse la molécule dans un état vibrationnel excité.

La section efficace d'excitation vibrationnelle de N_2 (voir chapitre IV) présente un maximum autour de 2 eV, qui est une conséquence d'un seuil de transition entre deux niveaux de 0,29 eV et d'un nombre élevé d'états excités impliqués dans l'interaction (jusqu'à $v = 8$).

Pour une température électronique supérieure à 1500 K environ, la queue de la fonction de distribution des électrons thermiques contient suffisamment de particules d'énergies proches du maximum de cette section efficace pour exciter les niveaux vibrationnels de N_2 .

Le résultat est une perte d'énergie des électrons de la queue qui par conséquent se dépeuple. Le mécanisme de redistribution tend à régénérer cette queue, mais avec une énergie totale disponible plus faible, entraînant ainsi un refroidissement.

Comme dans le cas précédent, une expression générale utilisable est difficile à établir. On a donc développé des expressions analytiques approchées. Dans le cas de l'azote, le taux de refroidissement des électrons par excitation vibrationnelle prend la forme suivante :

$$L_{vib}(e, N_2) = 4,78 \cdot 10^{-37} n_e n(N_2) e^{f\left(\frac{1}{2000} - \frac{1}{T_e}\right)} \left(e^{-g\left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{T_e}\right)} - 1 \right) \tag{V-162}$$

où f et g sont deux fonctionnelles homogènes à des températures dont les expressions sont :

$$\begin{cases} f = 1,06 \cdot 10^4 + 7,51 \cdot 10^3 + \tanh(1,1 \cdot 10^{-3} (T_e - 1800)) \\ g = 3300 + 1,233(T_e - 1000) - 2,056 \cdot 10^{-4} (T_e - 1000) (T_e - 4000) \end{cases} \tag{V-163}$$

En ce qui concerne l'oxygène moléculaire, le seuil d'excitation vibrationnel est à 0,195 eV et les quatre premiers niveaux y contribuent principalement. La section efficace présente alors un maximum autour de 1 eV, et la conséquence est une excitation vibrationnelle mise en jeu même pour des faibles températures électroniques.

Une expression approchée a été établie :

$$L_{vib}(e, O_2) = 8,3 \cdot 10^{-38} n_e n(O_2) e^{h\left(\frac{1}{700} - \frac{1}{T_e}\right)} \left(e^{-3000\left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{T_e}\right)} - 1 \right) \tag{V-164}$$

où h , homogène à une température, est une fonctionnelle d'expression :

$$h = 3300 - 839 \sin(1,91 \cdot 10^{-4} (T_e - 2700)) \tag{V-165}$$

iii. Excitation de la structure fine de O

L'oxygène atomique étant prépondérant en région F, ce mécanisme est susceptible d'être la source principale du refroidissement des électrons dans l'ionosphère supérieure. Le niveau fondamental de l'oxygène atomique est le triplet 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , dont la séparation en énergie est représentée sur la figure V-22 :

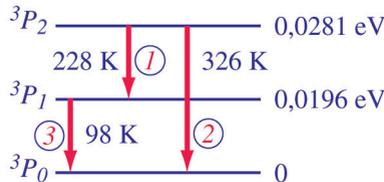


Figure V-22 : diagramme des niveaux d'énergie du triplet correspondant au niveau fondamental de l'oxygène atomique
Les énergies de transition entre les niveaux sont exprimées en Kelvin.

Les énergies correspondant à ces niveaux sont largement dans la gamme des électrons thermiques et ces niveaux peuvent donc être facilement excités par impact électronique :



Il n'y a pas eu de mesure en laboratoire de la section efficace d'excitation de la structure fine de l'oxygène et les formulations reposent essentiellement sur des calculs quantiques théoriques. Le calcul du taux de refroidissement par excitation de la structure fine conduit alors à la forme suivante :

$$L_{fine}(e, O) = 1,38 \cdot 10^{-30} \frac{n_e n(O)}{Z} \sum_i A_i T_e^{B_i - 1/2} \left\{ \varepsilon_i (D_i - F_i) + 5,91 \cdot 10^{-9} (T_e - T_n) \left[(1 + B_i) D_i + \left(\frac{E_i}{T_e} + 1 + B_i \right) F_i \right] \right\} \quad V-167$$

où les indices se réfèrent aux chiffres cerclés de la figure V-22, et les coefficients ont pour expression :

$A_1 = 7,95 \cdot 10^{-6}$	$A_2 = 8,94 \cdot 10^{-6}$	$A_3 = 1,52 \cdot 10^{-7}$
$B_1 = 1,021$	$B_2 = 0,8458$	$B_3 = 1,633$
$\varepsilon_1 = 0,02$	$\varepsilon_2 = 0,028$	$\varepsilon_3 = 0,008$
$E_1 = 228$	$E_2 = 326$	$E_3 = 98$
$D_1 = e^{-\frac{E_1}{T_n}}$	$D_2 = e^{-\frac{E_2}{T_n}}$	$D_3 = e^{-\frac{E_2}{T_n}}$
$F_1 = e^{-\frac{E_1}{T_e}}$	$F_2 = e^{-\frac{E_2}{T_e}}$	$F_3 = e^{-\left(\frac{E_2}{T_e} + \frac{E_1}{T_n}\right)}$
$Z = 5 + 3D_1 + D_2$		

iv. Excitation des structures électroniques

En comparaison des autres interactions, l'excitation des structures d'états métastables des composants neutres joue un rôle secondaire quant au refroidissement des électrons thermiques.

En effet, pour l'azote moléculaire, le seuil d'excitation se situe à 2,37 eV et ne peut donc être franchi qu'avec des électrons de la queue de la distribution lorsque la température électronique est importante, ce qui rend ce mécanisme peu important en régions E et F.

Pour l'oxygène moléculaire, deux niveaux métastables à 0,98 eV ($O_2(a^1\Delta_g)$) et à 1,63 eV ($O_2(b^1\Sigma_g^+)$) sont excitables par les électrons thermiques, mais leur domaine d'influence est limité à la région E où l'oxygène moléculaire est important. Toutefois dans cette région, le chauffage électronique est trop faible pour produire des températures électroniques très supérieures à la température de l'atmosphère neutre et ce refroidissement intervient peu.

L'oxygène atomique possède deux niveaux métastables $O(^1D)$ à 1,96 eV (= 22745 K) et $O(^1S)$ à 4,17 eV (= 48390 K). Pour des impacts avec des électrons thermiques, seuls le premier niveau est accessible, lorsque la température électronique est élevée ($T_e > 3000$ K

typiquement), ce qui peut être le cas en région *F*. On considère donc la transition suivante par impact électronique :



Des calculs théoriques, confortés par des mesures expérimentales ont permis de déterminer une expression de la section efficace $\sigma(^1D)$ de la transition *V-168*. On a pu alors développer une forme analytique approchée pour le taux de refroidissement par excitation électronique de l'oxygène atomique qui a la forme suivante :

$$L_{exc}(e, O) = 2,51 \cdot 10^{-37} n_e n(O) e^{d \left(\frac{1}{3000} - \frac{1}{T_e} \right)} \left(e^{-22840 \left(\frac{1}{T_n} - \frac{1}{T_e} \right)} - 1 \right) \quad V-169$$

où *d*, homogène à une température, s'exprime de la manière suivante :

$$d = 2,4 \cdot 10^4 + 0,3 (T_e - 1500) - 1,947 \cdot 10^{-5} (T_e - 1500)(T_e - 4000) \quad V-170$$

c. Refroidissement par interactions élastiques

Sous ce terme générique, nous entendons les collisions entre particules qui résultent en un transfert d'énergie cinétique d'une population à l'autre, sans excitation de structures internes aux particules. L'expression du transfert d'énergie dans ce type d'interaction est donnée par les expressions *V-144* ou *V-147*. Dans le cas d'une ionosphère diurne, la contribution du terme de friction qui apparaît est négligeable devant le transfert d'énergie thermique. Nous pouvons donc simplifier l'expression du transfert d'énergie entre les électrons et une espèce *s*, que nous écrirons alors, en négligeant la masse de l'électron devant celle de l'espèce *s* :

$$\frac{\delta T_e^s}{\delta t} = 2 v_{es} \frac{m_e}{m_s} (T_s - T_e) \quad V-171$$

Comme en général, la température électronique est supérieure à celles des autres espèces, ce terme constitue bien un puits d'énergie pour les électrons.

Les ions et les neutres ont à peu près mêmes masses et mêmes températures, de telle sorte que leur contribution au refroidissement des électrons par des collisions élastiques dépend essentiellement de la fréquence de collision, ainsi que le montre l'expression *V-171*.

L'expression précédente nous permet d'affirmer que l'influence des neutres dans le refroidissement élastique dépend fortement du taux d'ionisation de l'atmosphère neutre. En effet, l'expression *V-171* ramenée aux espèces neutres et ioniques principales montre que le rapport d'influence varie comme le rapport des concentrations, à température électronique constante. La concentration de l'atmosphère neutre décroît constamment dans l'ionosphère, tandis que la concentration électronique croît jusqu'au maximum de la région *F2* et donc on peut penser que l'influence des neutres sur les échanges élastiques va décroître au profit de celle des ions. Nous avons tracé sur la figure *V-23* le rapport $\frac{v_e^n}{v_{ee}}$ où v_e^n représente la somme des fréquences de collisions des électrons avec les composants neutres de l'atmosphère.

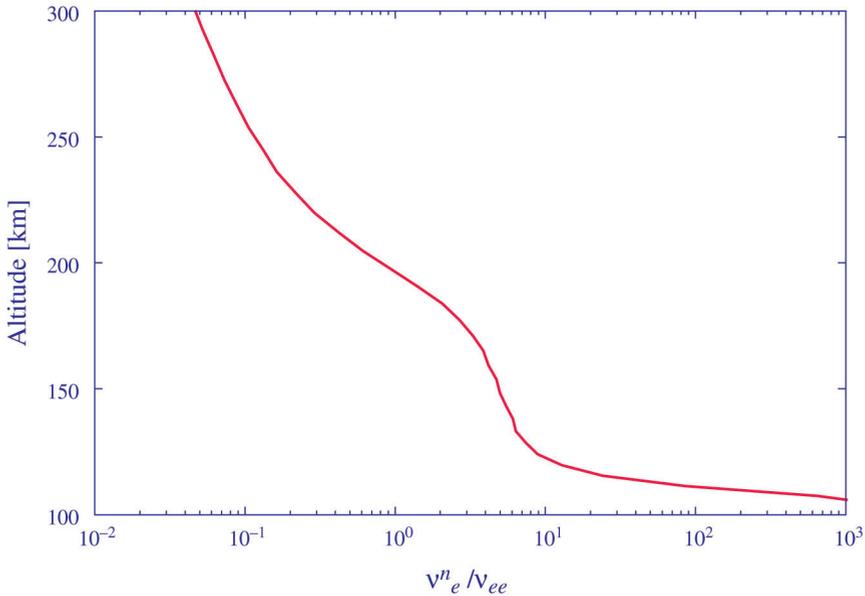


Figure V-23 : profil vertical du rapport entre les fréquences de collisions des électrons avec l'atmosphère neutre et électrons-électrons

On constate que les collisions avec les neutres dominent en région *E* tandis que les collisions avec les ions deviennent prépondérantes autour du maximum de région *F2* qui se situe vers 250 km pour une ionosphère diurne ; l'influence s'inverse entre ces deux limites.

On peut noter qu'il y a une grande différence de comportement suivant la nature de l'espèce avec laquelle les électrons entrent en collisions, qui tient à des potentiels d'interaction différents. En effet, dans le cas des collisions avec les neutres, la fréquence de collision croît avec la température électronique ce qui a pour effet de rendre ces collisions beaucoup plus efficaces à haute température qu'à basse température, tandis que dans le cas des collisions coulombiennes, la fréquence de collision décroît avec la température et donc les échanges d'énergie s'avèrent être beaucoup plus efficaces à basse température. Or on a tendance à observer des températures électroniques faibles dans la basse région *E* où les neutres sont prépondérants et des températures élevées au-dessus de la région *F* là où l'on trouve les concentrations ioniques les plus élevées. Par conséquent, comme la zone de transition entre neutres et ions se situe entre ces deux limites, on peut s'attendre à voir les collisions avec les neutres être prépondérantes à plus hautes altitudes lorsque la température électronique s'élève. Nous verrons plus loin que ceci contribue alors à réduire la conductivité thermique des électrons et donc l'influence du flux de chaleur dans l'équilibre thermique, mais n'affecte pas directement le bilan énergétique des électrons.

Nous avons représenté sur la figure V-24 toutes les contributions au refroidissement des électrons thermiques. On constate qu'à basse altitude, en dessous de 200 km, les mécanismes inélastiques sont prépondérants, essentiellement au travers de l'excitation de la structure fine de l'oxygène et des excitations rotationnelles et vibrationnelles de la molécule

d'azote. Par contre, à haute altitude, au-dessus du maximum de la région *F2*, les collisions élastiques deviennent le mécanisme principal de refroidissement des électrons. Les collisions élastiques avec les neutres sont masquées par les collisions inélastiques dans la région où elles sont importantes et par conséquent, elles contribuent peu au refroidissement des électrons.

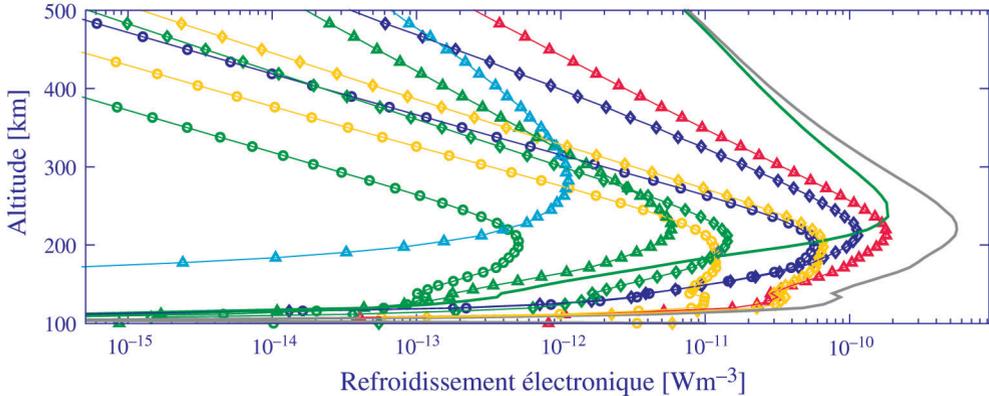


Figure V-24 : profils verticaux des différents taux de refroidissement des électrons thermiques pour une ionosphère diurne soumise à l'éclairement solaire

Les courbes en bleu correspondent aux pertes dues aux excitations vibrationnelles de l'azote moléculaire (◆) et de l'oxygène moléculaire (○), et celles en jaune aux pertes dues aux excitations rotationnelles de ces molécules. Les courbes en rouge et cyan représentent respectivement les excitations de la structure fine et de la structure électronique de l'oxygène atomique (Δ). On a tracé en vert les courbes de refroidissement élastique avec les composants neutres et les ions (courbe en trait plein). Le refroidissement total est tracé en gris.

Le fait que la molécule d'azote soit excitée par les électrons thermiques a un impact important que nous n'avons pas abordé dans la description des couches ionosphériques. En effet, la molécule d'azote est inerte d'un point de vue chimique lorsqu'elle est dans son état fondamental, mais elle devient très active dès qu'elle se trouve dans un état excité (voir chapitre IV). Par conséquent, dans le cas d'une température électronique élevée, on peut s'attendre à une efficacité croissante de la chimie impliquant l'azote. L'effet est notamment important dans la réaction de production de NO^+ au détriment de O^+ , car ceci implique une modification de la région de transition entre ions moléculaires et ions atomiques et qui se trouve amplifiée par une réduction de la recombinaison des ions moléculaires, puisque le taux de recombinaison décroît lorsque la température électronique croît.

d. Les termes de transport

En fait, l'équation V-143 peut être simplifiée au regard de l'importance réelle des termes de transports qui y apparaissent. En effet, la faible masse des électrons leur assure une grande mobilité en comparaison des autres espèces présentes dans le plasma ionosphérique, mais l'équilibre de charge contraint leur mouvement qui se trouve ainsi contrôlé par la mobilité

des espèces ioniques. Dans les faits, ceci se traduit par un nombre de Mach électronique (voir chapitre VI) très faible, qui indique que les processus "thermiques" sont prépondérants devant les processus "convectifs". Ainsi le flux de chaleur transporte beaucoup plus d'énergie que le fluide en mouvement. Cette propriété peut être mise à profit dans les équations pour éliminer des termes secondaires. En agissant de la sorte, on ne retient que la divergence du flux de chaleur parmi les termes de transport de l'équation V-143 ; cette simplification est à relier à la simplification qui conduit à exprimer le champ électrique de polarisation en fonction du gradient de pression électronique. L'équation projetée peut alors être réécrite sous la forme :

$$\frac{2}{3n_e k_b} \frac{\partial q_e}{\partial z} = \frac{\delta T_e}{\delta t} + \frac{2}{3n_e k_b} (Q_e - L_e) \quad V-172$$

Le problème majeur de l'équation V-172 est la présence du flux de chaleur pour lequel il convient d'établir une expression fiable. On peut envisager d'utiliser une loi de Fourier, mais la procédure standard ne considère pas que les électrons sont des particules chargées immergées dans un plasma globalement neutre. Or, nous avons vu que les collisions des électrons avec les ions sont du même ordre de grandeur que les collisions entre électrons ; nous devons donc être très prudents.

Il convient cependant de noter que la mobilité importante des électrons prône effectivement en faveur d'une loi de conduction de la chaleur. Pour déterminer cette loi, nous allons étendre nos hypothèses simplificatrices à l'équation qui régit l'évolution du flux de chaleur. Nous ne retenons donc dans cette équation que les termes contenant une expression de l'énergie thermique électronique et nous pouvons alors écrire, dans l'approximation à 8 moments :

$$\frac{5 p_e k_b}{2 m_e} \vec{\nabla} T_e = \frac{\delta \vec{q}_e}{\delta t} - \frac{5 k_b T_e}{2 m_e} \frac{\delta \vec{M}_e}{\delta t} \quad V-173$$

Les termes de collisions qui apparaissent dans le membre de droite contiennent deux contributions :

- l'une concerne la diffusion et l'effet thermoélectrique et n'est importante que lorsque la vitesse différentielle entre les électrons et les autres particules devient importante. Ceci n'arrive qu'aux hautes latitudes, au-dessus de la région E, lorsqu'il existe un courant aligné au champ magnétique. Même si cela est hors de propos pour ce chapitre, nous développerons les calculs en conservant cette contribution afin de pouvoir les utiliser dans un prochain chapitre ;
- l'autre concerne la diffusion thermique et la conduction et ne doit son importance qu'à la présence du flux de chaleur électronique, beaucoup plus important que les flux de chaleur des autres espèces.

En simplifiant les termes de collisions, nous aboutissons aux expressions suivantes :

$$\frac{\delta \vec{M}_e}{\delta t} = \sum_i n_e m_e v_{ei} (\vec{u}_i - \vec{u}_e) + \frac{3}{5} \frac{m_e}{k_b T_e} \left(\sum_i v_{ei} \right) \vec{q}_e \quad V-174$$

et :

$$\frac{\delta \vec{q}_e}{\delta t} = - \left[\sum_s \left(z'_{es} - \frac{5}{2} z_{es} \right) v_{es} \right] \vec{q}_e + p_e \sum_i v_{ei} (\vec{u}_i - \vec{u}_e) - \frac{4}{5} v_{ee} \vec{q}_e \quad V-175$$

où s indique une sommation faite sur toutes les espèces, tandis que i indique une sommation faite uniquement sur les ions. Les coefficients z_{es} et z'_{es} sont représentatifs des interactions mises en jeu et sont donc différents pour les ions ($z_{ei} = \frac{3}{5}$ et $z'_{ei} = \frac{13}{10}$) et pour les neutres ($z_{en} = 0$ et $z'_{en} = 1$).

On note que les coefficients ne dépendent que de la nature de la particule (ion ou neutre) avec laquelle les électrons entrent en collision et par conséquent, nous pouvons simplifier les écritures en introduisant les fréquences de collisions électroniques totales avec les neutres v_e^n et avec les ions v_e^i . En particulier, nous pouvons récrire le terme de diffusion sous la forme :

$$\begin{aligned} \sum_i v_{ei} (\vec{u}_i - \vec{u}_e) &= \sum_i v_{ei} \vec{u}_i - \left(\sum_i v_{ei} \right) \vec{u}_e \\ &= \frac{v_e^i}{n_e} \left(\sum_i n_i \vec{u}_i - n_e \vec{u}_e \right) \\ &= \frac{v_e^i}{n_e} \vec{J} \end{aligned} \quad V-176$$

où \vec{J} est le courant ionosphérique. Ce faisant, nous aboutissons à la relation suivante :

$$\frac{5 p_e k_b}{2 m_e} \vec{\nabla} T_e = - \left(v_e^n + \frac{13}{10} v_e^i + \frac{4}{5} v_{ee} \right) \vec{q}_e - \frac{3 k_b T_e}{2 e} v_e^i \vec{J} \quad V-177$$

Nous en déduisons alors l'expression du flux de chaleur électronique :

$$\vec{q}_e = - \frac{25}{8} \frac{p_e k_b}{m_e v_{ee} \left(1 + \frac{13}{8} \sqrt{2} + \frac{5}{4} \frac{v_e^n}{v_{ee}} \right)} \vec{\nabla} T_e - \frac{3\sqrt{2}}{2 \left(1 + \frac{13}{8} \sqrt{2} + \frac{5}{4} \frac{v_e^n}{v_{ee}} \right)} \frac{k_b T_e}{e} \vec{J} \quad V-178$$

La relation V-178 contient deux contributions importantes pour l'équilibre thermique de l'ionosphère :

- la première correspond à la conduction ; on constate que la conductivité thermique est plus petite que la valeur obtenue par l'approche classique d'un facteur $\left(1 + \frac{13}{8} \sqrt{2} + \frac{5}{4} \frac{v_e^n}{v_{ee}} \right)$;
- la seconde contribution correspond aux effets thermoélectriques. Ainsi que nous l'avons déjà écrit, ce terme est à prendre en considération aux hautes latitudes et peut contribuer de manière importante au flux de chaleur. Nous le négligerons dans la suite de ce chapitre.

En fin de compte dans ce chapitre, nous utiliserons la relation suivante pour le flux de chaleur :

$$\vec{q}_e = -\kappa_e \vec{\nabla} T_e \quad V-179$$

qui caractérise donc une loi de Fourier. κ_e est la conductivité thermique qui dépend à priori de la concentration et de la température électroniques ainsi que de la concentration et la température neutres à travers le rapport $\frac{v_e^n}{v_{ee}}$. Or nous avons vu que ce rapport décroît très

rapidement vers 0 au-dessus de 200 km. Au-dessus de cette altitude, la conductivité thermique peut être simplifiée et on trouve alors :

$$\kappa_e = 5,14 \cdot 10^{-12} T_e^{5/2} \quad [\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}] \quad V-180$$

e. Equation d'évolution de la température

Avec les simplifications que nous avons faites, le bilan d'énergie des électrons se réduit à l'équation suivante :

$$\frac{2}{3n_e k_b} \frac{\partial}{\partial z} \left(-\kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) = 2m_e \sum_s \frac{v_{es}}{m_s} (T_s - T_e) + \frac{2}{3n_e k_b} (Q_e - L_e) \quad V-181$$

L'équation différentielle V-181 permet alors de calculer la température électronique en fonction de l'altitude, pour un terme source Q_e et une atmosphère donnés.

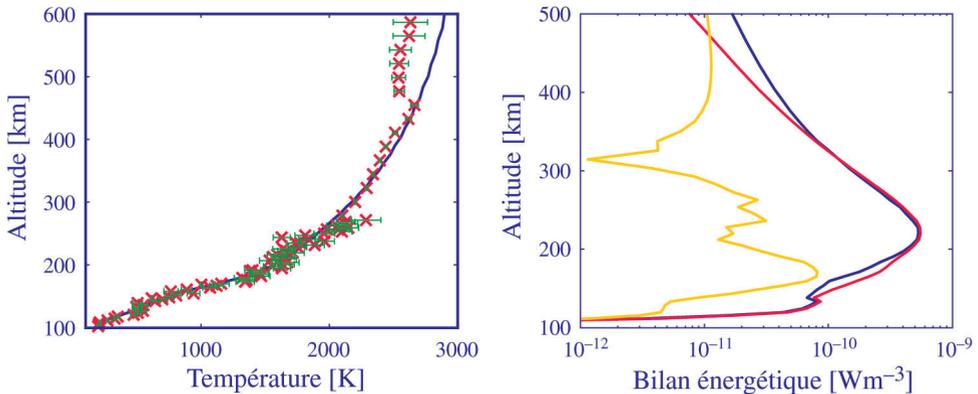


Figure V-25 : à gauche - profils de température électronique modélisée (courbe en bleu) et mesurée (croix rouges) avec l'incertitude de mesure (barres d'erreurs vertes) ; à droite - profil du taux de chauffage (courbe en rouge) utilisée pour le calcul de la température électronique, avec les profils des pertes d'énergies (courbe en bleu) et de la valeur absolue du terme de transport (courbe en vert)

Nous avons représenté sur la figure V-25 la comparaison d'un calcul numérique avec une mesure expérimentale d'un profil de température électronique (figure de gauche) ainsi que

le profil de chauffage des électrons thermiques par les électrons suprathermiques qu'il a fallu utiliser (courbe en rouge sur la figure de droite). On a superposé à ce profil de chauffage les contributions des puits d'énergie (en bleu) et du transport (en vert) dans l'équation V-181.

On constate qu'en région *E* où la concentration électronique est relativement faible, tous les termes contribuent de manière significative à l'équilibre (notamment la conduction). Par contre, en région *F2* où la concentration électronique atteint un maximum, l'équilibre résulte d'un mécanisme local d'échange d'énergie sous forme de collisions : la conduction est faible car la fréquence de collisions électronique atteint un maximum dans cette région (voir expression V-178). On peut alors simplement déterminer la température électronique à partir de l'équation suivante :

$$3m_e n_e k_b \sum_s \frac{v_{es}}{m_s} (T_e - T_s) + L_e = Q_e \quad V-182$$

où la somme est a priori faite sur toutes les espèces, mais en fait se réduit au terme correspondant à l'ion majoritaire qu'est l'ion O^+ vers 250 km.

Au-dessus de 400 km, les mécanismes collisionnels ne sont plus suffisamment importants et le transport l'emporte sur les mécanismes locaux. L'équation V-181 se réduit alors à :

$$-\alpha_e \frac{\partial^2}{\partial z^2} (T_e^{7/2}) = Q_e \quad V-183$$

où $\alpha_e = 1,47 \cdot 10^{-12}$, en utilisant la forme simplifiée V-180 du coefficient de conduction thermique.

Dès que la contribution des électrons suprathermiques au chauffage des électrons thermiques devient négligeable (au-dessus de 600 km), l'équation V-183 se simplifie encore et prend la forme :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} (T_e^{7/2}) = 0 \quad V-184$$

Comme aucune source ni puits n'interviennent plus dans le bilan énergétique, l'équation V-184 traduit la conservation du flux de chaleur ($\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_e = 0$) au cours du transport de l'énergie ; dans l'équation précédente, ceci se traduit par un flux de chaleur électronique constant avec l'altitude. Cette équation, qui est valable à haute altitude permet alors d'obtenir une expression analytique de la température électronique en fonction de l'altitude :

$$T_e = \left(T_e^{7/2}(z_0) - \frac{q_e(z_0)}{\alpha_e} (z - z_0) \right)^{2/7} \quad V-185$$

où z_0 est une altitude de référence pour laquelle on peut considérer que le flux de chaleur est constant avec l'altitude et égal à $q_e(z_0)$. On trouve naturellement que si $q_e(z_0)$ est positif, la température électronique décroît lorsque l'altitude croît, tandis que si $q_e(z_0)$ est négatif, la température croît avec l'altitude.

$q_e(z_o)$ joue un rôle important dans l'équilibre énergétique de l'ionosphère et est caractéristique des couplages qui existent entre l'ionosphère et la magnétosphère. En effet z_o peut être vue comme l'altitude correspondant à l'interface entre l'ionosphère et la magnétosphère et dans ce cas, $q_e(z_o)$ est représentatif de l'échange énergétique entre les deux régions : une valeur positive signifie que l'ionosphère transfère de l'énergie vers la magnétosphère, tandis qu'une valeur négative est significative d'un transfert d'énergie dans le sens inverse. Ce transfert se fait sous forme de collisions entre les électrons thermiques ionosphériques et les électrons magnétosphériques de basse énergie.

2. L'ÉQUILIBRE THERMIQUE DES IONS

Le problème du bilan énergétique est plus facile à établir pour les ions que pour les électrons, puisque seules des interactions élastiques interviennent, en convenant toutefois d'étendre la notion d'interaction élastique ainsi que nous l'avons présenté pour les fréquences de collisions. En effet, étant beaucoup plus massifs, les ions sont moins mobiles et aux énergies caractéristiques du plasma thermique ($\sim 0,1$ eV), ils ne peuvent pas exciter des niveaux internes des molécules.

Cependant, le caractère massif des ions présente, sur l'équilibre énergétique, l'autre particularité de permettre de le réduire à sa plus simple expression. En effet, comme la conductivité thermique dépend de l'inverse de la masse, la contribution du flux de chaleur au bilan énergétique est faible et on peut écrire ce bilan sous la forme :

$$\frac{\delta T_i}{\delta t} = 0 \quad V-186$$

avec comme expression de $\frac{\delta T_i}{\delta t}$ l'expression V-147 dans laquelle les indices e sont remplacés par i . La température des ions résulte uniquement d'un bilan local d'échanges d'énergie entre des sources comme les électrons et des puits comme les neutres.

Nous allons développer l'égalité V-186 pour l'ion O^+ qui revêt une importance certaine pour l'ionosphère ; ce que nous développerons pour l'ion oxygène pourra facilement être étendu aux ions moléculaires.

Dans la région F où l'ion O^+ (indiqué I dans ce qui suit) est majoritaire, on peut considérer qu'il n'entre en collision qu'avec son neutre parent O (indiqué n dans ce qui suit) et les électrons, de telle sorte que le bilan énergétique peut encore se simplifier et prendre ainsi la forme suivante :

$$v_{In} \frac{m_I}{m_n + m_I} \left[(T_n - T_I) + \frac{m_n}{3k_b} |\vec{u}_n - \vec{u}_I|^2 \right] = v_{Ie} \frac{m_I}{m_e + m_I} \left[(T_e - T_I) - \frac{m_e}{3k_b} |\vec{u}_e - \vec{u}_I|^2 \right] \quad V-187$$

Si on néglige la masse de l'électron, on aboutit alors à l'équation suivante :

$$T_I = \frac{v_{Ie} T_e + v_{In} T_n}{v_{Ie} + v_{In}} + \frac{m_n}{3k_b} \frac{v_{In}}{v_{Ie} + v_{In}} |\vec{u}_n - \vec{u}_I|^2 \quad V-188$$

Dans une ionosphère diurne, calme, la contribution de la friction est négligeable, alors qu'elle peut ne pas l'être dans une ionosphère nocturne soumise à l'électrodynamique. La relation précédente peut alors être simplifiée et donne :

$$T_i = \frac{v_{Ie}}{v_{Ie} + v_{In}} T_e + \frac{v_{In}}{v_{Ie} + v_{In}} T_n \quad V-189$$

A partir de la forme de l'expression V-189, on comprend le comportement de la température tel qu'il apparaît sur la figure V-20. En effet, à basse altitude la forte concentration de l'oxygène atomique neutre favorise les collisions résonnantes $O^+ - O$ et impose donc à l'ion d'avoir une température proche de celle de l'atmosphère neutre. En supposant O^+ en équilibre hydrostatique, on peut affirmer que O décroît avec une hauteur d'échelle au moins moitié de celle de l'ion O^+ et des électrons, qui décroissent avec la hauteur d'échelle du plasma et par conséquent, les collisions avec les électrons deviennent dominantes à haute altitude, favorisant alors un accroissement de la température ionique qui tend à se rapprocher de celle des électrons.

On peut considérer que l'influence des neutres domine en dessous de 400 km, et celle des électrons au-dessus de 600 km. Entre ces deux altitudes, la température de l'ion croît régulièrement ainsi que la pente de cette température.

Une telle relation est très intéressante du point de vue aéronomie, car elle donne un moyen indirect de connaître la concentration et la température de l'oxygène atomique neutre lorsque l'on mesure les caractéristiques du plasma. La figure V-26 donne un exemple d'un ajustement de données expérimentales au moyen de la formule V-189 en se donnant $n(O)$ et la température exosphérique T_∞ comme paramètres libres ; on constatera l'excellence de l'ajustement sur tout le profil, puisque la courbe d'ajustement passe à l'intérieur des barres d'erreurs sur la mesure de la température ionique.

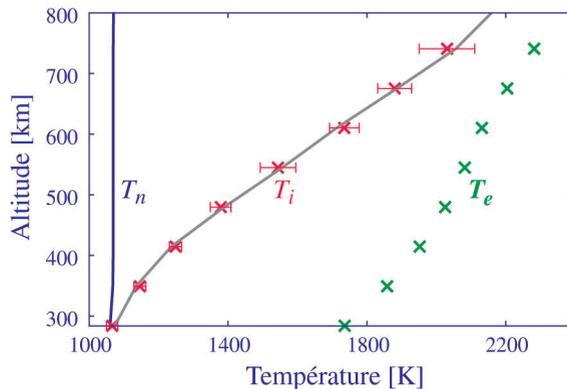


Figure V-26 : ajustement d'un profil mesuré de température ionique par la formule V-189 pour estimer la concentration neutre et la température exosphérique

Les données sont repérées par des croix (vert pour la température électronique, rouge pour la température ionique) et on a tracé les barres d'erreurs pour la température ionique. On a reporté sur la figure la température neutre estimée (courbe bleue) ainsi que le résultat de l'ajustement sur la température ionique (courbe grise).

V. CONCLUSION

Nous avons pu montrer la physique de la formation de l'ionosphère en deux étapes. La première consiste en l'ionisation de l'atmosphère neutre par les photons solaires dans l'extrême Ultraviolet. Pour décrire ces phénomènes, nous avons eu recours à la loi macroscopique de Beer-Lambert. Les électrons créés par photoionisation sont d'énergie élevée, et souvent susceptibles d'ioniser à leur tour l'atmosphère neutre : nous obtenons une véritable cascade d'ionisation. Pour calculer cette ionisation secondaire, une approche macroscopique ne suffit pas : nous avons dû recourir à la cinétique physique et résoudre l'équation de Boltzmann adaptée aux conditions du transport des électrons dans l'ionosphère. Au passage, nous avons vu que le calcul du flux stationnaire permet de mieux comprendre la physique de l'ionosphère en donnant accès à des paramètres non mesurables. C'est le cas, par exemple, des divers termes de chauffage : la mesure permet d'accéder à la température électronique, qui en est un effet, mais ne permet pas de comprendre dans le détail comment se transfère l'énergie. C'est le cas aussi de la production ionique.

La seconde étape a consisté à examiner comment production et taux de chauffage mènent aux températures, concentrations ou vitesses. Pour cela, nous avons fait appel à la théorie fluide des moments, elles aussi issue des travaux de L. Boltzmann.

Ayant compris la physique des phénomènes, nous avons présenté une description des paramètres moyens de l'ionosphère terrestre dont nous résumons dans le tableau *V-I* ci-contre les principales caractéristiques.

VI. BIBLIOGRAPHIE

La littérature anglo-saxonne concernant la formation de l'ionosphère est extrêmement abondante, tandis qu'il existe relativement peu de choses en français.

L'un des ouvrages les plus intéressants sur le transport est : « Transport processes in plasmas », de R. Balescu. Ce qui touche à l'aéronomie est principalement contenu dans le volume 1 : « Classical transport » (Elsevier Science Publisher, 1988, ISBN 0-444-87091-1 pour le tome 1, ISBN 0-444-87092-X pour le tome 2, ISBN 0-444-87093-8 pour les deux tomes).

Un article de référence pour l'établissement des équations de transport fluide dans l'ionosphère : « Mathematical structure of transport equations for multispecies flows », par R.W. Schunk, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 429-445, 1977.

Le transport purement ionosphérique a été traité avec beaucoup de rigueur dans un ouvrage auquel il sera encore fait référence dans la suite de ce livre. Il s'agit de « Physics and chemistry of the upper atmosphere », par M.H. Rees, Cambridge University Press, ISBN 0-521-32305-3, 1989. Ce livre contient une impressionnante bibliographie antérieure à 1989.

L'article le plus complet sur l'équilibre énergétique de la population électronique est : « Electron Temperature in the *F* region of the ionosphere : theory and observations », par R.W. Schunk et A.F. Nagy, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 355-399, 1978.

La plus grande partie des modèles ionosphériques sont décrits dans « Handbook of ionospheric models », R.W. Schunk ed., CASS, Utah State Univ., Logan, UT 84322-4405, USA, 1996.

Tableau V-1

Altitude [km]	75	100	150	200	400	800	1200	3000
Région	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F1</i>	<i>F2</i>		<i>F sup</i>		
n_n [m ⁻³]	10^{21}	10^{18}	$5 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{15}$	10^{14}	10^{12}	$2 \cdot 10^{11}$	10^{10}
n_e / n_n	10^{-12}	$3 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-6}$	10^{-4}	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	10^{-1}	1
T_e	200	200	600	1500	2500	3000	3200	3500
T_i	200	200	700	800	1000	2500	3000	3400
λ_D [cm] (Debye)	3	0,6	0,4	0,3	0,5	1,7	2,7	4,4
λ_{Nc} [cm] (lpm)	3	$3 \cdot 10^2$	$6,4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{11}$
v_e [cm.s ⁻¹]	$1 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^7$	$3,7 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^7$
λ_{Be} [cm] (Larmor)	1,2	1,2	2,5	3,3	4,3	6,4	8,0	16,2
v_e [s ⁻¹] (gyrofréq.)	$1,3 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$	$8,7 \cdot 10^5$	$7,4 \cdot 10^5$	$3,9 \cdot 10^5$
v_{ne} [s ⁻¹] (coll.)		10^5	10^3	130	20			
v_i [cm.s ⁻¹]	$3 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$
λ_{Bi} [cm] (Larmor)	$3,5 \cdot 10^2$	$2,8 \cdot 10^2$	$4,0 \cdot 10^2$	$5,1 \cdot 10^2$	$6,2 \cdot 10^2$	$6,6 \cdot 10^2$	$6,3 \cdot 10^2$	$8,6 \cdot 10^2$
v_i [s ⁻¹] (gyrofréq.)	13,6	22,7	31,8	37,4	35,9	48,2	101	$1,9 \cdot 10^2$
v_{mi} [s ⁻¹] (coll.)		$6 \cdot 10^3$	30	4	0,5			

CHAPITRE VI

COUPLAGES ET DYNAMIQUE

I. INTRODUCTION

Au terme du chapitre *V*, la saga du Soleil à la Terre n'est pas achevée. Certes, côté jour, les photons solaires énergétiques ont créé une ionosphère et excité le gaz neutre. Nous avons étudié les effets "secondaires" de ce voyage : recombinaison chimique avec l'atmosphère, chauffage de l'ionosphère ...

Il nous reste à étudier ce qui se passe pour les particules précipitant de la magnétosphère vers l'ionosphère. Emis dans une facule ou une protubérance, un électron ou un proton s'est déplacé dans le vent solaire, a été conduit le long de la magnétopause vers le côté nuit de la Terre, en créant la cavité magnétosphérique. Au point de reconnexion, ou en ayant traversé la magnétopause vers le feuillet de plasma, il a été entraîné vers la Terre pour ensuite se diriger vers l'un des pôles magnétiques, piégé par le champ géomagnétique. En arrivant dans la thermosphère, il va ioniser et exciter l'atmosphère neutre puis, après avoir perdu la plus grande partie de son énergie, chauffer les électrons thermiques ambiants avant d'être lui-même thermalisé. Ces processus sont déjà bien connus du lecteur, puisqu'ils sont en tous points identiques aux phénomènes qui affectent les photoélectrons secondaires du chapitre *V*. Ainsi, il se crée une ionosphère aurorale et polaire, couplée fortement avec la magnétosphère, et dont nous examinerons le mécanisme et les caractéristiques.

Le couplage ionosphère/magnétosphère passe également par la fermeture des systèmes de courants définis au chapitre *III*. Il s'agit des conductivités ionosphériques, dont nous déterminerons les expressions. Elles nous permettront de terminer la description commencée au chapitre *III* des systèmes de courants qui entourent notre Terre, en abordant l'électrojet auroral et l'électrojet équatorial.

Ces deux couplages, particulière et électromagnétique, engendrent des champs électriques aux hautes latitudes, que nous étudierons également. Ils imposent aussi une dynamique à l'ensemble thermosphère/ionosphère. L'étude de cette dynamique nous mènera au calcul du vent méridien, et nous montrera que l'ionosphère peut servir de traceur à la thermosphère. Nous en montrerons deux exemples sans les approfondir : les marées atmosphériques et les ondes de gravité déjà abordées au chapitre *II*.

A l'inverse des chapitres précédents, celui-ci est essentiellement basé sur des expériences, et principalement sur des expériences radar. La théorie des plasmas conduisant à la compréhension du fonctionnement des radars géophysiques est donnée en annexe *III*. Une présentation de ces instruments y figure également.

II. COUPLAGE IONOSPHERE/MAGNÉTOSPHÈRE : LES PRÉCIPITATIONS AURORALES

I. CARACTÉRISTIQUES DES PRÉCIPITATIONS

a. Electrons

Le chapitre concernant la magnétosphère a montré comment des particules issues du vent solaire traversent la magnétopause pour précipiter dans l'atmosphère terrestre en formant les ovales auroraux. Nous n'avons rien dit, jusqu'à présent, des caractéristiques de ces flux précipités, qu'on peut considérer comme la manifestation la plus directe du couplage ionosphère/magnétosphère. Deux auteurs, Hardy et Gussenhoven, aidés de collaborateurs, ont défriché ce terrain par un travail herculéen : l'analyse de millions de spectres de précipitations mesurés chaque seconde par les satellites météorologiques de la défense américaine, les satellites DMSP. Ils ont classé ces précipitations selon l'indice planétaire Kp (chapitre *III*). Les détecteurs électroniques permettent une analyse de 50 eV à 20 keV, et les détecteurs ioniques de 30 eV à 30 keV. Les mesures sont effectuées entre 600 et 900 km d'altitude environ. Nous nous appuyons grandement sur leurs travaux. Concernant les précipitations électroniques, ces auteurs distinguent deux populations, selon que l'énergie moyenne est supérieure ou inférieure à 600 eV :

- la première population électronique, d'énergie moyenne supérieure à 600 eV est plus énergétique côté matin dans l'ovale. A Kp donné, il y a deux régions de maximum de l'énergie moyenne : après minuit et avant midi. Pour Kp = 1 par exemple, l'énergie moyenne de ces deux régions est respectivement 3,20 et 3,90 keV, tandis que les flux d'énergie correspondant sont $1,43 \cdot 10^8$ et $6,34 \cdot 10^7$ keV.cm².s⁻¹.sr⁻¹. Ces valeurs sont relativement comparables, mais la latitude du maximum nocturne (66°) est sensiblement supérieure à celle du maximum diurne (70°). Entre 12 et 18 heures, les précipitations d'électrons chauds disparaissent. Cette population constitue l'apport principal en terme de flux d'énergie de l'ovale auroral ,
- la seconde population électronique, d'énergie moyenne inférieure à 600 eV, se concentre dans une région qui s'étend depuis le côté interne (le plus proche du pôle) de la région des précipitations des électrons chauds, jusqu'au pôle. Elle constitue l'apport principal, en terme de flux de particules, à haute latitude. Les flux de particules les plus importants se trouvent côté jour. Ils dessinent une région en forme de croissant, centré approximativement avant midi, et s'étendant, en temps magnétique local, sur la plus grande partie du côté diurne, avec parfois une extension nocturne. Ceci est illustré sur la figure VI-1.

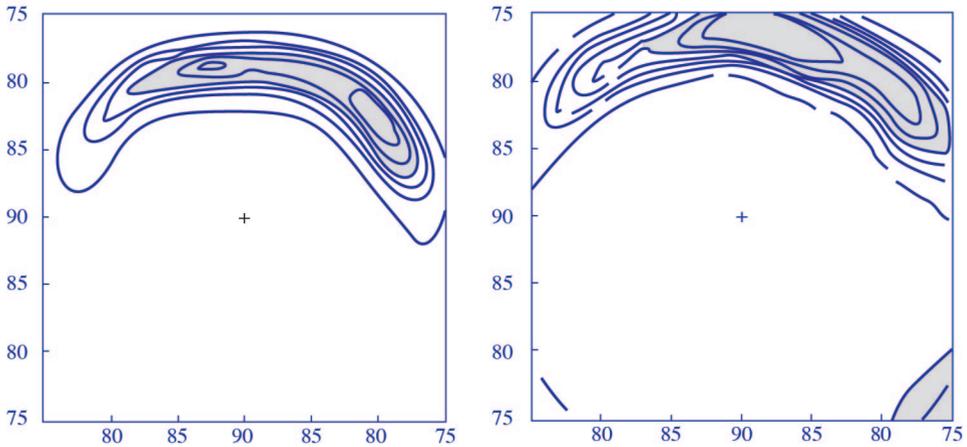


Figure VI-1 : isocontours des flux intégrés d'électrons précipités

Projections polaires géomagnétiques, midi en haut, pôle symbolisé par une croix
(D.A. Hardy, M.S. Gussenhoven et E. Holeman, *J. Geoph. Res.*, **90**, 4229-4248, 1985).

Le maximum du flux de particules d'avant midi est peu sensible à l'activité magnétique. Dans ce croissant, l'énergie moyenne est comprise entre 183 et 272 eV, et le flux d'énergie est compris entre $4,88 \cdot 10^7$ et $8,45 \cdot 10^7$ keV.cm².s⁻¹.sr⁻¹ pour Kp = 1. L'énergie moyenne possède un minimum entre 11 et 12 heures en temps magnétique local. Celui-ci est situé sur le bord interne (vers le pôle) de la région en forme de croissant.

Cette étude a conduit leurs auteurs à discerner plusieurs régions dans le cornet polaire. Ils définissent la *corne* comme la région autour du minimum de l'énergie moyenne, et la *fente* comme la région en forme de croissant. Leurs observations ont donné naissance à un modèle statistique dont les résultats sont montrés sur la figure VI-2 pour Kp = 1.

Cette étude est la plus complète à ce jour. Elle néglige cependant les très basses énergies. De très nombreuses mesures, tant par satellites que par fusées, ont montré que le plus souvent, les spectres énergétiques de particules précipitantes ressemblent à ceux montrés sur la figure VI-3.

On y distingue deux zones. La première, au-dessous de typiquement 100 à 200 eV, est très souvent décrite par une loi de puissance :

$$F(E) = \alpha E^{-\gamma} \quad \text{VI-1}$$

dans laquelle F représente le flux de particules et E l'énergie. Les facteurs α et γ sont des paramètres ajustables.

La seconde montre une bosse d'électrons dits « chauds ». Celle-ci est le plus souvent correctement modélisée par l'une des deux distributions suivantes :

$$\text{Distribution maxwellienne :} \quad F(E) = \alpha_1 e^{-\frac{E - E_{moyenne}}{\gamma_1}} \quad \text{VI-2}$$

$$\text{Distribution gaussienne :} \quad F(E) = \alpha_2 e^{-\frac{(E - E_{moyenne})^2}{\gamma_2}} \quad \text{VI-3}$$

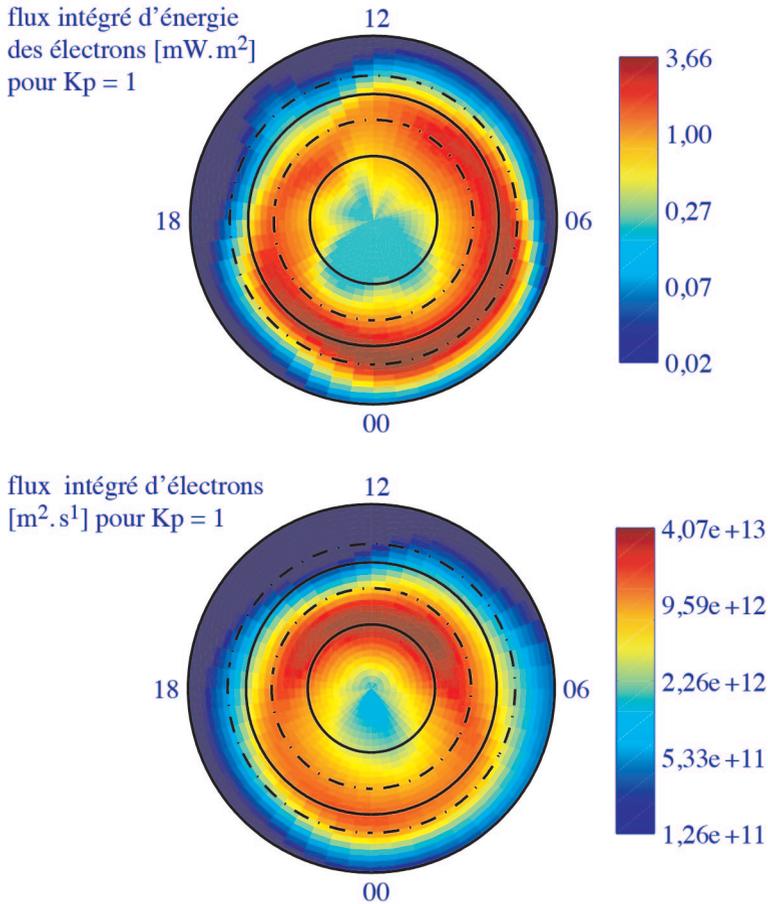


Figure VI-2 : cette figure montre l'ovale auroral pour $K_p = 1$ dans le modèle statistique basé sur les observations de Dynamics Explorer
 En haut, flux d'énergie intégré, en $\text{mW} \cdot \text{m}^{-2}$. Le dessin du bas représente le flux intégré de particules [$\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$]. On retrouve les différences décrites dans le texte, en particulier sur les lieux d'intensification des flux. (D'après D.A. Hardy, M.S. Gussenhoven and E. Holeman, A statistical model of auroral electron precipitation., *J. Geophys. Res.*, **90**, 4229-4248, 1985).

Les paramètres α_i et γ_i sont ici encore des paramètres ajustables. L'énergie moyenne $E_{moyenne}$ est celle du maximum de la distribution. Celle-ci est généralement de l'ordre du kilo électronvolt. L'énergie intégrée est, en général, de l'ordre du $\text{mW} \cdot \text{m}^{-2}$. Cependant, les précipitations peuvent être structurées en fines bandes, d'une largeur inférieure au kilomètre avec une extension spatiale qui peut atteindre plusieurs centaines de kilomètres. De telles structures s'appellent des arcs auroraux. Leur formation est encore mal comprise. De récentes mesures, jointes à de la modélisation, ont montré que dans des arcs, l'énergie intégrée peut atteindre $400 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2}$ alors qu'un kilomètre avant ou après, elle est négligeable !

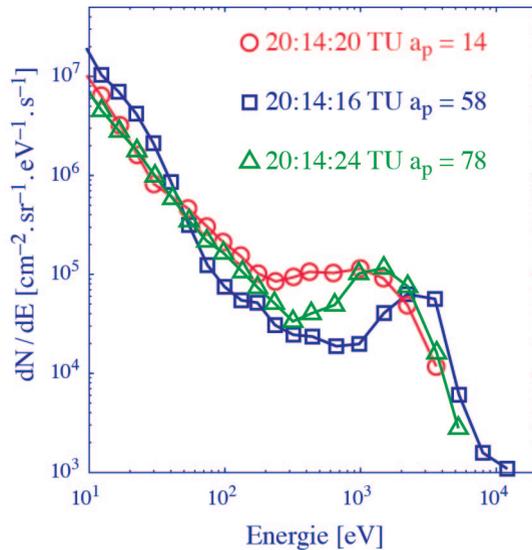


Figure VI-3 : mesure des précipitations électroniques, le 16 mai 1969

Le flux [$\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$], en ordonnée, est tracé en fonction de l'énergie [eV].

(J.D. Winningham et W.J. Heikkila, *J. Geophys. Res.*, **79**, 949, 1974).

b. Protons

Concernant les ions, les observations portent sur 26,5 millions de spectres ! Les comportements du flux intégré d'énergie, de flux de particules ou de l'énergie moyenne sont similaires d'un K_p à l'autre, d'une latitude ou d'une heure magnétique à l'autre. A K_p donné, les flux intégrés d'énergie les plus intenses forment une région en forme de C, symétrique autour de l'axe méridien et s'étendant d'avant midi à avant minuit. Le maximum du flux intégré d'énergie se situe avant minuit, et le minimum avant midi. Avant minuit, pour $K_p = 1$, l'énergie moyenne est de 13,6 keV et le flux d'énergie de $5,52 \cdot 10^7 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Les mêmes grandeurs, sont, pour le minimum diurne respectivement 2,54 keV et le flux d'énergie de $1,23 \cdot 10^7 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. En dehors de la région d'avant midi, le flux d'énergie intégré croît avec K_p . Le maximum de ce flux croît même d'un facteur 6,1 lorsque K_p va de 0 à 6. Le flux de particules intégré est centré, lui, à midi. Il définit le centre de la corne polaire. Sa valeur est à peu près constante avec K_p . La position de son maximum a tendance à aller vers des latitudes plus basses lorsque K_p augmente. Il existe un minimum de l'énergie moyenne avant midi, mais plusieurs degrés plus au nord que celui du flux d'énergie intégré. La distance entre les deux maxima croît avec K_p . Enfin, l'énergie moyenne est maximum côté après-midi de l'ovale, près du bord équatorial des précipitations ioniques, et se décale vers midi lorsque K_p augmente.

c. Comparaison

Ces observations ne seraient pas complètes sans une comparaison des caractéristiques des précipitations ioniques et électroniques. Cette comparaison montre que le flux d'ions

intégré moyen est une à deux fois plus petit que celui des électrons, quelles que soient la latitude, l'heure ou l'activité magnétique. Le flux d'énergie intégré des ions, côté après-midi de l'ovale, peut égaler ou excéder celui des électrons près du côté équatorial de la région aurorale. Enfin, l'intégration globale hémisphérique des flux de particules donne un rapport ion sur électron variant de 0,024 à 0,9015 pour Kp augmentant de 0 à 6-. Le rapport des flux d'énergie ne montre pas de lien avec l'activité, et est de l'ordre de 0,14. Les nombres exacts se trouvent dans le tableau VI-1 :

Tableau VI-1 : Comparaison des flux de particules [$s^{-1} sr^{-1}$] et des flux d'énergie [W] sur tout l'hémisphère pour les ions et les électrons

(D.A. Hardy, M.S. Gussenhoven and E. Holeman, A statistical model of auroral ion precipitation, *J. Geophys. Res.*, **94**, 370-392, 1989)

K_p	Flux d'ions	Flux d'électrons	Flux d'énergie des ions	Flux d'énergie des électrons
0	$3,62 \cdot 10^{23}$	$1,53 \cdot 10^{25}$	$7,26 \cdot 10^8$	$4,68 \cdot 10^9$
1	$3,80 \cdot 10^{23}$	$1,85 \cdot 10^{25}$	$1,38 \cdot 10^9$	$8,14 \cdot 10^9$
2	$4,54 \cdot 10^{23}$	$2,35 \cdot 10^{25}$	$2,03 \cdot 10^9$	$1,49 \cdot 10^{10}$
3	$5,53 \cdot 10^{23}$	$3,08 \cdot 10^{25}$	$2,92 \cdot 10^9$	$2,59 \cdot 10^{10}$
4	$7,10 \cdot 10^{23}$	$4,05 \cdot 10^{25}$	$4,10 \cdot 10^9$	$3,36 \cdot 10^{10}$
5	$8,74 \cdot 10^{23}$	$5,83 \cdot 10^{25}$	$5,47 \cdot 10^9$	$4,32 \cdot 10^{10}$
> 6-	$1,50 \cdot 10^{24}$	$1,02 \cdot 10^{26}$	$1,00 \cdot 10^{10}$	$7,76 \cdot 10^{10}$

L'observation des précipitations de protons n'est pas récente : dès 1939, Vegard avait détecté dans les spectres auroraux de larges raies décalées de quelques Angströms par rapport aux raies H de la série de Balmer. Il avait alors supposé que ces raies étaient dues à des précipitations d'hydrogène provenant du soleil, et que les décalages étaient liés à des erreurs de mesure. Ces observations furent attribuées à l'effet Doppler. En effet, les protons, provenant de la magnétosphère et précipités dans l'atmosphère terrestre le long des lignes de force du champ géomagnétique, subissent des réactions d'échange de charge conduisant à la formation d'atomes d'hydrogène ; ceux-ci, à leur tour, réagissent avec les neutres ambiants. Certaines de ces collisions conduisent à l'excitation d'atomes d'hydrogène. Ces atomes sont produits dans des états excités et sont en quantité suffisante pour que des émissions H, en particulier certaines raies de la série de Balmer ($H\alpha = 656,3$ nm et $H\beta = 486,1$ nm), soient détectées depuis le sol. Les atomes d'hydrogène émettent aussi des raies de la série Lyman ($L\alpha = 121,6$ nm). Celles-ci sont situées en dehors du spectre visible. Elles sont absorbées dans l'atmosphère ; elles ne sont donc pas détectables au sol, mais uniquement à partir d'un satellite.

La majorité des émissions $H\alpha$ et $H\beta$ est issue d'une région située entre 90 et 150 km d'altitude, le maximum d'intensité étant situé vers 110-120 km. Le profil d'intensité dépend

toutefois de l'importance des précipitations et de l'énergie initiale des particules incidentes. Par conséquent, les émissions $H\alpha$ et $H\beta$ produites par les atomes d'hydrogène excités constituent une véritable signature propre aux précipitations de protons.

La redistribution angulaire des protons et atomes d'hydrogène possède plusieurs origines. La première est le phénomène de miroir magnétique, discuté au chapitre sur la magnétosphère : les lignes de forces du champ géomagnétique se resserrent lorsque l'altitude diminue, ce qui, par conservation de l'énergie et du premier invariant adiabatique, conduit en un transfert d'énergie le long de l'axe du champ vers l'axe perpendiculaire. Les collisions constituent la seconde cause de redistribution angulaire.

d. Précipitations des latitudes moyennes et basses

Si les précipitations de particules sont intenses dans les zones aurorales, elles n'y sont pas cantonnées. En dessous de 58° de latitude, l'ionosphère est en effet soumise à la plasma-sphère. Les précipitations de particules y ont un flux d'énergie au moins mille fois inférieur à celui des hautes latitudes, mais celui-ci contribue cependant à créer une ionosphère nocturne, y compris au-dessus de l'équateur ou des tropiques. La structure latitudinale de ces précipitations montre que les ions y ont un maximum vers 52° , sont négligeables entre 48° et 20° , et ont de nouveau un maximum au-dessus de l'équateur. Ces deux maxima ont une amplitude en terme de flux d'énergie 10^{-3} fois celle du maximum auroral, vers 65° .

Les électrons connaissent eux aussi un maximum vers 52° et un second situé vers 27° . Leurs amplitudes sont plus proche de 10^{-4} fois celle du maximum auroral, vers 70° .

2. EFFET DES PRÉCIPITATIONS DE PARTICULES : L'IONOSPHERE NOCTURNE

Le mécanisme de précipitations s'apparente à celui de la photoionisation à ceci près que l'on remplace les photons par des électrons ou des protons. Ainsi, on peut avoir, comme pour la photoionisation, une approche simplifiée et une approche cinétique. La première considère qu'il faut environ $\Delta\varepsilon = 35$ eV pour ioniser un constituant neutre. Cette ionisation résulte d'un choc entre les particules énergétiques et ce constituant ; au cours du choc, la particule incidente cède $\Delta\varepsilon$. En conséquence, si E est l'énergie initiale de la particule, elle est susceptible de produire $\frac{E}{\Delta\varepsilon}$ ionisations. On peut supposer que la section efficace offerte par le

constituant neutre est proportionnelle à sa masse. Considérons une colonne cylindrique de diamètre unitaire, remplie du constituant neutre à une concentration uniforme dans le volume, et une particule énergétique qui arrive au sommet du cylindre suivant son axe, pénètre dans le milieu et ionise tout au long de sa trajectoire, perdant $\Delta\varepsilon$ à chaque ionisation, jusqu'à atteindre une énergie inférieure à $\Delta\varepsilon$, limite en deçà de laquelle son pouvoir ionisant disparaît. Si on mesure la masse de gaz au travers de laquelle la particule a pénétré jusqu'à perdre son pouvoir ionisant, on obtient une grandeur qui quantifie le pouvoir de pénétration de la particule et que l'on appelle *profondeur de pénétration* : cette grandeur

dépend de l'énergie initiale. Différentes expériences menées avec des électrons ont conduit à l'ajustement suivant de cette profondeur de pénétration $R(E)$:

$$R(E) = 4,3 \cdot 10^{-6} + 5,36 \cdot 10^{-5} E^{1,67} \quad \text{VI-4}$$

où $R(E)$ est la profondeur exprimée en kg m^{-2} et E l'énergie en keV. On considère que cette expression est valable entre 200 eV et 50 keV. Lorsque la particule incidente ionise, elle subit une déviation par rapport à sa trajectoire initiale. De fait, l'efficacité de l'ionisation n'est pas uniforme le long de la trajectoire. Si on note s la profondeur de diffusion, qui représente la masse rencontrée jusqu'au point où l'on se trouve, on introduit une fonction de dissipation d'énergie $\Lambda\left(\frac{s}{R(E)}\right)$ qui quantifie la répartition de l'ionisation entre le point d'entrée et le point d'arrêt $R(E)$. La condition :

$$\int_{-1}^1 \Lambda\left(\frac{s}{R(E)}\right) d\left(\frac{s}{R(E)}\right) = 1 \quad \text{VI-5}$$

assure la conservation de l'énergie des particules incidentes. La borne -1 dans l'intégrale précédente signifie que des particules peuvent rebrousser chemin à la suite de collisions dans le milieu, et la borne $+1$ correspond à une diffusion en avant. Dans l'atmosphère, si on note $\rho(z)$ la masse volumique à l'altitude z , on a comme expression de s :

$$s = \int_z^{\infty} \rho(z) dz \quad \text{VI-6}$$

$\Lambda\left(\frac{s}{R(E)}\right) \frac{\rho(z)}{R(E)}$ représente alors la proportion de chocs qui se produisent à l'altitude z . Si l'on considère un flux monoénergétique de particules d'énergie E et d'intensité F , le produit $F \frac{E}{\Delta\varepsilon}$ représente le nombre total d'ionisations qui sont possibles avec ce faisceau, et on obtient comme expression du taux de production ionique :

$$P(z,E) = F \frac{E}{\Delta\varepsilon} \Lambda\left(\frac{s}{R(E)}\right) \frac{\rho(z)}{R(E)} \quad \text{VI-7}$$

L'énergie déposée à l'altitude z est alors :

$$\varepsilon(z,E) = \Delta\varepsilon P(z,E) \quad \text{VI-8}$$

Si on a un spectre en énergie de particules précipitantes, au lieu d'un faisceau monoénergétique, la production devient :

$$P(z) = \int_0^{\infty} \frac{E}{\Delta\varepsilon} \Lambda\left(\frac{s}{R(E)}\right) \frac{\rho(z)}{R(E)} F(E) dE \quad \text{VI-9}$$

où $F(E)$ représente la densité spectrale de flux à l'énergie E .

La figure VI-4 donne le taux de production en fonction de l'altitude pour différentes énergies. La fonction de dissipation joue un rôle très important autour du maximum de production et c'est elle qui conditionne principalement la forme de la production autour du maximum. On peut considérer que le maximum de production est atteint à l'altitude à laquelle $s = R(E)$, car la fonction Λ ne modifie que très peu la position du maximum.

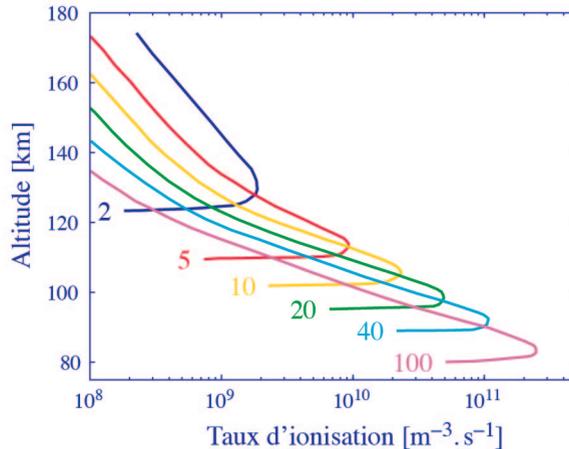


Figure VI-4 : profils verticaux des taux d'ionisations normalisés pour différents flux d'électrons monoénergétiques précipitants dans l'atmosphère le long des lignes de champ magnétique

Les énergies précipitantes sont indiquées auprès de chaque courbe (en keV).

On constate que lorsque l'énergie croît, l'altitude du maximum de production décroît ($R(E)$ croît) et la valeur de ce maximum croît ($\frac{E}{\Delta\epsilon}$ croît). Alors que le maximum est à 130 km pour

une énergie de 2 keV, il est à 100 km pour une énergie de 20 keV et à 80 km pour une énergie de 100 keV. Cette faible variation de l'altitude de pénétration des particules incidentes est due à la forte augmentation de la masse volumique lorsque l'altitude décroît. Au-dessus du maximum de production $\Lambda\left(\frac{s}{R(E)}\right)$ varie peu et la production décroît comme la

concentration en constituant neutre, au travers de $\rho(z)$, de manière similaire à ce que l'on observe dans la photoionisation.

Malheureusement, comme dans le cas de la photoionisation, cette approche est trop simple pour décrire parfaitement les phénomènes ionosphériques. La répartition à 35 eV par ionisation ne représente qu'une moyenne. En effet, les électrons secondaires, créés par l'impact d'une particule (photon, électron ou ion) sont susceptibles à leur tour d'aller ioniser un constituant neutre, si leur énergie cinétique acquise dans l'ionisation est suffisante. Ce mécanisme de production secondaire d'électrons représente environ un tiers de la production primaire d'électrons, mais peut devenir en région E, supérieure à la production primaire. Une description détaillée passe par la résolution de l'équation cinétique de transport de Boltzmann. Il s'agit de la même physique que celle développée dans le chapitre V

(équation V-50). La source est cependant à présent constituée du flux des électrons ou protons précipités étudiés ci-dessus.

La figure VI-5 montre les résultats d'une approche cinétique pour l'étude de l'ionosphère dans l'ovale auroral (en haut) et dans la calotte polaire (en bas). Les flux incidents au sommet de l'ionosphère sont soit des flux d'électrons seuls (à gauche) ou des flux d'électrons et protons (à droite). Ce sont ceux présentés ci-dessus, issus de l'étude statistique de Hardy et coauteurs. Les heures, en abscisse, sont en temps universel. Les résultats ne sont pas seulement fonction de l'intensité des précipitations, mais aussi de la composition de l'atmosphère neutre. Dans l'ovale auroral, le trou de production est bien visible autour de midi. Il est moins fort cependant lorsque les protons s'ajoutent aux électrons, puisque les précipitations de protons ont un maximum secondaire autour de cette période. Il en va de même dans la calotte polaire, où les électrons ont un minimum vers 10 heures. Autour de cette période, ce sont les protons qui créent toute l'ionisation. Tout le long de la journée, les protons sont responsables de la production au-dessous de 160 km dans la calotte polaire.

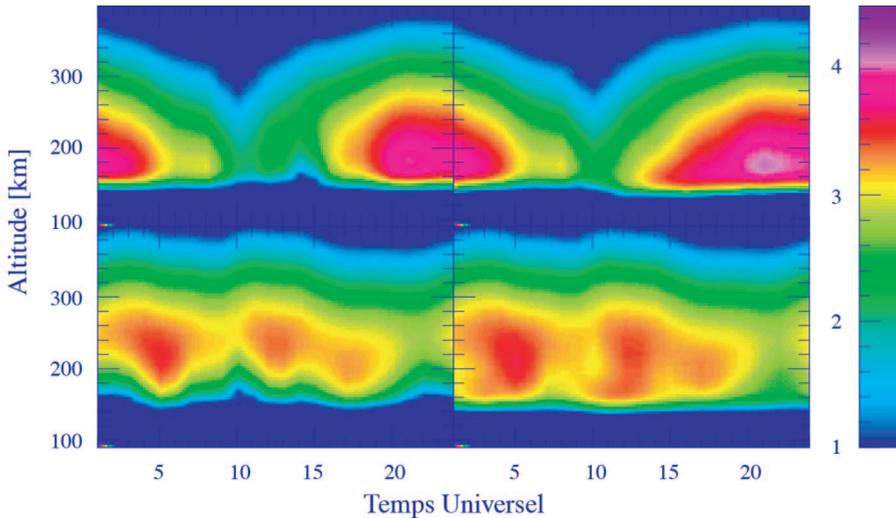


Figure VI-5 : production électronique en échelle logarithmique [électrons . cm⁻³ . s⁻¹]

A gauche, en ne considérant que des précipitations électroniques. A droite, en considérant des précipitations d'électrons et d'ions. En haut, à 62° de latitude nord, dans l'ovale auroral. En bas, à 80° de latitude nord, dans la calotte polaire.

Ces résultats se retrouvent sur la figure VI-6, qui montrent les densités électroniques correspondantes.

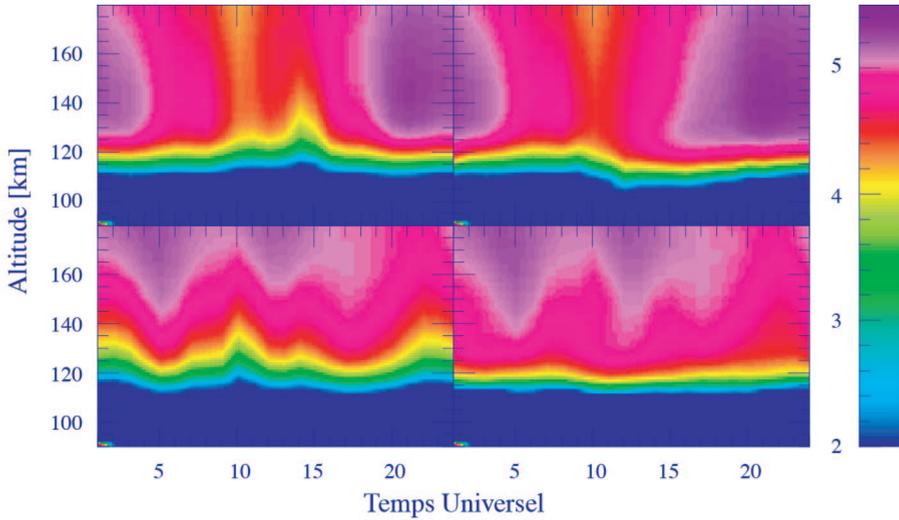


Figure VI-6 : densité électronique en échelle logarithmique [électrons . cm⁻³]

A gauche, en ne considérant que des précipitations électroniques. A droite, en considérant des précipitations d'électrons et d'ions. En haut, à 62° de latitude nord, dans l'ovale auroral. En bas, à 80° de latitude nord, dans la calotte polaire

III. COUPLAGE IONOSPHERE / THERMOSPHERE / MAGNETOSPHERE

I. CONDUCTIVITE ET ELECTROJETS

Au chapitre III, nous avons étudié le mouvement individuel de particules dans des champs électrique et magnétiques en résolvant le principe fondamental de la dynamique.

Cette approche se justifiait alors par les faibles concentrations du plasma rencontrées dans ces régions et donc leur caractère non collisionnel et individuel prépondérant. Au niveau de l'ionosphère, le problème est sensiblement différent puisque les concentrations élevées que l'on rencontre, rendent le milieu collisionnel et les effets "collectifs" obligent donc à aborder la question avec une approche magnétohydrodynamique. Si nous considérons une population du plasma, de masse m et de charge q , de concentration n , de vitesse \vec{u} et de pression p , soumise à l'action des forces due à la gravité \vec{g} et aux champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} , l'équivalent "fluide" du principe fondamental de la dynamique est l'équation de conservation de la quantité de mouvement, qui s'écrit (voir équations AI-83 et AI-89) :

$$n m \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) + \nabla p - n m \vec{g} - n q \left(\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B} \right) = \frac{\delta \vec{M}}{\delta t} \quad \text{VI-10}$$

En utilisant une approche simplifiée et en considérant que les autres constituants du plasma forment un fond immobile, on peut écrire :

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = -v n m \vec{u} \quad \text{VI-11}$$

où v est la somme des fréquences de collisions de l'espèce considérée avec les populations constituant le fond. Au niveau de l'ionosphère, et plus précisément en région E où se développe le mécanisme que nous voulons mettre en évidence, v est de l'ordre de 10^3 s^{-1} (voir chapitre V) soit des temps caractéristiques d'évolution vers l'équilibre très petit devant les échelles de temps auxquelles on s'intéresse (la seconde ou plus). Par conséquent, l'équation VI-10 peut être simplifiée et écrite à l'état stationnaire. Par ailleurs, les vitesses atteintes sont relativement faibles (du fait des collisions) pour pouvoir négliger la contribution due à la dérivée particulaire $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}$. De fait on aboutit à l'équation de transport suivante :

$$v m \vec{u} = -\frac{1}{n} \vec{\nabla} p + m \vec{g} + q (\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B}) \quad \text{VI-12}$$

La force d'origine magnétique joue un rôle particulier et nous la dissociérons donc des autres forces que nous regrouperons sous le dénominateur commun \vec{F} , défini par :

$$\vec{F} = -\frac{1}{n} \vec{\nabla} p + m \vec{g} + q \vec{E} \quad \text{VI-13}$$

L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$v m \vec{u} + q \vec{B} \wedge \vec{u} = \vec{F} \quad \text{VI-14}$$

L'effet que nous étudions se situe principalement dans un plan perpendiculaire à l'axe défini par le champ magnétique. La gravité apporte une contribution mineure à la force \vec{F} . Par ailleurs, les gradients de pression horizontaux sont relativement faibles (les échelles horizontales peuvent atteindre quelques centaines de kilomètres) et nous pouvons donc considérer que la contribution majeure à \vec{F} est la force électrique que nous décomposerons en une composante parallèle au champ magnétique, qui définit l'axe parallèle noté $//$, et en une composante perpendiculaire au champ, qui définit ainsi l'axe P (pour Pedersen). L'axe H (pour Hall) perpendiculaire aux deux directions précédentes permet de définir un trièdre orthonormé direct sur lequel on peut projeter les équations. Pour cela, nous introduisons le tenseur d'ordre 2 (voir annexe I) $\underline{\underline{\mu}}$ dont la représentation matricielle de l'inverse (*i.e.* $\underline{\underline{\mu}}^{-1}$) dans la base définie précédemment est :

$$\underline{\underline{\mu}}^{-1} = m \begin{pmatrix} v & 0 & 0 \\ 0 & v & -\omega \\ 0 & \omega & v \end{pmatrix} \quad \text{VI-15}$$

avec $\omega = \frac{qB}{m}$ la gyrofréquence (voir équation III-16), soit la représentation suivante de $\underline{\underline{\mu}}$:

$$\underline{\underline{\mu}} = \frac{1}{m} \begin{pmatrix} \frac{1}{v} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{v}{v^2 + \omega^2} & \frac{\omega}{v^2 + \omega^2} \\ 0 & -\frac{\omega}{v^2 + \omega^2} & \frac{v}{v^2 + \omega^2} \end{pmatrix} = \frac{1}{qB} \begin{pmatrix} \frac{\omega}{v} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\omega v}{v^2 + \omega^2} & \frac{\omega^2}{v^2 + \omega^2} \\ 0 & -\frac{\omega^2}{v^2 + \omega^2} & \frac{\omega v}{v^2 + \omega^2} \end{pmatrix} \tag{VI-16}$$

L'introduction du tenseur nous permet de récrire l'équation VI-14 sous la forme :

$$\underline{\underline{\mu}}^{-1} \vec{u} = \vec{F} \tag{VI-17}$$

et donc d'exprimer simplement la solution de l'équation du mouvement :

$$\vec{u} = \underline{\underline{\mu}} \vec{F} \tag{VI-18}$$

$\underline{\underline{\mu}}$ est appelé *le tenseur de mobilité* [s . kg⁻¹], et il relie de manière linéaire la cause (la force \vec{F}) à l'effet (le déplacement à la vitesse \vec{u}). Cette écriture formelle est indépendante de la base orthonormée directe. Seules les équations projetées changent et dans ce cas, une opération de changement de base appliquée à la matrice représentant le tenseur $\underline{\underline{\mu}}$ permet d'obtenir la représentation de $\underline{\underline{\mu}}$ dans une autre base orthonormée directe et par là, d'obtenir les composantes de la solution. Dans la limite $\omega \ll v$, le tenseur $\underline{\underline{\mu}}$ se réduit à la mobilité scalaire $\mu = \frac{1}{vm}$.

Si nous nous intéressons aux mouvements en région *E* des ions et des électrons soumis à l'action du champ électrique (nous prendrons $\vec{F} = q \vec{E}$), où \vec{E} est le champ électrique d'origine magnétosphérique qui se projette dans l'ionosphère (voir chapitre III et paragraphe suivant), nous pouvons écrire :

$$\begin{cases} \vec{u}_e = -\underline{\underline{\mu}}_e e \vec{E} \\ \vec{u}_i = \underline{\underline{\mu}}_i e \vec{E} \end{cases} \tag{VI-19}$$

où nous avons caractérisé le fait que les ions et les électrons se déplacent avec leur propre mobilité. *e* est la charge élémentaire. De fait, les ions et les électrons ont des vitesses différentes et une densité de courant (A . m⁻²) apparaît donc dans l'ionosphère qui vaut :

$$\vec{j} = n_e e (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \tag{VI-20}$$

soit, en utilisant VI-19 :

$$\vec{j} = n_e e^2 (\underline{\underline{\mu}}_i + \underline{\underline{\mu}}_e) \vec{E} \tag{VI-21}$$

Ce courant boucle par le bas le système des courants de Birkeland que nous avons examiné dans le chapitre III. Il constitue un couplage direct entre la magnétogaine aurorale et l'ionosphère. Il est donc un témoin très sensible de l'activité électrique dans la magnétosphère, et par conséquent de l'activité solaire. Il constitue l'*électrojet auroral*, déjà présenté au chapitre III. On introduit $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur de conductivité :

$$\underline{\underline{\sigma}} = n_e e^2 (\underline{\underline{u}}_i + \underline{\underline{u}}_e) \quad \text{VI-22}$$

et on peut alors écrire une loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \underline{\underline{\sigma}} \vec{E} \quad \text{VI-23}$$

Le courant dans la direction de \vec{E} s'appelle le *courant de Pedersen*, tandis que celui dans la direction perpendiculaire à la fois à \vec{E} et à \vec{B} s'appelle le *courant de Hall*. Les conductivités correspondantes ont pour expression :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_P = \frac{n_e e}{B} \left(\frac{\omega_i v_{in}}{v_{in}^2 + \omega_i^2} + \frac{|\omega_e| v_{en}}{v_{en}^2 + \omega_e^2} \right) \\ \sigma_H = \frac{n_e e}{B} \left(\frac{\omega_e^2}{v_{en}^2 + \omega_e^2} - \frac{\omega_i^2}{v_{in}^2 + \omega_i^2} \right) \end{array} \right. \quad \text{VI-24}$$

Enfin, la *conductivité parallèle* ou *longitudinale* s'exprime de la manière suivante :

$$\sigma_{||} = \frac{n_e e}{B} \left(\frac{\omega_i}{v_{in}} + \frac{|\omega_e|}{v_{en}} \right) \quad \text{VI-25}$$

On les exprime en mho. m^{-1} . mho est le mot Ohm à l'envers, pour rappeler que les conductivités sont l'inverse de résistances. Dans ces expressions, nous n'avons considéré que les collisions des ions et des électrons avec les espèces neutres, qui sont prépondérantes devant les collisions entre espèces chargées en région E. D'autre part, d'après la définition que nous avons donné de la gyrofréquence, celle-ci est négative pour les électrons, d'où la présence de la valeur absolue. Plus l'altitude est élevée et moins il y a de collisions, les densités devenant de plus en plus faibles. L'expression VI-25 laisserait alors penser que la conductivité parallèle tend vers l'infini. Ceci est bien sûr inexact : à haute altitude, les collisions coulombiennes électrons-ions deviennent prépondérantes. Le courant dépend alors du rapport $\frac{n_e}{v_{ei}}$. Comme v_{ei} est proportionnelle à la densité électronique, le courant

cesse de dépendre de n_e . La figure VI-7 montre les conductivités Hall et Pedersen à haute latitude dans les mêmes conditions que dans le chapitre V : une latitude moyenne (celle d'une ville comme Grenoble, c'est à dire à 45 degrés de latitude nord), un jour de Juillet 1998 (jour 205), à midi dans des conditions magnétiques calmes.

La conductivité Pedersen est supérieure à la conductivité Hall au dessus d'environ 120 km. En fait, seule la région 100-140 km d'altitude présente une conductivité importante, perpendiculairement au champ magnétique. On l'appelle alors parfois la couche de conductivité

perpendiculaire élevée. En dessous de cette région, la concentration électronique est très faible, et il en est donc de même de la conductivité. Au-dessus de cette région, v_{in} et v_{en} sont beaucoup plus petites que ω_i et ω_e et la conductivité est faible car électrons et ions se déplacent simultanément. C'est donc dans la région E , de conductivité importante, que s'écoulent les courants horizontaux liés aux mouvements de l'ionisation car la gyrofréquence y est plus faible (ou du même ordre de grandeur) que les fréquences de collisions, pour toutes les espèces et des mouvements différents selon la charge peuvent exister perpendiculairement aux lignes de champ. Par contre au-dessus de cette région, comme la gyrofréquence devient plus importante que les fréquences de collisions pour toutes les espèces chargées, les mouvements de particules se font le long des lignes de champ magnétique autour desquelles ces particules sont piégées ; les courants sont donc les courants alignés de Birkeland, qui se referment alors en région E par ces courants horizontaux.

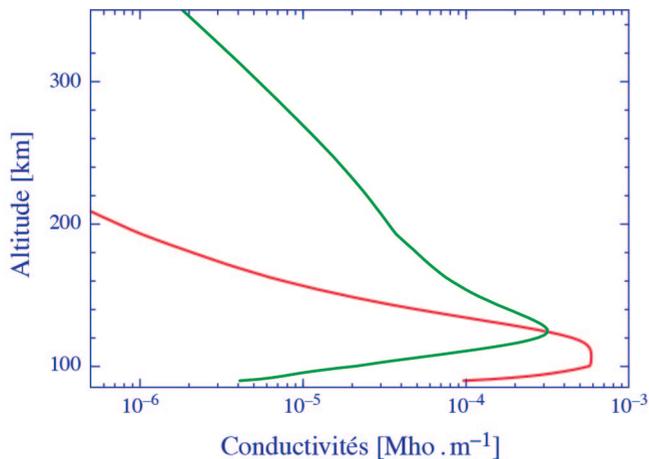


Figure VI-7 : conductivités Hall (rouge) et Pedersen (vert) en fonction de l'altitude

Les valeurs intégrées en altitude s'appellent les conductivités intégrées, ou *conductances*, et sont notées Σ . Ainsi dans le cas présenté ci-dessus, la conductance Hall vaut 19,1 mho, et la conductance Pedersen 14,1 mho. Le rapport est donc de 1,35. On donne toujours le rapport des conductances en terme Hall/Pedersen ; il indique l'état d'anisotropie électrique de l'ionosphère, puisque la conductivité Pedersen est dans la direction du champ électrique \vec{E} (perpendiculaire au champ magnétique \vec{B}), et la conductivité Hall est perpendiculaire à la fois à \vec{E} et à \vec{B} .

Remarquons que la mesure de n_e suffit à la connaissance des conductivités. Cette mesure est possible avec des radars ionosphériques, et la déduction de σ est immédiate (les fréquences de collisions sont données par les formules du chapitre V). Une mesure supplémentaire du champ électrique permet d'accéder aux courants ionosphériques, et donc à la différence des vitesses ioniques et électroniques. On comprend que les conductivités Hall et Pedersen sont des paramètres indispensables à la compréhension des phénomènes

ionosphériques et du couplage ionosphère/ magnétosphère. La figure VI-8 montre les conductances basées sur les mesures de densités électroniques pendant trois années (1989 à 1991). Elles correspondent à des conditions solaires calmes : $f_{10.7}$ moyen de 80, Kp moyen de 3, correspondant à $A_p = 14$. Les conductivités ionosphériques Pedersen et Hall sont calculées suivant les formules VI-24.

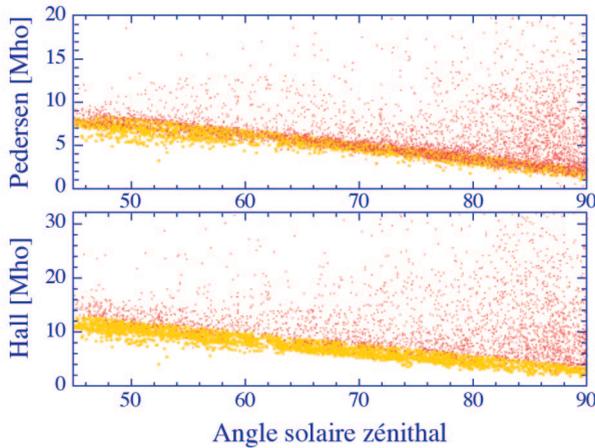


Figure VI-8 : conductances Hall et Pedersen déduites de trois années de mesures radar

Les croix jaunes sont attribuées à des conductivités diurnes, électrons issus de la photoionisation, tandis que les points rouges sont attribués aux conductivités nocturnes, électrons dus à l'entrée du vent solaire. (Senior, C., Solar and particle contributions to auroral height-integrated conductivities from EISCAT data : a statistical study, *Ann. geophysicae*, **9**, 449-460, 1991).

On constate que les conductances Hall sont plus linéaires (en fonction de l'angle solaire zénithal) que les conductances Pedersen, avec des valeurs plus élevées d'environ 2 mho.

La nuit, les conductances sont intimement liées aux précipitations, sources de l'ionosphère. L'altitude de la production électronique dépend de l'énergie caractéristique des précipitations ; les conductances nocturnes sont donc plus ou moins élevées selon que cette énergie est plus ou moins grande. Or, la couche de conductivité se trouve en dessous de 120 km ; la figure VI-4 montre que les précipitations qui augmentent les conductances doivent donc être d'énergie supérieure à 2 keV. Il s'agit de ce que nous avons défini comme la première population des électrons précipités, avec un maximum nocturne après minuit. Cela se reconnaît sur la figure VI-9. Il s'agit d'une moyenne établie sur 11 ans de données nocturnes (1300 heures d'observation).

L'amplitude des conductances nocturnes est tout à fait comparable à celle des amplitudes diurnes, avec un rapport Hall / Pedersen de l'ordre de 1,4. Comme les conductances Hall et Pedersen n'ont pas leur maximum à la même altitude, leur rapport nocturne est un indicateur de l'énergie des précipitations. Ainsi, un rapport voisin de 1 indique-t-il des précipitations d'énergie de l'ordre de 2,5 keV, tandis qu'un rapport proche de 2 témoigne de précipitations de l'ordre de 6 keV. Cependant, cet indicateur ne donne qu'une valeur

extrêmement approchée, dans la mesure où il ne tient pas compte de la nature des particules précipitantes : électrons ou protons.

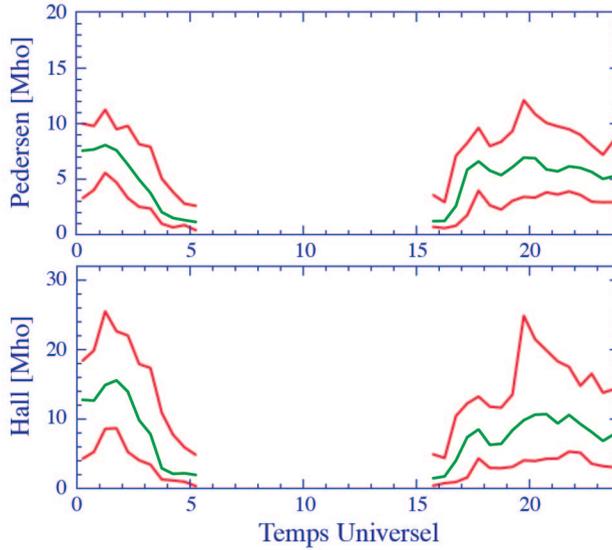


Figure VI-9 : conductances nocturnes Hall et Pedersen déduites de onze années de mesures radar. En vert, les moyennes, en rouge, les valeurs inférieures et supérieures.

(J.A. Davis et M. Lester, Université de Leicester, communication personnelle).

La connaissance des conductivités ionosphériques va nous permettre de décrire l'*electrojet équatorial* qui est un courant ionosphérique observé en région équatoriale. Le phénomène résulte du fait qu'à l'équateur, le champ magnétique est horizontal, orienté du nord vers le sud. En choisissant un repère orthonormé direct dont la première direction est parallèle au champ magnétique (composante repérée par l'indice //, comme précédemment), la seconde est orientée vers l'est (composante y, tangente à l'équateur magnétique) et la troisième est confondue avec la verticale (composante z), la projection de la loi d'Ohm VI-23 nous donne :

$$\begin{cases} j_{//} = \sigma_{//} E_{//} \\ j_y = \sigma_P E_y - \sigma_H E_z \\ j_z = \sigma_P E_z + \sigma_H E_y \end{cases} \quad \text{VI-26}$$

Le champ électrique équatorial est généralement orienté est-ouest, et l'ionosphère peut être considérée comme stratifiée horizontalement. Les courants verticaux sont suffisamment faibles pour pouvoir être négligés ($j_z = 0$). Nous obtenons le courant dans la direction est-ouest :

$$j_y = \left(\sigma_P + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_P} \right) E_y \quad \text{VI-27}$$

que l'on écrit conventionnellement sous la forme suivante :

$$j_y = \sigma_c E_y \quad \text{VI-28}$$

où σ_c est la *conductivité de Cowling*. A l'équateur, la conductivité Hall possède un pic large autour de 130 km, avec une valeur typique de l'ordre de $4 \cdot 10^{-4}$ mho.m⁻¹. Vers 150 km comme vers 90 km, elle tend vers zéro. La conductivité Pedersen possède pour sa part un pic étroit vers 150 km d'amplitude typique de $3 \cdot 10^{-4}$ mho.m⁻¹. Vers 220 km comme vers 100 km, elle est quasiment nulle. La conductivité de Cowling qui en résulte possède un pic étroit vers 100 km, d'amplitude de l'ordre de $8 \cdot 10^{-3}$ mho.m⁻¹. En dessous du pic, elle tend vers zéro en une quinzaine de kilomètres. Au-dessus, elle décroît lentement jusqu'à 160 km. Horizontalement, le champ électrique équatorial est de l'ordre de 0,5 mV.m⁻¹. Il résulte de ces valeurs un courant équatorial de région E appelé l'*électrojet équatorial*. Il s'écoule le long de l'équateur magnétique à environ 100 km, sur une bande de quelques degrés de latitude. Le jour, il est orienté vers l'est, et il va vers l'ouest la nuit. Cependant, la faible concentration électronique nocturne le rend difficilement mesurable. Le système des électrojets est montré sur la figure VI-10.

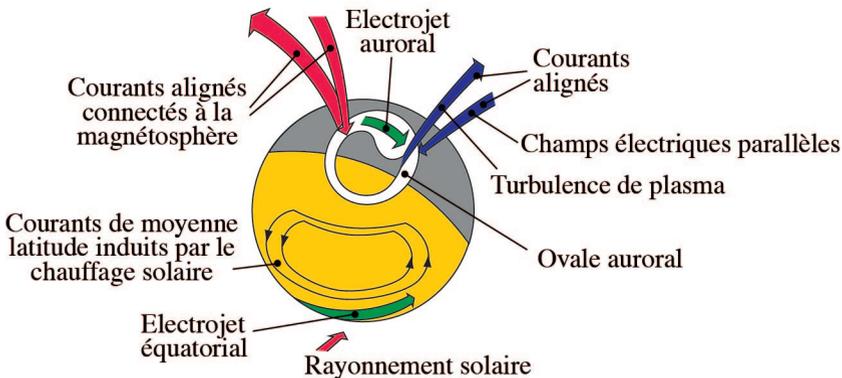


Figure VI-10 : configuration des principaux systèmes de courants de l'ionosphère terrestre

Dans cette discussion, nous avons souligné que le champ électrique équatorial horizontal est-ouest est important, et que le champ magnétique est lui-même horizontal (nord-sud). Il en résulte une vitesse de dérive des ions et électrons perpendiculaires aux deux champs, c'est à dire dans le sens vertical. Le principe de cette dérive a été étudié au chapitre III sur la magnétosphère terrestre. La convection qui en résulte dans la région F est vers le haut et vers l'ouest le jour, et vers le bas et vers l'est la nuit. Le jour, du plasma est transporté de 200 km jusqu'à environ 1000 km, altitude à laquelle la recombinaison est lente. Ce plasma est transporté vers les latitudes plus élevées (jusqu'à environ 25°), où il se retrouve en basse région E sous l'effet de la gravité. La figure VI-11 montre la mesure de ces flux, qui ont reçu le joli nom de *fontaine équatoriale*. Nous n'entrerons pas plus avant dans son étude. Soulignons simplement que ce flux de plasma interagit avec le vent neutre, si bien qu'il n'est pas parfaitement symétrique autour de l'équateur magnétique, et qu'enfin le décalage

entre l'équateur magnétique et l'équateur géographique (et donc l'éclairement solaire) crée des variations saisonnières de cette fontaine équatoriale.

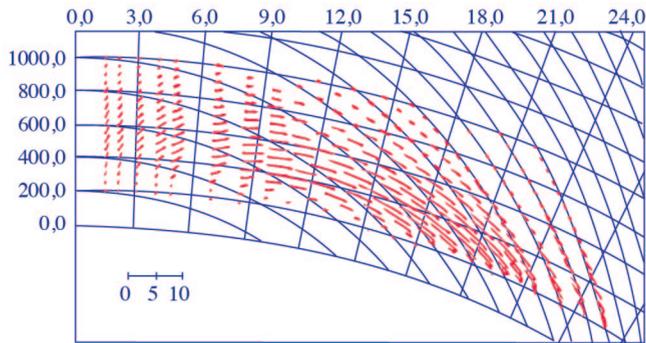


Figure VI-11 : mesure des flux de la fontaine équatoriale (Townsend, 1982)

La latitude magnétique est portée sur l'abscisse supérieure, de 0 à 24 degrés.. L'altitude (de 0 à 1000 km) est sur l'ordonnée à gauche. La barre d'échelle au bas de la figure correspond à $10^9 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

2. LE CHAMP ÉLECTRIQUE DES HAUTES LATITUDES

Les dernières théories développées pour expliquer l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre font appel à la notion de reconnexion. Bien qu'elle n'ait pas formellement été mise en évidence, la reconnexion semble en effet la cause la plus simple pour expliquer les mouvements du plasma observés aux hautes latitudes et que nous allons présenter dans ce paragraphe.

a. Principe de la reconnexion

Un modèle MHD idéal d'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique interdit tout échange de matière entre les deux systèmes, ainsi que nous l'avons vu au chapitre III. La séparation entre ces deux systèmes se fait par l'intermédiaire d'une nappe de courant qui drapè la magnétopause, la surface séparatrice entre les champs magnétiques interplanétaire et terrestre. Le courant est très intense et peut s'avérer être instable dans les conditions de gradient de champ magnétique observées à la magnétopause. Lorsque les champs magnétiques ont des directions opposées, ce qui signifie que le champ magnétique interplanétaire est orienté Nord-Sud, l'un des modes possible d'instabilité est le mode de déchirement qui aboutit à une rupture de la surface séparatrice et à une reconnexion des champs magnétiques de part et d'autre de la surface ; c'est le principe de la magnétosphère de Dungey que nous avons mentionné au chapitre III.

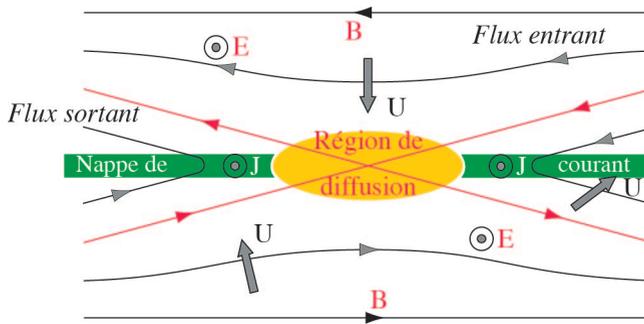


Figure VI-12 : illustration de la reconnexion magnétique en un point neutre de type X

La zone verte est la nappe de courant séparant les champs magnétiques de sens inverse. La zone jaune est la région de diffusion à travers laquelle les particules peuvent passer d'un système à l'autre ; c'est la zone de reconnexion.

Le mode le plus simple est la reconnexion de type X (nom donné à cause de la configuration des lignes de champs au point de reconnexion) qui consiste à couper deux lignes de champ (une dans chaque région) en un point et à les reconnecter au travers de la surface séparatrice (figure VI-12). Le point où s'opère cette reconnexion est dit point neutre de type X. A la suite de cette reconnexion, la magnétosphère n'est plus isolée et des particules du vent solaire peuvent pénétrer dans le système magnétosphérique par la région de diffusion. On arrive ainsi à la configuration présentée sur la figure VI-13.

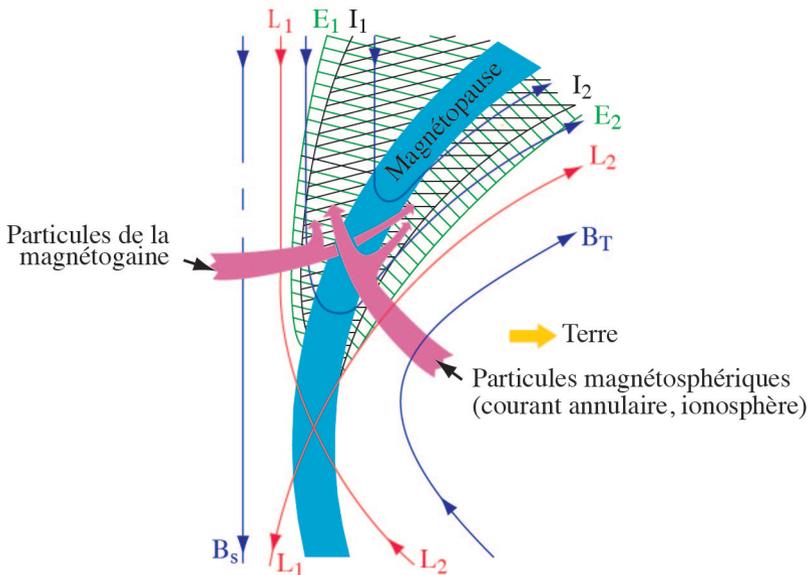


Figure VI-13 : illustration décrivant la géométrie de la reconnexion sur la face avant de la magnétosphère en un point neutre X. Les transferts de particules depuis la magnétogaine et la magnétosphère sont indiqués par les grosses flèches. Les lignes de champ marquées S_1 et S_2 sont les lignes concernées par la reconnexion.

Les lignes de champ interplanétaire se déplacent dans l'espace suite à l'expansion que nous avons décrite au chapitre III. De fait, ce point de reconnexion se déplace sur la surface de la magnétopause et décrit alors une ligne que l'on appelle la ligne neutre.

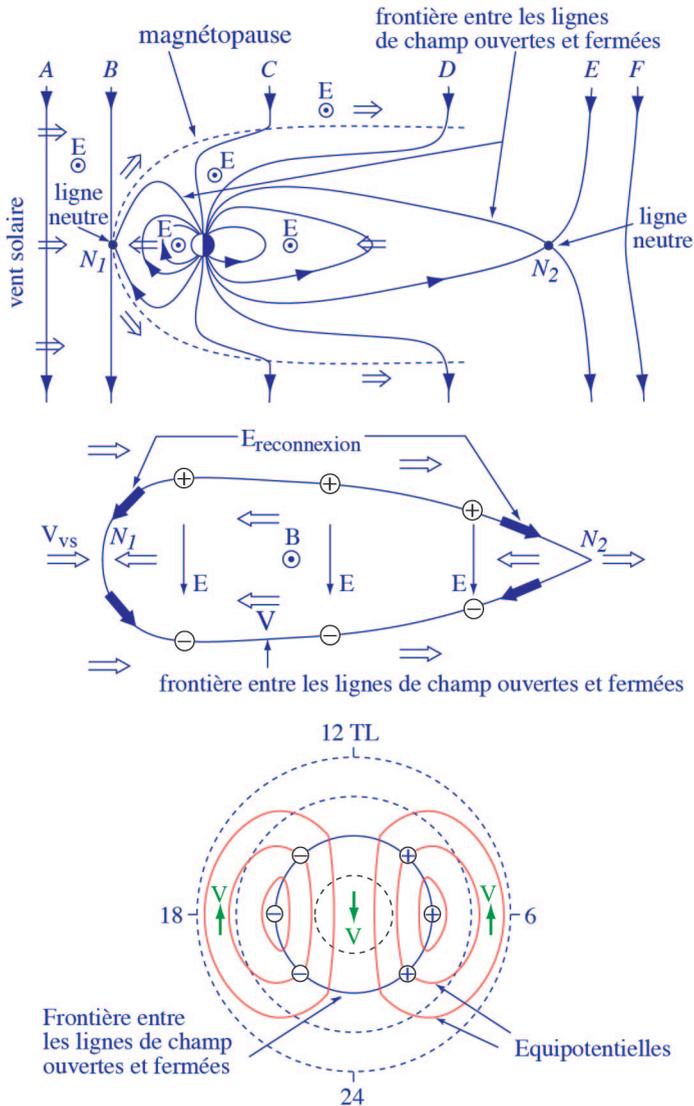


Figure VI-14 : principe du transport des lignes de champs et du plasma dans le modèle de magnétopause ouverte

L'interconnexion des lignes de champs (a) définit une ligne neutre (b) à l'intérieur de laquelle le plasma est entraîné du côté jour vers le côté nuit ; à l'extérieur de cette ligne, c'est le phénomène inverse qui se produit. La projection en région aurorale de cette ligne neutre correspond à l'ovale auroral (c) qui délimite la direction de la convection du plasma ionosphérique organisée en deux vortex contrarotatoires : à l'intérieur de l'ovale convection dans la direction de minuit, convection dans la direction inverse à l'extérieur.

La figure VI-14 représente ce transport des lignes de champ interplanétaire (succession $A \rightarrow F$ sur la figure (a) qui sont supposées se reconnecter avec le champ magnétique terrestre au point N_1 sur la face avant de la magnétosphère et décrire la ligne neutre (figure (b) entre le point N_1 et le point N_2). La symétrie de la magnétosphère par rapport au plan du dipôle magnétique terrestre dans la direction midi-minuit entraîne la présence de deux lignes symétriques par rapport à ce plan. Au-delà du point N_2 la reconnexion ne peut plus être assurée et les lignes de champ se déconnectent : les lignes de champ interplanétaire continuent leur mouvement d'expansion et les lignes de champ terrestre se referment dans la magnétosphère.

Le mécanisme de reconnexion définit alors trois classes topologiques de lignes de champ magnétiques :

- la classe 1 correspond aux lignes de champ interne à la magnétosphère qui sont reliées à la Terre en leurs deux extrémités et ont un mouvement associé à la corotation de la Terre ;
- la classe 2 correspond aux lignes de champ reconnectées ; ces lignes ont donc une extrémité reliée à la Terre et une extrémité plongée dans le milieu interplanétaire qui s'écoule depuis le côté jour vers le côté nuit ;
- la classe 3 correspond aux lignes de champ interplanétaire entièrement plongées dans le vent solaire.

Les lignes de champ magnétosphérique qui reconnectées rencontrent l'équateur magnétique loin de la Terre sur la face avant. Elles correspondent alors à un paramètre de Mac-IIIwain L (équation II-76) élevé et ont donc leurs pieds immergés dans l'ionosphère aux hautes latitudes, dans les régions polaires. D'après les mesures satellitaires, il semble à peu près clair qu'au niveau de l'ionosphère, la région de séparation entre les lignes des classes 1 et 2 correspond à l'ovale auroral. Les deux ovales auroraux apparaissent ainsi comme les projections (dans chaque hémisphère) dans l'ionosphère, le long des lignes de champ magnétique, de la ligne neutre introduite précédemment.

b. Convection des lignes de champ et du plasma magnétosphérique

Les lignes de la classe 2 ont un mouvement de convection dans la direction jour-nuit induit par l'expansion du vent solaire. Les conditions de la MHD idéale (entre autre hypothèse du flux gelé) ne sont remises en cause que dans la région de reconnexion (donc le long de la ligne neutre) et restent valables partout ailleurs dans la magnétosphère. Par conséquent, l'hypothèse majeure du flux gelé implique que les lignes de champ entraînent le plasma magnétosphérique dans leur mouvement de convection. Le long des lignes de champ reconnectées, le plasma s'écoule donc du côté jour vers le côté nuit, ce qui est traduit par les flèches dans la direction antisolaire sur la figure VI-14. Cependant, nous avons conservation du flux magnétique et donc, pour que le mécanisme de reconnexion puisse être permanent sur la face avant de la magnétosphère, il doit exister un mouvement de convection dans la direction nuit-jour qui contrebalance la convection antisolaire ; cette convection ne peut toutefois avoir lieu que le long des lignes de champ de la classe 1. En fait, dans le plan de l'équateur, on a montré expérimentalement que le plasma a un

mouvement de convection depuis le côté nuit vers le côté jour. La séparation entre les deux types de convection est alors la ligne neutre.

Si on projette cette convection globale le long des lignes de champ depuis le plan équatorial magnétique vers l'ionosphère des hautes latitudes, on trouve que le plasma ionosphérique doit avoir un mouvement de convection compatible avec le schéma de la figure *VI-14c*. Le mouvement se fait dans la direction antisolaire à l'intérieur de l'ovale auroral (qui est la projection de la ligne neutre) tandis qu'il est dans la direction solaire à l'extérieur de cet ovale. La symétrie magnétique entraîne alors l'apparition de deux vortex contrarotatoires dans chaque hémisphère, le long desquels s'organise le mouvement du plasma : on l'appelle convection magnétosphérique.

Toutefois, cette description n'est valable que dans l'hypothèse où la Terre est fixe. Si on rajoute la rotation de la planète, on complique le mouvement du plasma à l'intérieur de la magnétosphère. En effet, le champ électrique magnétosphérique qui contraint la convection du plasma à l'intérieur de la magnétosphère se trouve alors en compétition avec le champ de corotation de la Terre et le mouvement réel du plasma est la superposition des deux champs (voir figure *III-9* pour la trace de la combinaison des deux champs dans le plan équatorial magnétique). On aboutit donc à un schéma de convection global qui définit deux régions distinctes :

- une région où la rotation de la Terre contraint le mouvement du plasma ;
- une région où la convection magnétosphérique contraint le mouvement du plasma.

La première région définit la plasmasphère, que nous avons introduite au chapitre *III*, qui apparaît alors comme une région de tubes de champ fermés où le plasma est en équilibre de pression, et qui se déplace avec la Terre.

La deuxième région correspond à ces tubes de champs qui sont connectés à l'environnement interplanétaire et pour lesquels nous pouvons considérer qu'ils sont ouverts sur le vide. L'équilibre de pression n'y est jamais réalisé et on peut assister à un échappement de particules le long de ces lignes de champ ; c'est le mécanisme du vent polaire que nous décrirons plus loin. On caractérise souvent cette région comme une région de trou de concentration pour les ions légers.

Entre ces deux régions existe une classe de lignes de champ fermées qui sont plus ou moins entraînées par la convection magnétosphérique. Dans l'équilibre qui s'instaure entre le champ magnétique interplanétaire et le champ magnétique terrestre, ces lignes de champ ont une projection dans l'ionosphère qui se situe à haute latitude, près de la région aurorale et une projection dans le plan de l'équateur magnétique qui se situe loin dans la queue. Plus on monte en latitude, plus la convection l'emporte sur la corotation et plus la projection dans le plan équatorial s'éloigne.

Il existe une région où la corotation compense exactement la convection ; le plasma qui s'y trouve est maintenu indéfiniment dans cette région (dans une hypothèse de stabilité de la convection). Comme cette région se trouve dans le côté soir (voir figure *III-9*), les mécanismes chimiques de recombinaison sont prépondérants sur les mécanismes de création par photoionisation et cette région est donc caractérisée par un trou de densité de plasma.

c. Champ électrique de convection

Depuis le début de ce paragraphe, nous associons la trace dans l'ionosphère à celle dans le plan équatorial magnétique, car elles sont les deux faces d'un même phénomène. Dans le chapitre III, nous avons introduit le champ électrique qui naît de l'interaction entre le champ magnétique terrestre et le vent solaire. Ce champ électrique est responsable de la convection du plasma dans la magnétosphère et doit avoir son pendant dans l'ionosphère pour expliquer la convection du plasma ionosphérique.

En effet, la convection du plasma que l'on observe dans l'ionosphère en régions aurorale et polaire n'est possible que si une force impose un mouvement au plasma. Comme l'atmosphère neutre est insensible (initialement) à cette convection, la force doit être d'origine électrique. Il apparaît alors que le champ électrique qui impose la convection ionosphérique du plasma est la projection le long des lignes de champ, que l'on suppose conductrices, du champ électrique présent dans le plan équatorial magnétique. Ce champ électrique de convection dans l'ionosphère est donc une caractérisation de fait du couplage qui existe entre la magnétosphère et le vent solaire.

Pour des raisons de simplicité, nous supposons que l'atmosphère neutre est au repos et qu'elle n'a donc aucun mouvement. Les particules (de charge q) du plasma ionosphérique qui sont baignées dans le champ magnétique terrestre \vec{B} sont soumises à la force de Lorentz dont l'expression dans le référentiel terrestre est :

$$\vec{F} = q(\vec{E}_\perp + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad \text{VI-29}$$

où \vec{v} est la vitesse de convection et \vec{E}_\perp le champ de convection ionosphérique. L'hypothèse de flux gelé de la MHD idéale impose que le champ électrique dans le référentiel lié au mouvement des ions est nul ou, ce qui revient au même, que la force de Lorentz dans le référentiel terrestre est nulle. On en déduit alors la relation entre la convection et le champ électrique :

$$\vec{E}_\perp = -\vec{v} \wedge \vec{B} \quad \text{VI-30}$$

La solution :

$$\vec{v} = \frac{\vec{E}_\perp \wedge \vec{B}}{B^2} \quad \text{VI-31}$$

correspond à la vitesse de dérive dont nous avons déjà discuté au chapitre III (équation III-24), avec cette différence que nous nous trouvons dans l'ionosphère et non dans la magnétosphère. Ainsi que nous l'avons déjà remarqué, cette vitesse est la même pour toutes les particules, puisqu'elle ne dépend que des champs extérieurs et pas de la charge.

Cette convection se fait dans une direction qui est à la fois perpendiculaire à \vec{E}_\perp et à \vec{B} et on l'appelle donc dérive *E croix B*. On en déduit donc que le mouvement des particules est organisé le long des équipotentielles du potentiel électrostatique dont dérive le champ \vec{E}_\perp et dans un plan perpendiculaire au champ magnétique.

Dès lors, on peut aisément déterminer la structure du potentiel électrostatique dans l'ionosphère à partir de la mesure des vitesses des ions dans une région où les conditions de la MHD sont vérifiées, condition qui est remplie au-dessus de 120 km typiquement.

Le radar EISCAT-UHF tristatique permet d'accéder à la convection du plasma en région aurorale entre 62 et 72° de latitude invariante. A partir de la base de données de ce radar, un modèle statistique de convection a pu être développé. La figure VI-15 représente la cartographie des lignes équipotentiels du champ électrique de convection pour une période agitée, déterminée à partir de ce modèle.

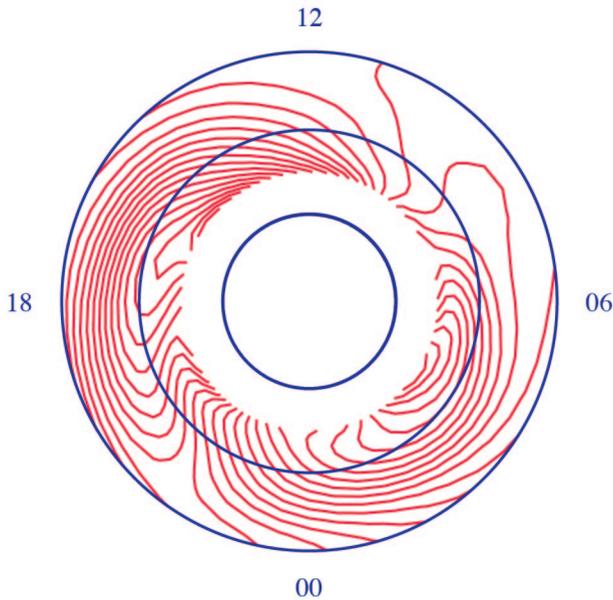


Figure VI-15 : carte des équipotentiels (en rouge) du champ électrique de convection en région aurorale entre 60° et 72° de latitude invariante pour une période active ($K_p > 6$). Le tracé est effectué en coordonnées magnétiques avec le midi local (12) dirigé vers le soleil et le minuit local dirigé dans la direction antisolaire. On a représenté les cercles de latitudes 60°, 70° et 80° (en bleu).

3. LE COUPLAGE ÉNERGÉTIQUE

La réalité du couplage électrodynamique entre l'ionosphère et la magnétosphère est manifeste sur le bilan énergétique des populations du plasma ionosphérique. En effet, malgré une conductivité élevée, l'ionosphère est néanmoins un milieu résistif qui dissipe l'énergie électrique sous forme de chauffage Joule ; la manière dont cette énergie est dissipée varie selon qu'il s'agit d'ions ou d'électrons. Nous allons décrire trois mécanismes différents qui contribuent au chauffage de l'ionosphère et qui montrent la diversité de ce couplage.

a. L'action du champ électrique

i. Chauffage ionique par friction

Lorsque nous avons introduit l'équation du bilan d'énergie à l'équation V-143, nous avons présenté le terme d'échange thermique dans lequel nous avons fait figurer deux contributions. La première a été discutée dans le cas de l'ionosphère diurne est resté évidemment valable pour l'ionosphère des régions aurorales. La seconde contribution mérite d'être détaillée. En effet, la théorie qui conduit à l'établissement des équations de transport utilise la méthode des perturbations pour établir les termes de collisions, qui sont donc des développements à l'ordre 1. Ainsi, dans le cas de l'équation d'évolution de l'énergie, nous ne devrions avoir que la première contribution qui correspond à un réel échange thermique. Cependant, si nous reprenons la description du chapitre IV, nous pouvons affirmer qu'une collision a pour effet principal de décollimater un faisceau, car elle introduit une déflexion des particules. Or que représente l'énergie thermique, si ce n'est la dispersion en énergie du faisceau ? Un faisceau monoénergétique aurait une température nulle, mais s'il subit une déflexion au cours de collisions, la décollimation entraîne une dispersion en vitesse et en énergie de telle sorte qu'après l'événement collisionnel, la température du faisceau est non nulle. Les collisions ont donc fait gagner de l'énergie thermique au faisceau au détriment de son énergie cinétique ; le faisceau est ralenti, mais il est plus chaud. Ce sont ces deux aspects que caractérisent les sections efficaces de transfert de quantité de mouvement et d'énergie. Dans le cas présent, le taux de variation de l'énergie thermique d'une population i de masse m_i entrant en collision avec une population n de masse m_n s'exprime, dans le référentiel du centre de masse :

$$\frac{\delta E_{in}}{\delta t} = v_{in}^E n_n \frac{I}{2} \mu v^2 \quad VI-32$$

où μ est la masse réduite, v la vitesse différentielle entre les deux espèces et v_{in}^E la fréquence de collision de transfert d'énergie, calculée à partir de la section efficace de transfert d'énergie σ_{in}^E introduite au chapitre IV. Or dans ce chapitre, nous avons montré qu'il existe une relation simple entre section efficace de transfert de quantité de mouvement et section efficace de transfert d'énergie. En l'appliquant dans l'équation VI-32, nous arrivons à l'expression suivante :

$$\frac{\delta E_{in}}{\delta t} = v_{in} n_n \frac{m_i m_n}{m_i + m_n} |\vec{u}_n - \vec{u}_i|^2 \quad VI-33$$

où v_{in} est la fréquence de collision de transfert de quantité de mouvement, \vec{u}_i et \vec{u}_n étant les vitesses moyennes des deux espèces. Ce terme correspond à la seconde contribution de l'échange thermique et s'apparente donc à une propriété dispersive des collisions ; c'est un effet de friction.

En général, les vitesses différentielles entre les espèces présentes dans le plasma ionosphérique sont faibles, à l'exception toutefois des espèces légères minoritaires comme H^+ qui n'apportent cependant qu'une contribution mineure au bilan d'énergie. Cependant, deux configurations particulières peuvent rendre cette contribution importante aux hautes latitudes.

En effet, nous avons vu qu'au-dessus de 120 km, les ions sont gelés dans le champ magnétique, de telle sorte que leur mouvement est différencié par rapport à celui de l'atmosphère neutre. Si un vent neutre souffle, les ions ne peuvent pas suivre et une vitesse différentielle apparaît qui, dans les régions polaires, peut atteindre des valeurs importantes ($\sim 1000 \text{ m s}^{-1}$). D'autre part, si l'atmosphère neutre est au repos et qu'un champ de convection est présent dans l'ionosphère, les ions sont mis en mouvement à la vitesse de dérive définie en VI-31. Ces deux effets peuvent apparaître simultanément et ainsi se compenser ou s'amplifier. On a donc une grande variabilité de situations possibles, qui sont étroitement liées à la dynamique de l'atmosphère et de l'ionosphère.

Ces mouvements d'ensemble résultent donc en un chauffage du plasma au travers de l'effet dispersif que nous venons de décrire et comme cet échauffement est local, nous pouvons considérer que du point de vue échange thermique il entraîne un accroissement de la température neutre d'une quantité :

$$\delta T_n = \frac{m_n}{3k_b} |\vec{u}_n - \vec{u}_i|^2 \quad \text{VI-34}$$

qui modifie alors le terme d'échange thermique :

$$\frac{\delta E_{in}}{\delta t} = 3k_b \sum_n n_n v_{in} \frac{m_i}{m_i + m_n} (T_n + \delta T_n - T_i) \quad \text{VI-35}$$

Avec cette représentation, la description que nous avons faite au chapitre V reste valable car, même si les vitesses sont importantes, les mécanismes locaux d'échange d'énergie restent prépondérants.

En fin de compte, l'effet de la friction fait que les neutres apparaissent plus chauds qu'ils ne sont aux ions. Comme dans la basse ionosphère, ils sont thermalisés par ces neutres, la friction leur impose une température supérieure à celle de l'atmosphère neutre de la quantité δT_n .

Si l'origine de la friction est le champ électrique, en supposant que l'atmosphère est au repos et qu'elle se réduit à sa composante majoritaire de masse m_n , on peut écrire :

$$\delta T_n = \frac{m_n}{3k_b} \left(\frac{E_{\perp}}{B} \right)^2 \quad \text{VI-36}$$

soit dans les conditions terrestres un accroissement de température exprimé en Kelvin :

$$\delta T_n = 1,6 \cdot 10^{-2} m_n E_{\perp}^2 \quad \text{VI-37}$$

où m_n est la masse en amu et E_{\perp} le champ électrique en mV m^{-1} . Ainsi, au-dessus de 200 km où l'oxygène est le neutre majoritaire, un champ électrique de 25 mV m^{-1} entraîne un accroissement de la température ionique de 160 K par rapport à la température neutre, un champ de 50 mV m^{-1} un accroissement de 650 K et un champ de 100 mV m^{-1} , qui n'est pas rare en région aurorale, un accroissement de 2600 K.

Ceci n'est pas sans conséquence pour l'ionosphère. En effet, cet accroissement de température résulte de la dérive perpendiculaire à la ligne de champ magnétique et crée donc une anisotropie de comportement du plasma ionosphérique. La conséquence de cette anisotropie est une population ionique qui a une fonction de distribution fortement non maxwellienne avec notamment une température dans la direction parallèle au champ différente de celle dans la direction perpendiculaire.

Par ailleurs, la réaction IV-55 entre O^+ et N_2 , qui conduit à la formation de NO^+ , l'ion majoritaire de la région *FI*, est très sensible au niveau d'excitation de la molécule d'azote. Or plus la température est élevée, plus la molécule est excitée et donc réactive, et le taux de cette réaction est donc extrêmement sensible à l'effet de friction (voir annexe II). La figure VI-16 représente l'évolution du taux de la réaction en fonction de la température de réaction

$$T_r = \frac{T_i + T_n}{2}$$

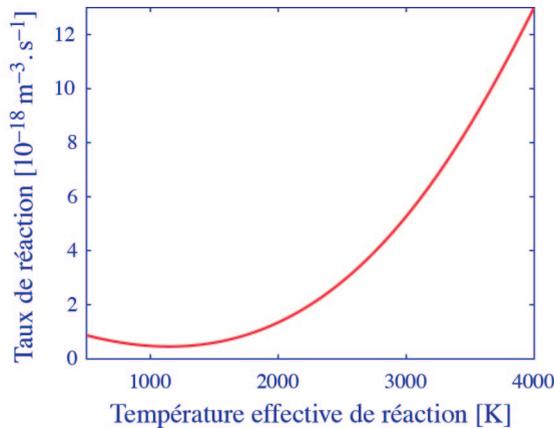


Figure VI-16 : évolution avec la température effective de réaction du taux de la réaction entre O^+ et N_2 qui conduit à la formation de NO^+

On note un fort accroissement du taux de cette réaction avec la température effective de réaction : ce taux croît d'un facteur proche de 25 entre sa valeur minimale (autour de 1000 K) et sa valeur à 4000 K. Si l'on considère que l'on a $T_i = T_n + \delta T_n$, l'impact de la

friction est considérable puisqu'on a $T_r = T_n + \frac{\delta T_n}{2}$ et la valeur à 4000 K correspond alors à

un champ électrique de 150 mV m^{-1} pour une température neutre de 1000 K. Lorsque le taux croît, les ions O^+ ont une durée de vie chimique qui se réduit vis à vis de cette réaction et se transforment rapidement en ions NO^+ beaucoup plus lourds. Ces derniers deviennent donc majoritaires jusqu'à plus haute altitude et déplacent la zone de transition entre ions moléculaires et ions atomiques vers les altitudes supérieures. La figure VI-17 montre l'évo-

lution du profil de composition ionique $p = \frac{n(NO^+)}{n_e}$ au cours d'une perturbation de champ

électrique. Les courbes extrêmes montrent la composition avant (courbe de gauche) et après (courbe de droite) l'application d'un champ électrique d'une amplitude évaluée à 65 mV m^{-1} .

On constate l'effet important du champ sur la composition puisque l'altitude de transition ($p = 0,5$) croît depuis 215 km en période sans champ jusqu'à 255 km lors du maximum de la perturbation.

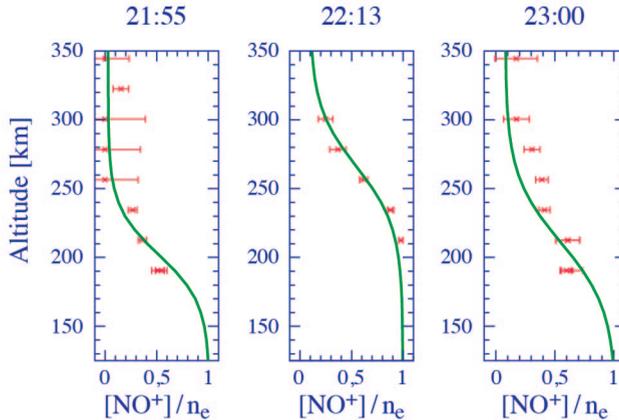


Figure VI-17 : comparaison entre la composition mesurée (croix) et une simulation numérique (ligne pleine) à trois instants différents qui encadrent une perturbation de champ électrique : à 21:55 et 23:00 TU champ électrique faible et maximum de 65 mV m^{-1} à 22:13 TU

L'effet du champ électrique est quasi-immédiat sur la composition ionosphérique mais il n'est sensible réellement que si le champ dépasse 30 mV m^{-1} ($\delta T_n = 250 \text{ K}$).

ii. Chauffage électronique par instabilité

Les électrons sont beaucoup plus légers que les ions et ne sont pas sensibles à cet effet de friction. Par contre, ils sont piégés autour des lignes de champ dès 90 km environ et il est alors possible d'observer un mouvement différentiel entre ions et électrons en présence du champ électrique, qui est interprétable comme un courant dans l'ionosphère.

L'apparition de ce courant est susceptible d'engendrer une instabilité, dite instabilité à deux faisceaux, qui est due au déplacement relatif entre les fonctions de distributions ionique et électronique dans l'espace des phases. Cette instabilité est l'*instabilité de Farley-Buneman* et a pour effet d'exciter des ondes électrostatiques dans la direction du courant. Cette instabilité croît en présence du courant puis sature en entraînant un échauffement des électrons qui, du fait du rapport de masse entre ions et électrons, absorbent la majeure partie de l'énergie associée à l'instabilité.

Pour que cette instabilité soit mise en œuvre, il faut un courant important et donc un grand champ de convection. En région aurorale, ce mécanisme est perceptible pour des champs supérieurs à 50 mV m^{-1} et présente un effet maximal vers 110-120 km.

On peut voir cette interaction entre électron et onde électrostatique comme une collision entre un électron et une particule virtuelle, le plasmon, qui transporte l'énergie de l'instabilité. On peut dès lors modéliser cette interaction par une fréquence de collision

anormale v_e^* ; cette fréquence de collision peut devenir prépondérante devant les autres fréquences de collision et atteindre une fraction non négligeable de la gyrofréquence électronique (10 à 30 %). En utilisant cette approche collisionnelle, on peut alors introduire le terme de chauffage associé à l'instabilité dans l'équation de l'énergie des électrons :

$$Q_e^* = v_e^* n_e m_e (v_d - c_i)^2 \quad \text{VI-38}$$

où v_d est l'amplitude de la vitesse différentielle entre les ions et les électrons et c_i est la vitesse acoustique des ions :

$$c_i^2 = \frac{k_b (T_i + T_e)}{m_i} \quad \text{VI-39}$$

b. L'action du courant aligné

Ainsi que nous l'avons décrit dans le chapitre III, le couplage électrodynamique fait intervenir des courants de particules alignés aux lignes de champ et relie l'ionosphère à la magnétosphère. Ces courants ont un effet direct sur le comportement des électrons.

La formule V-178 qui donne l'expression du flux de chaleur électronique, met en évidence l'effet thermoélectrique auxquels les électrons sont soumis lorsqu'on applique un courant. Le rapport entre la conduction thermique et l'effet thermoélectrique est tel que pour une température de 3000 K et un gradient de 0,3 K km⁻¹ (ce que l'on observe vers 1000 km), un courant aligné de 1 μA m⁻² apporte une contribution au flux de chaleur qui est environ 2500 fois plus importante que la conduction thermique. Comme la divergence du flux intervient dans le bilan énergétique, on a donc une forte sensibilité de la température électronique vis à vis d'un courant aligné. Ainsi, si nous nous plaçons dans les régions aurorales où nous pouvons projeter les équations le long de la verticale (en supposant que le champ magnétique est vertical), nous pouvons écrire au-dessus de la région F la contribution de l'effet thermoélectrique sous la forme :

$$q_e^{th} \approx \frac{k_b T_e}{e} J_{||} \quad \text{VI-40}$$

en notant $J_{||}$ la composante du courant aligné. Or aux altitudes auxquelles on se place, on peut considérer que le courant a une divergence nulle qui résulte du piégeage des particules par le champ magnétique. Nous avons donc :

$$\frac{dJ_{||}}{dz} = 0 \quad \text{VI-41}$$

La contribution de cet effet thermoélectrique au bilan énergétique des électrons devient alors :

$$Q = \frac{2}{3} \frac{1}{k_b n_e} \frac{dq_e^{th}}{dz} = \frac{2}{3} \frac{J_{||}}{en_e} \frac{dT_e}{dz} \quad \text{VI-42}$$

En considérant une situation initiale où la température croît avec l'altitude, un courant positif donne une contribution positive au bilan d'énergie et agit donc comme une source de chaleur pour les électrons : la température va donc croître sous l'effet du courant.

Un courant positif correspond à un mouvement différentiel positif entre ions et électrons, qui résulte généralement de précipitations électroniques d'origine magnétosphérique. Ces précipitations agissent sur la composante thermoélectrique mais également sur la conduction thermique au travers des interactions entre les électrons thermiques et les électrons suprathermiques de basse énergie. Il y a donc un effet cumulatif.

4. UN EXEMPLE DE PERTURBATION ÉLECTRODYNAMIQUE

La figure VI-18 représente un sondage effectué par les radars EISCAT (voir annexe III) dans l'après-midi et dans la soirée du 24 mars 1995. Les radars UHF et VHF fonctionnaient simultanément pendant cette campagne, le radar UHF ayant un axe de visée aligné le long de la direction du champ magnétique et le radar VHF ayant un axe de visée vertical.

Nous avons reporté les résultats du sondage pour l'UHF (panneau du haut) et le VHF (panneau du bas). Pour chacun de radars, nous avons représenté les séquences temporelles de la concentration électronique (N_e), de la température électronique (T_e), de la température ionique (T_i) et de la vitesse ionique le long de la ligne de visée (V_i) pour toutes les altitudes sondées. Enfin, le radar UHF était utilisé en mode tristatique (voir annexe III) et nous avons donc pu reconstituer les vecteurs vitesse ionique et estimer le champ électrique de convection que nous avons reporté sur la figure couleur (composante nord en rouge et est en vert). Nous n'allons pas discuter en détail les observations et nous allons nous concentrer sur quelques aspects.

Durant l'après-midi, jusque vers 19:00 TU, l'activité magnétique est faible et le champ électrique quasiment nul. L'ionosphère que l'on observe est alors caractéristique d'une ionosphère diurne. En particulier, on constate une décroissance de la concentration électronique avec le temps (on est à midi local vers 11:00 TU). Comme nous sommes en hiver, l'angle solaire zénithal est très élevé ($\chi = 80^\circ$ à 15:00 TU et $\chi = 110^\circ$ à 23:00 TU). On remarque que la couche de la région F croît en altitude avec le temps suite à l'accroissement de χ et que la région E disparaît (vers 18:00 TU, on ne mesure plus de concentration électronique à 100 km avec l'UHF). Cette décroissance de la concentration s'accompagne d'une décroissance de la température électronique (panneau du haut) qui résulte de l'amoinissement du chauffage électronique par les photoélectrons. A haute altitude, la température est toujours élevée, tandis qu'à basse altitude, les collisions avec les ions et les neutres contribuent à thermaliser les électrons. De fait, on observe la même tendance pour les ions, puisque ceux-ci sont principalement chauffés par les électrons.

Après 19:30 TU, nous entrons dans l'ovale auroral et l'ionosphère est soumise à de fortes perturbations bien visibles sur tous les paramètres mesurés. La différence de visée entre le VHF et l'UHF montre bien que ces perturbations sont alignées aux lignes de champ magnétique : le radar VHF "voit" l'ionosphère plus au nord par rapport aux lignes de champs dont les pieds se situent au voisinage des radars, alors que l'UHF sonde ces lignes de champ sur plus de 500 km. Nous décrirons donc uniquement les résultats issus de l'UHF.

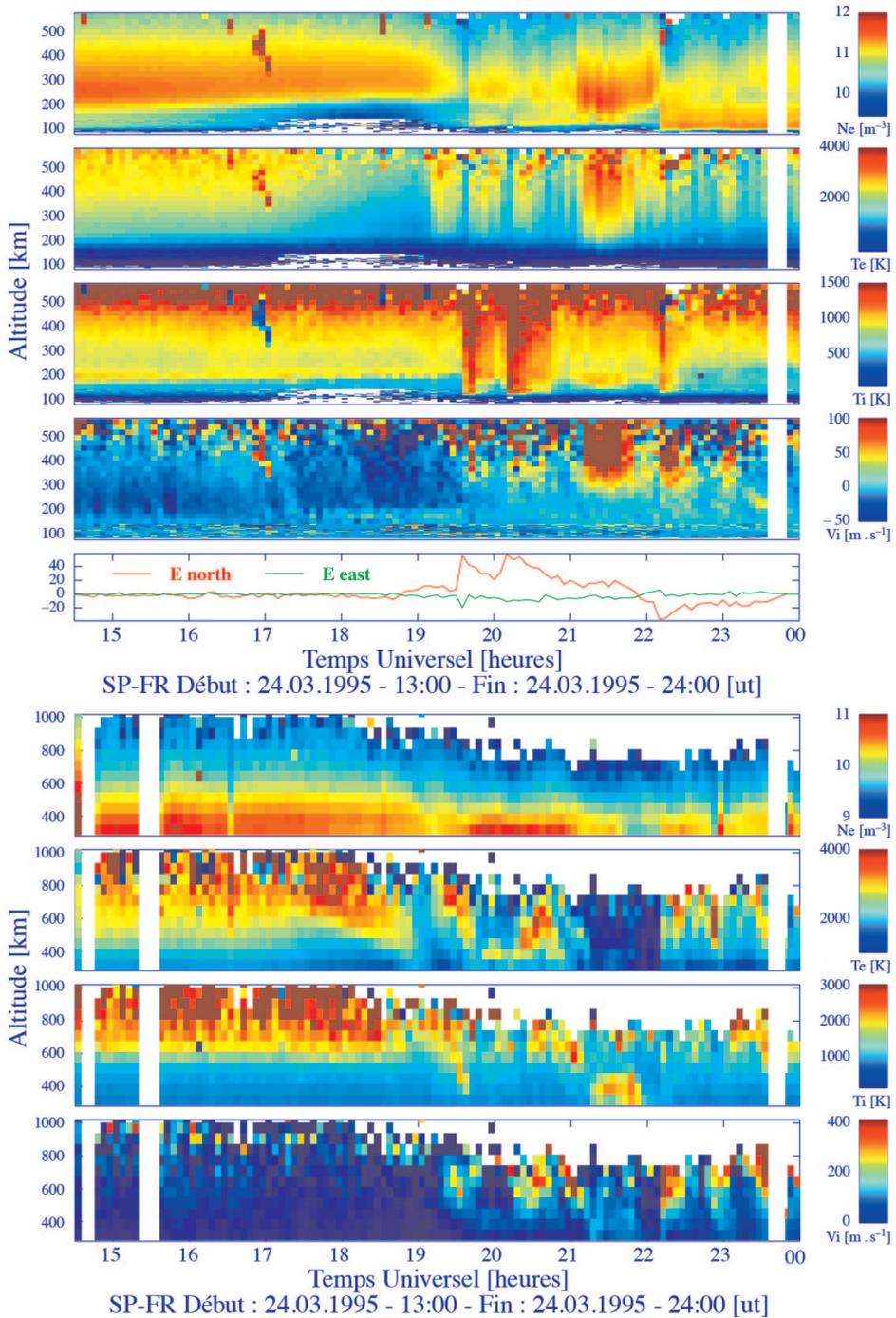


Figure VI-18 : tracés temporels des mesures des paramètres plasmas ionosphériques (n_e , T_e , T_i et v_i) effectuées par les radars UHF et VHF d'EISCAT le 24 mars 1995 en région aurorale

Avant que le champ électrique ne commence à croître, on observe des précipitations électroniques qui produisent des électrons entre 120 et 150 km et chauffent les électrons thermiques à haute altitude. Il s'agit certainement d'un effet de conduction de chaleur qui fait croître le flux de chaleur à l'altitude supérieure et donc également la température. Après cet événement, on en observe un second vers 19:45 TU au cours duquel le champ électrique croît fortement. L'énergie des particules précipitant a changé puisque l'on a une production électronique entre 200 et 300 km, caractéristique de la présence d'électrons de basse énergie. Ceci entraîne un échauffement de la température électronique et l'effet de friction associé à la convection fait croître la température ionique. On constate un faible accroissement de la vitesse ionique, qui laisse supposer la présence d'un courant aligné faible ; l'accroissement de la température électronique pourrait être associé à ce courant. Entre 20:00 et 21:00 TU, on observe une autre perturbation qui produit les mêmes effets. Entre 21:00 et 22:00 TU, l'énergie des particules précipitant change considérablement et alors que l'on a un champ électrique constant, on observe une impulsion de vitesses élevées ; ceci suppose la présence d'un courant aligné qui chauffe les températures électroniques. Après cet événement, le champ électrique décroît en même temps que l'énergie moyenne des électrons précipitants, ainsi que l'atteste la remontée de la couche d'électrons créés. Le profil de composition à 21:55 TU de la figure VI-17 correspond à cette période. Après 22:00 TU, le champ électrique s'inverse en même temps que la direction de la convection (elle était orientée Ouest-Est avant le changement de direction). Les énergies des électrons qui précipitent deviennent beaucoup plus élevées, puisqu'on a une production vers 100 km. L'inversion de champ électrique est associée à un échappement d'ions mais pas à un accroissement significatif de la température électronique. Un chauffage ionique est associé à cet événement de champ électrique : le profil à 22:13 TU de la figure VI-17 montre l'effet de ce champ sur la composition ionosphérique. Après cet événement, le champ électrique décroît et seules des précipitations se maintiennent à des niveaux d'énergie élevée. On observe une production d'électrons à plus haute altitude (et donc plus basse énergie) qui indique un spectre de précipitations à deux sous-populations. La sous-population basse énergie s'intensifie vers 24:00 TU ; le profil à 23:00 TU de la figure VI-17 représente cette phase d'équilibre où l'ionosphère est seulement soumise à des précipitations.

En conclusion de cette description, nous retiendrons essentiellement la formidable dynamique de l'ionosphère dans son couplage électrodynamique avec la magnétosphère. Les phases de production d'ions et de chauffage ionique ou électronique se succèdent avec un rythme qui peut être élevé ; dès que ces actions cessent, l'ionosphère rétablit très rapidement (quelques dizaines de secondes) un équilibre sur les grandeurs énergétiques, mais le recouvrement sur les particules ionosphériques peut prendre beaucoup plus de temps (quelques dizaines de minutes). Les précipitations dont nous voyons la trace sur ces panneaux couleur sont également visibles à l'œil nu puisqu'elles sont la cause des aurores que nous discuterons au chapitre VII.

IV. COUPLAGE IONOSPHERE/THERMOSPHERE : DIFFUSION AMBIPOLAIRE DANS UN CHAMP DE GRAVITE

Nous avons décrit au chapitre V le mécanisme de diffusion de l'ion O^+ dans la région F (équation V-96), où il est l'ion majoritaire. Il est évident que le principe peut être étendu à tout ion de l'ionosphère et même à un ion qui serait une moyenne de toutes les espèces ioniques présentes. De plus, les équations ont été écrites en projection le long de la verticale, mais il est clair que toute projection dans une direction qui fait un angle fixe par rapport à la verticale s'en déduit immédiatement. Ceci s'applique en particulier en région aurorale où le mouvement s'organise le long des lignes de champ, inclinées par rapport à la verticale. Si l'on note I l'angle magnétique qui correspond à l'angle entre la direction du champ et l'horizontale, on peut récrire facilement l'équation de diffusion de l'ion majoritaire le long de la ligne de champ. En notant $v_{||}$ (v minuscule) la vitesse d'un ion le long de la ligne de champ dans le repère du vent neutre, on peut donc écrire l'équation suivante :

$$v_{||} = - \frac{1}{m_i v_{in}} \left(m_i g \sin I + \frac{1}{n_e} \nabla_{||} \{ n_e k_b (T_e + T_i) \} \right) \quad \text{VI-43}$$

où $\nabla_{||}$ exprime le gradient le long de la ligne de champ. Par rapport à l'équation V-96, nous considérons que la température varie avec l'altitude. Notons conventionnellement $T_p = T_i + T_e$ la température plasma. Si on note s l'abscisse curviligne le long de cette ligne de champ, nous avons $dz = \sin I ds$ et nous pouvons donc exprimer le gradient par rapport à l'altitude. Si de plus, nous nous intéressons au mouvement moyen de l'ionosphère, nous pouvons écrire une équation de diffusion pour un ion moyen :

$$v_{||} = - \frac{\sin I}{\langle m_i v_{in} \rangle} \left(\langle m_i \rangle g + \frac{1}{n_e} \nabla_{||} (n_e k_b T_p) \right) \quad \text{VI-44}$$

où les termes entre crochets représentent des moyennes faites sur les différents constituants ioniques. On utilise généralement la vitesse de diffusion ambipolaire v_{diff} définie, le long de la verticale, par :

$$v_{diff} = \frac{v_{||}}{\sin I} \quad \text{VI-45}$$

Cette vitesse de diffusion représente la vitesse à laquelle les ions diffusent verticalement dans un gaz neutre immobile. Si on développe la dérivée de l'équation VI-44, on arrive facilement à l'expression :

$$v_{||} = - \frac{k_b T_p}{\langle m_i v_{in} \rangle} \left(\frac{\langle m_i \rangle g}{k_b T_p} + \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} + \frac{1}{T_p} \frac{dT_p}{dz} \right) \quad \text{VI-46}$$

Cette vitesse de diffusion néglige la contribution de la diffusion thermique (voir dans l'annexe I termes en flux de chaleur dans les collisions de l'équation d'impulsion). si on note λ le coefficient de diffusion thermique et si on introduit la température réduite $T_r = \frac{T_n + T_i}{2}$,

qui est telle que le rapport $\frac{T_i}{T_r}$ vaut 1 quand $T_i = T_n$, l'équation de diffusion devient alors :

$$v_{i||} = -D_a \frac{T_i}{T_r} \left(\frac{\langle m_i \rangle g}{k_b T_p} + \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dz} + \frac{1}{T_p} \frac{dT_p}{dz} + \frac{\lambda}{T_p} \frac{dT_p}{dz} \right) \quad \text{VI-47}$$

D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire que nous avons déjà introduit au chapitre V (équation V-94), mais appliqué à un ion moyen, soit :

$$D_a = \frac{k_b T_p}{\langle m_i v_{i||} \rangle} \quad \text{VI-48}$$

Cette expression de la vitesse de diffusion est très intéressante, puisque la mesure de n_e , T_e et T_i suffit à la calculer. Or, cette mesure se fait à partir de radars géophysiques. Dans le paragraphe suivant, nous montrerons comment la connaissance de la vitesse de diffusion ambipolaire permet, sous certaines conditions, d'accéder au vent neutre le long d'un méridien géomagnétique à partir de la mesure faite par des radars.

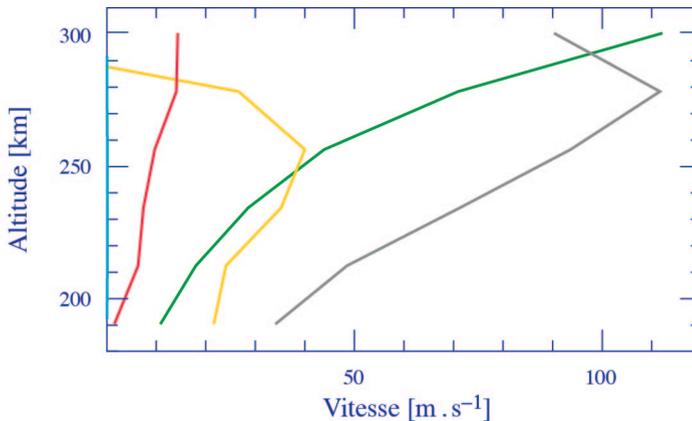


Figure VI-19 : les différentes contribution à la vitesse de diffusion donnée en VI-47

En rouge, nous avons le terme dû à la dérivée de la température de plasma.
En jaune, celui qui porte sur la dérivée de la densité électronique. En vert, nous voyons le terme de gravité. Le terme dû au coefficient de diffusion thermique (bleu) est négligeable. Le trait gris représente la somme.

La figure VI-19 montre la moyenne de la vitesse de diffusion et de ses différentes composantes sur cinq journées consécutives de mesure, en janvier 1993, à partir du radar EISCAT situé dans l'ovale auroral. L'indice décimétrique $f_{10.7}$ varie entre 100 et 110, et l'indice magnétique A_p varie entre 4 et 14 pour ces cinq jours. Nous sommes donc dans des conditions ionosphériques calmes. Sur cette figure, nous constatons que le terme de diffusion thermique joue un rôle négligeable dans l'expression de la diffusion ambipolaire et donc que l'équation VI-46 peut être utilisée à la place de l'équation VI-47 sans grande erreur. Les termes de gravité et de gradient de densité électronique sont les contributions prépondérantes. En particulier, le dernier terme, qui est l'inverse de la hauteur d'échelle du plasma (voir chapitre V), voit son importance varier avec l'altitude et peut devenir très important dans les régions à forte variation de concentration électronique. La diffusion ambipolaire, au cours de cette expérience, est orientée toujours positivement, ce qui correspond à un mou-

vement vers le nord. Les amplitudes peuvent paraître élevées, mais il faut prendre garde qu'il s'agit d'une projection : il faut diviser par 4 en cet endroit de haute latitude pour obtenir la vitesse le long de la ligne de force (équation VI-61). Dans ce cas, la vitesse positive correspond à une diffusion vers le bas.

V. COUPLAGE IONOSPHERE-MAGNÉTOSPHERE : LE VENT POLAIRE

Nous avons vu dans le chapitre V que l'ion minoritaire H^+ diffuse vers les hautes altitudes sous l'action du champ de polarisation induit par la séparation de charges entre les électrons et l'ion majoritaire O^+ . Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à l'échappement qui peut résulter de cette diffusion. Le mécanisme d'échappement concerne principalement des ions légers comme H^+ et He^+ et est de nature très différente de celui qui conduit à l'évaporation thermique discutée au chapitre II. En fait, ce mécanisme s'apparente à celui qui donne naissance au vent solaire (voir chapitre I), et par analogie on l'appelle *vent polaire*. Dans une ionosphère magnétisée, le vent polaire ne peut se développer qu'aux très hautes latitudes, près des pôles magnétiques, dans les régions où les lignes de champ magnétique englobent un volume suffisamment grand pour que le phénomène perdure ; dans la plasmasphère, le vent polaire ne peut être qu'un phénomène transitoire, car l'équilibre de pression dans les tubes de champ y est atteint très rapidement en comparaison des régions des hautes latitudes. Ce phénomène est d'autant plus stable que les lignes de champs sont étirées, et il atteint un paroxysme le long des lignes de champs reconnectées au champ magnétique interplanétaire car les ions sont alors éjectés vers le milieu interplanétaire. En fait le dénominateur vent polaire concerne plus généralement le processus d'extraction des ions de l'ionosphère des hautes latitudes et s'applique à tous les ions. Les mécanismes d'extraction peuvent être de natures diverses et notamment correspondre à des interactions entre ondes électromagnétiques et particules chargées (ions). Nous étudierons ici le vent polaire d'origine thermique dont la seule source d'accélération est le champ de polarisation du plasma, qui n'agit donc que sur les espèces légères et minoritaires de l'ionosphère.

Nous nous placerons dans les mêmes conditions que celles du chapitre V, à savoir à haute latitude au-dessus de la région F , et notamment nous ne considérerons que les projections des équations le long des lignes de champ magnétique que nous supposerons verticales (d'après le paragraphe précédent, nous pouvons dire que c'est vrai à un facteur $\sin I$ près). En considérant que l'état d'équilibre est atteint et que l'ion majoritaire (en l'occurrence O^+ référence 1) est en équilibre hydrostatique, nous pouvons écrire l'équation d'impulsion de l'ion H^+ (référéncé 2) sous la forme :

$$n_2 m_2 u_2 \frac{du_2}{dz} + \frac{d}{dz}(n_2 k_b T_2) + n_2 m_2 g - n_2 eE = -\nu_{21} n_2 m_2 u_2 \quad \text{VI-49}$$

où ν_{21} est la fréquence de collision entre l'ion H^+ et l'ion O^+ et E est le champ de polarisation le long de cette verticale dont nous rappelons l'expression :

$$eE = -\frac{k_b T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dz} = m_1 \frac{T_e}{T_e + T_1} g \quad \text{VI-50}$$

en supposant que O^+ et les électrons ont des températures constantes avec l'altitude. L'hypothèse d'une température constante est assez bien adaptée à la condition de l'équilibre hydrostatique car seule la conduction thermique intervient. Cependant, lorsqu'une espèce a une vitesse d'écoulement importante, comme c'est le cas pour l'ion H^+ dans le vent polaire, le phénomène de diffusion est susceptible de devenir prépondérant par rapport à la conduction et l'hypothèse d'une température constante peut être remise en question. Pour prendre en compte une variation éventuelle de la température avec l'altitude, sans compliquer les calculs outre mesure, nous supposons alors que l'ion H^+ vérifie une équation d'état pseudo adiabatique de la forme :

$$n_2^{1-\gamma} T_2 = \text{constante} \quad \Rightarrow \quad (1-\gamma) \frac{dn_2}{n_2} + \frac{dT_2}{T_2} = 0 \quad \text{VI-51}$$

où γ est un paramètre supérieur à 1 (il s'apparente au rapport des chaleurs spécifiques) ; la condition d'une température T_2 constante peut être traduite par $\gamma = 1$. Cette équation d'état s'ajoute à l'équation de conservation de l'ion H^+ :

$$n_2 u_2 = \text{constante} \quad \Rightarrow \quad \frac{dn_2}{n_2} + \frac{du_2}{u_2} = 0 \quad \text{VI-52}$$

pour donner la condition équivalente suivante :

$$u_2^{\gamma-1} T_2 = \text{constante} \quad \Rightarrow \quad (\gamma-1) \frac{du_2}{u_2} + \frac{dT_2}{T_2} = 0 \quad \text{VI-53}$$

En utilisant la masse effective m_2' de l'ion H^+ définie en V-117, qui inclut l'accélération due au champ de polarisation, on peut récrire VI-49 sous la forme :

$$n_2 m_2 u_2^2 \frac{1}{u_2} \frac{du_2}{dz} + n_2 k_b T_2 \left(\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dz} + \frac{1}{T_2} \frac{dT_2}{dz} \right) + n_2 m_2' g = -v_{21} n_2 m_2 u_2 \quad \text{VI-54}$$

ou :

$$n_2 m_2 u_2^2 \frac{1}{u_2} \frac{du_2}{dz} + n_2 k_b T_2 \left(-\frac{1}{u_2} \frac{du_2}{dz} + (1-\gamma) \frac{1}{u_2} \frac{du_2}{dz} \right) + n_2 m_2' g = -v_{21} n_2 m_2 u_2 \quad \text{VI-55}$$

Pour simplifier cette équation, nous introduisons alors la vitesse du son c_2 de l'ion H^+ :

$c_2^2 = \gamma \frac{k_b T_2}{m_2}$, et nous définissons le *nombre de Mach* $M_2 = \frac{u_2}{c_2}$. Ce nombre vérifie la propriété

suivante :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_2}{M_2} &= \frac{du_2}{u_2} - \frac{1}{2} \frac{dT_2}{T_2} \\ &= \frac{\gamma+1}{2} \frac{du_2}{u_2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow M_2^2 u_2^{-(\gamma+1)} = \text{constante} \quad \text{VI-56}$$

et varie donc dans le même sens que la vitesse. En divisant l'équation VI-55 par $n_2 m_2 c_2^2$, on trouve alors l'équation d'évolution pour M_2 :

$$\frac{\gamma+1}{2} \frac{M_2^2 - 1}{M_2} \frac{dM_2}{dz} = -\frac{m_2' g}{m_2 c_2^2} - v_{21} \frac{M_2}{c_2} \quad \text{VI-57}$$

L'équation ainsi obtenue s'apparente à l'équation de la tuyère de Laval ; elle définit l'évolution du nombre de Mach le long de la direction d'écoulement, qui correspond ici à la verticale. Cette équation est équivalente à l'équation de diffusion V-116, avec cependant une différence concernant l'évolution de la température qui était supposée constante. Toutefois, cette équation est mieux adaptée que l'équation de diffusion pour les écoulements à grandes vitesses qui caractérisent le vent polaire. En effet, si on définit un écoulement subsonique (respectivement supersonique) comme étant un écoulement de nombre de Mach $M_2 < 1$ (respectivement $M_2 > 1$), l'équation VI-57 définit les conditions de transition d'un régime à l'autre et en particulier, elle met en évidence le terme source prépondérant pour le mouvement des ions H^+ en délimitant les régions d'influence des différentes sources. Dans le modèle que nous avons développé, les termes sources correspondent aux actions du champ de polarisation (compensées par la gravité) et de la friction des ions H^+ sur les ions O^+ .

Nous allons discuter les différentes solutions de l'équation VI-57 et en particulier nous allons nous intéresser à la manière dont évolue le nombre de Mach avec l'altitude. La figure VI-20 représente la famille de solutions de cette équation. Nous avons délimité certaines régions et caractérisé les solutions pour faciliter la compréhension du mécanisme mis en jeu. En particulier, les courbes en rouge représentent des écoulements supersoniques, tandis que les courbes en bleu sont les solutions subsoniques.

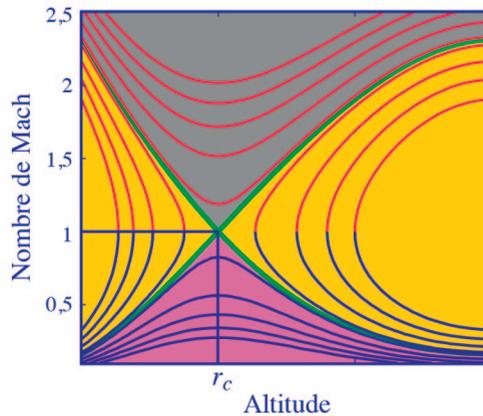


Figure VI-20 : famille de solutions de l'équation VI-57 représentées en coordonnées (altitude ; nombre de Mach)

Le point critique est repéré par r_c . Les écoulements supersoniques (subsoniques) sont représentés en rouge (bleu). Les différentes régions sont discutées dans le texte.

Aux basses altitudes, près de la région de production des ions H^+ , la vitesse d'écoulement est faible de telle sorte que la condition $M_2 < 1$ est vérifiée ; M_2 décroît alors avec l'altitude si le membre de droite est positif, tandis que M_2 croît si ce membre est négatif. Or le membre de droite est constitué par la somme des deux sources que nous venons d'identifier et donc, comme ces sources sont de signe opposé, le signe du membre de droite caractérise le terme prépondérant dans l'accélération de l'ion H^+ .

L'hypothèse de positivité correspond à :

$$-\frac{m_2'}{m_2} g > v_{21} u_2 \quad \text{VI-58}$$

et se traduit donc par une accélération verticale due au champ de polarisation, qui est alors plus importante que la friction de l'ion H^+ dans l'ion O^+ . Les ions H^+ ont donc tendance à s'établir en équilibre hydrostatique car avec un nombre de Mach inférieur à 1, les processus thermiques dominent ; leur nombre de Mach et en conséquence leur vitesse, décroît avec l'altitude. La solution extrême, avec une friction négligeable ($M_2 = 0$) est la deuxième solution de l'équation de diffusion du chapitre V, qui donne à l'ion H^+ une hauteur d'échelle négative (correspondant à la masse effective négative m_2'). La concentration de l'ion croît avec l'altitude alors que celle de l'ion majoritaire décroît. Cet ion minoritaire devient donc majoritaire à haute altitude et les équations précédentes tombent en défaut dès que l'ion ne peut plus être considéré comme minoritaire.

Sur la figure VI-20, les solutions correspondent aux courbes en bleu dans la région $r > r_c$. Etant donné la structure de l'équation et la forme des termes sources, on peut affirmer que si la condition de positivité est réalisée à une certaine altitude, elle l'est à toute altitude supérieure et donc, si le nombre de Mach décroît à une altitude, il décroît au-delà. En effet, la force de friction dépend de la concentration de l'ion majoritaire qui a une hauteur d'échelle beaucoup plus petite que la hauteur d'échelle du terme d'accélération. Par conséquent, si la positivité est assurée à une altitude, elle l'est également à toute altitude supérieure ; la dépendance de la friction vis à vis du nombre de Mach ne fait qu'accroître ce phénomène. De fait, on observe que toutes les solutions décroissent continûment.

L'hypothèse de négativité traduit le fait que le mécanisme de diffusion de l'ion H^+ dans l'ion O^+ contrôle le mouvement de l'ion minoritaire. La solution extrême correspond à la première solution de l'équation de diffusion du chapitre V qui donne un ion qui diffuse avec la hauteur d'échelle du plasma. Nous verrons plus loin à quelle courbe correspond cette solution. Dans cette configuration, la vitesse croît donc avec l'altitude dans la région où la friction domine. Cette condition est nécessaire pour l'établissement du vent polaire, mais nous allons voir qu'elle n'est pas suffisante.

Sur la figure VI-20, les solutions correspondantes sont les courbes en bleu situées dans la région $r < r_c$. Tant que la négativité est assurée, les ions H^+ peuvent diffuser avec une vitesse croissante, ainsi que le montrent les courbes. Parmi les solutions, on peut distinguer deux classes de courbes. D'une part, on trouve des courbes dans la région rose qui restent avec un nombre de Mach inférieur à 1 et d'autre part, on a des courbes dans la région jaune qui atteignent la valeur $M_2 = 1$. On peut associer ces classes aux deux cas suivants, respectivement :

- à une altitude donnée pour laquelle on a $M < 1$, la condition de positivité se réalise ;
- la condition de négativité est réalisée jusqu'à $M = 1$.

Nous avons vu que si la condition de positivité se réalise à une altitude, elle est réalisée à toute altitude supérieure. Par conséquent, dans le premier cas, nous pouvons affirmer qu'au-dessus du point où la condition s'inverse, le nombre de Mach décroît. C'est ce que l'on observe dans la région rose où le nombre de Mach croît pour $r < r_c$ et atteint un maximum

au point critique r_c pour décroître au-delà ; le point critique correspond à l'altitude où la friction cède le pas à l'accélération. De fait, on peut généraliser cette propriété à toute la figure et caractériser le point critique comme étant l'altitude où accélération et friction se compensent exactement : les altitudes inférieures à r_c correspondent à une région où la friction domine (négativité) et les altitudes supérieures à r_c correspondent à une région où l'accélération domine (positivité).

D'après ce que nous venons de discuter, les courbes de la région rose peuvent donc être décrites dans leur totalité et rassemblent toutes les solutions de l'équilibre diffusif présentées au chapitre V. En particulier la courbe $M_2 = 0$ correspond à l'équilibre hydrostatique et la courbe en vert qui sépare la région jaune de la région rose pour $r < r_c$ correspond à la solution de diffusion à flux limite avec la hauteur d'échelle du plasma. Il apparaît alors que les solutions de la région jaune ne sont pas physiques car elles correspondraient à un écoulement avec une hauteur d'échelle inférieure à celle du plasma. De plus, les trajectoires de cette région ne pourraient être décrites que dans la portion où le nombre de Mach est inférieur à 1 (partie verte). En effet, elles se situent dans une région où la négativité est assurée partout et donc, si le nombre de Mach devenait plus grand que 1, l'équation VI-57 nous permet d'affirmer qu'il devrait décroître (voir plus loin) et par conséquent stagner à $M_2 = 1$. Les courbes en rouge dans la région jaune pour $r < r_c$ correspondent à des écoulements physiques initialement supersoniques dont le nombre de Mach décroît dans la région où la friction domine. Ces écoulements ne sont donc pas adaptés au vent polaire qui est initié avec un nombre de Mach faible.

De ce que nous venons d'expliquer, il ressort essentiellement que seule la courbe en vert permet d'atteindre le point critique et d'assurer une transition d'un écoulement subsonique vers un écoulement supersonique. En effet au point critique, la courbe en vert vérifie $M_2 = 1$ et les termes sources se compensent exactement. Au-delà du point critique, la positivité est assurée car nous sommes dans la région de prédominance de l'accélération. Nous avons alors deux possibilités pour l'évolution du nombre de Mach de l'écoulement. Si le nombre de Mach immédiatement au-dessus du point critique est inférieur à 1, ce que nous avons écrit nous permet d'affirmer que ce nombre décroît au-delà du point critique. C'est la courbe en vert qui sépare la région rose de la région jaune pour $r > r_c$. En fait cette solution n'est qu'asymptotique et correspond à une situation où le nombre de Mach est très voisin de 1 tout en restant inférieur à 1. Les courbes en bleu de la région jaune pour $r > r_c$ correspondent à des écoulements subsoniques initiés dans la région où l'accélération domine et ne correspondent donc pas à des solutions adaptées au vent polaire. Si le nombre de Mach 1 est atteint au point critique et qu'il est supérieur à 1 juste au-dessus de ce point, alors l'évolution du nombre de Mach au-delà du point critique suit le signe du terme source, d'après VI-57 : si le terme source est positif, le nombre de Mach croît tandis qu'il décroît s'il est négatif. La variation est ainsi l'inverse de ce qu'elle est dans la région subsonique. Dans le cas de la tuyère de Laval, on retrouve cette particularité où la section droite A de la tuyère joue le rôle de terme source : après franchissement du col de la tuyère, caractérisée par la section minimale, si le nombre de Mach est supérieur à 1, il croît lorsque la tuyère s'évase, le point sonique étant atteint au col.

La courbe en vert représente donc la seule solution qui permet d'aller d'un écoulement diffusif subsonique vers un écoulement supersonique. Les courbes en rouge dans la région verte correspondent à des solutions physiques où le nombre de Mach initial est plus grand que 1 et ne sont donc pas associées au vent polaire. De même la courbe en vert qui sépare la région jaune de la région verte pour $r < r_c$ n'est pas représentative du vent polaire.

En fin de compte, on peut associer au vent polaire deux familles de courbes :

- la famille de courbes de la région rose ; dans ce cas l'écoulement reste subsonique et tend vers 0 au fur et à mesure que l'on s'élève en altitude. On parlera alors plutôt d'une brise polaire ;
- la courbe en vert croissant avec l'altitude qui franchit le point critique. Cette courbe est la caractéristique du vent polaire. On peut noter que le point critique est à l'intersection des deux courbes en vert, solutions de l'équation VI-57. De ce point de vue, il constitue donc un point singulier pour cette équation qui peut être levé si on considère l'équation complète avec la dérivée temporelle.

Le mécanisme du vent polaire peut alors être résumé ainsi : au-dessus de la région de production de l'ion H^+ , le phénomène de diffusion dans l'ion majoritaire O^+ fait croître la vitesse de l'ion H^+ . A une altitude qui dépend fortement de la concentration de l'ion majoritaire O^+ , la vitesse est suffisamment grande pour que l'on atteigne $M_2 = 1$ et alors en ce point critique, la friction et l'accélération se compensent exactement. Au-delà de ce point, l'accélération due au champ de polarisation continue d'accélérer les ions qui peuvent ainsi atteindre puis dépasser la vitesse de libération, échappant ainsi à l'attraction gravitationnelle.

Il faut être conscient que nous décrivons le vent polaire thermique dans la région où l'approche fluide peut être considérée comme valable. De ce fait, le gain en énergie envisageable pour les ions est inférieur à 10 eV. Ce mécanisme d'extraction est en général relayé à haute altitude par des mécanismes qui peuvent apporter des gains énergétiques de plusieurs centaines d'eV, voire du keV. Si on intègre ces mécanismes potentiels dans les sources de l'équation VI-57, les courbes en rouge qui se situent dans la région jaune pour $r > r_c$ correspondent à des solutions où les ions, initialement subsoniques (ils ont une courbe représentative dans la région rose), subissent une accélération brutale qui les placent dans des conditions d'échappement supersonique. De même les courbes en bleu de cette région jaune pour $r > r_c$, que nous avons dissociées du mécanisme du vent polaire, peuvent correspondre à une solution où l'échappement, initialement supersonique (courbe représentative en vert), devient brutalement subsonique (franchissement d'une onde de choc) ; ce phénomène peut correspondre à des situations où les conditions de pressions à l'infini ne sont brusquement plus compatibles avec un écoulement supersonique (phénomène transitoire de remplissage d'un tube de champ dans la plasmasphère après un sous-orage magnétique).

La description que nous venons de faire est toutefois un peu simplificatrice, en ce sens que nous n'avons considéré comme termes sources que l'accélération due au champ électrique de polarisation et la friction des ions H^+ dans les ions O^+ . En fait d'autres sources comme la diffusion thermique, très importante dans le cas de l'ion H^+ , ou le développement d'une anisotropie de pression de cet ion peuvent modifier les conditions de transition subsonique/supersonique, notamment en déplaçant l'altitude du point critique. Toutefois, ces

sources supplémentaires ne remettent pas en cause le principe physique qui initie le vent polaire et que nous avons discuté.

La figure VI-21 ci-dessous présente les résultats d'une simulation de l'échappement des ions H^+ dans les conditions du vent polaire. Sur la figure de gauche, on a représenté le profil du nombre de Mach en identifiant la transition $M_2 = 1$. Sur la figure de droite, on a représenté les sources correspondant à l'accélération due au champ de polarisation et à la friction de l'ion H^+ dans l'ion O^+ (en fait l'opposé de cette friction) et on a identifié l'altitude où les deux termes se compensent. Nous constatons qu'il y a une différence d'altitude entre les deux points qui, dans le calcul que nous avons développé sont identiques. Cette différence provient du terme de diffusion thermique qui a pour effet principal de réduire la valeur effective de la fréquence de collision entre l'ion H^+ et l'ion O^+ d'un facteur proche de 2. La diffusion qui est associée est alors moins importante et le développement de la vitesse est plus faible en fonction de l'altitude ; il faut donc aller à plus haute altitude pour atteindre des vitesses qui permettent de franchir le point critique.

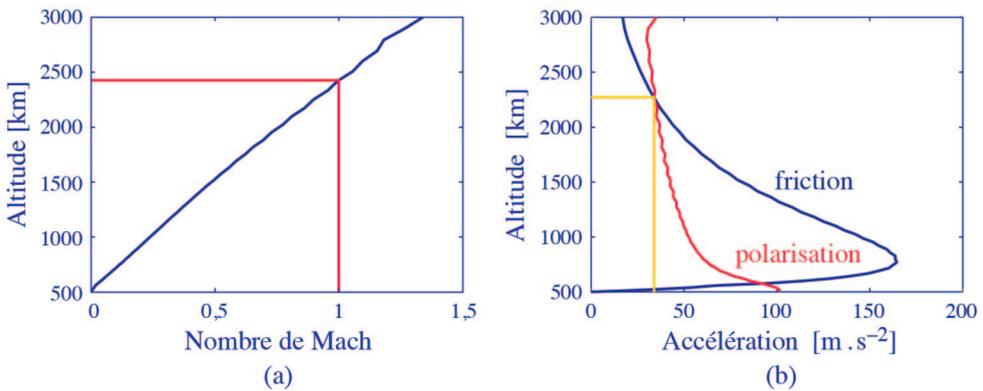


Figure VI-21 : profils verticaux pour l'ion H^+ , (a) du nombre de Mach et (b) des termes d'accélération dus à la gravité et au champ de polarisation (courbe référencée polarisation) et à la friction de l'ion H^+ dans l'ion O^+ (courbe référencée friction)

En introduisant les effets d'anisotropie de pression, on trouve que le point critique correspond à une valeur de nombre de Mach supérieure à 1 (elle est proche de 1,1). Cette variation s'explique en partie par la définition que l'on adopte pour le nombre de Mach : on le définit avec une température supposée uniforme alors que l'anisotropie introduit des températures différentes suivant les directions.

La figure VI-22 représente la simulation de trois écoulements de l'ion H^+ . A gauche, on a représenté les profils de concentration des ions H^+ et O^+ correspondant à ces trois écoulements, et à droite, on a représenté le nombre de Mach de ces écoulements. La courbe en jaune correspond à l'équilibre hydrostatique et on note que le nombre de Mach correspondant est très faible. La courbe en bleu correspond à un écoulement diffusif dont le nombre de Mach reste subsonique et culmine vers 1800 km. Enfin, la courbe en rouge correspond aux conditions d'échappement du vent polaire. On constate que lorsque le nombre de Mach

reste subsonique, l'ion H^+ devient majoritaire à basse altitude et que l'altitude à laquelle il devient prépondérant dépend essentiellement du nombre de Mach maxima atteint (donc de la concentration de l'ion majoritaire) : plus ce nombre est élevé, plus l'altitude de transition entre H^+ et O^+ est élevée. Par contre, lorsque l'écoulement est supersonique, l'ion H^+ reste minoritaire jusqu'à très haute altitude, adoptant la hauteur d'échelle du plasma. La différence que l'on observe sur l'ion O^+ provient des conditions légèrement différentes utilisées pour le profil correspondant à l'échappement supersonique.

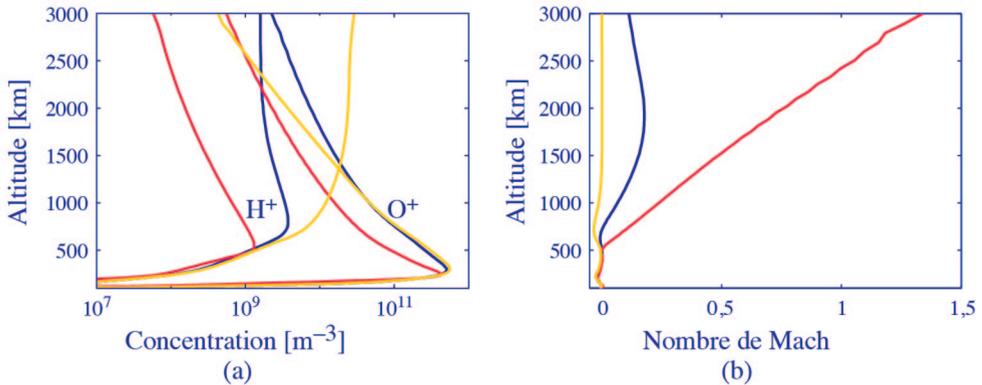


Figure VI-22 : profils verticaux (a) de la concentration des ions O^+ et H^+ et (b) du nombre de Mach pour trois écoulements de l'ion H^+ : équilibre hydrostatique en jaune, équilibre diffusif en bleu et vent polaire en rouge

En fait, la caractéristique principale du vent polaire est que lorsqu'il existe et qu'il est stable, l'écoulement devient supersonique et l'ion H^+ est en échappement avec un flux limite imposé par la hauteur d'échelle de l'ion majoritaire O^+ . Dans la région d'écoulement subsonique, l'ion peut être considéré comme collisionnel alors qu'on peut le considérer non collisionnel dans la région d'échappement supersonique. Ces traits du vent polaire que nous avons particularisé en étudiant l'ion H^+ s'appliquent évidemment à tous les ions qui peuvent être accélérés comme l'ion He^+ , mais le phénomène est beaucoup moins marqué sur les autres espèces du fait de leur rapport de masse avec l'ion majoritaire O^+ . Cet échappement constitue une perte sèche d'ions H^+ et donc d'hydrogène atomique neutre. Cependant, la source d'hydrogène dans l'atmosphère est essentiellement le groupe hydroxyle OH et la molécule H_2O qui ont un réservoir quasiment infini sur Terre ; cette perte est donc largement compensée.

VI. CALCUL DU VENT MÉRIDIEN : L'IONOSPHERE, TRACEUR DE LA THERMOSPHERE

L'atmosphère n'est pas composée de deux parties indépendantes, l'une neutre et l'autre ionisée ; il existe entre la thermosphère et l'ionosphère, des couplages de divers ordres. Munis de la connaissance de la vitesse de diffusion des ions dans le gaz neutre, nous allons

voir à présent qu'il est possible, à partir de la connaissance de paramètres purement ionosphériques, d'accéder à des données thermosphériques.

Les radars géophysiques dits « à diffusion incohérente » mesurent les températures ionique et électronique, la densité électronique, et la vitesse des ions le long de la ligne de visée (voir annexe III). Nous désirons étudier comment cette mesure permet d'accéder à des paramètres de l'atmosphère neutre. Pour cela, nous considérons le fait que le gaz neutre est beaucoup plus dense que le gaz ionisé et donc que la thermosphère impose ses mouvements à l'ionosphère à travers les collisions. Pour l'observateur au sol, le vent ionique observé le long de l'axe parallèle au champ magnétique est la somme du vent neutre plus la diffusion ambipolaire des ions dans les neutres, le tout projeté sur la ligne de visée. Pour des raisons qui apparaîtront clairement au cours du calcul, la ligne de visée sera considérée parallèle à la ligne locale du champ magnétique. La géométrie de ce problème est montrée sur la figure VI-23.

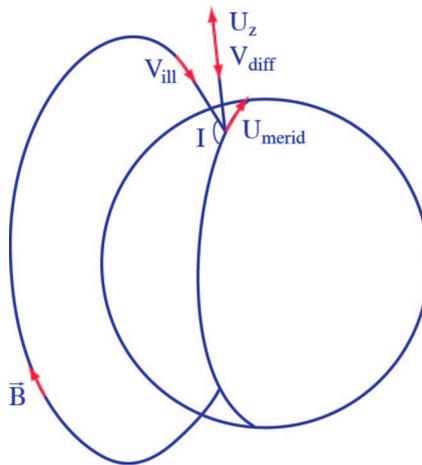


Figure VI-23 : coordonnées pour le calcul du vent méridien. I représente l'angle magnétique.

Sur cette figure, comme dans tout ce paragraphe, nous distinguons ce qui est vent ionosphérique (ionique) de ce qui est vent neutre de la façon suivante : V (V majuscule) désignera une composante ionosphérique dans le repère de la Terre, et U une composante thermosphérique. Les projections de la figure VI-23 conduisent à :

$$V_{ill} = U_{merid} \cos I + v_{diff} \sin I - U_z \sin I + U_{zonal} \cos \frac{\pi}{2} \quad \text{VI-59}$$

I est l'angle magnétique, c'est à dire l'angle entre la ligne de force du champ magnétique de l'horizontale. U_{merid} est le *vent méridien*, c'est à dire le vent neutre le long d'un méridien géographique, positif vers le nord. U_z est le vent vertical, positif vers le haut, nul en moyenne sur 24 heures, mais pouvant atteindre plusieurs dizaines de mètres par seconde en région F . U_{zonal} est le vent est/ouest, positif vers l'est : sa projection sur la ligne de force du champ magnétique est nulle, ce qui signifie que les mesures par radar géophysiques ne permettent pas d'estimer cette composante du vent neutre.

L'équation VI-59 peut se récrire :

$$U_{merid} = -\frac{V_{ill}}{\cos I} - v_{diff} \tan I + U_z \tan I \quad \text{VI-60}$$

U_z n'est en général pas connu. Mais puisqu'il est nul en moyenne (par exemple sur 24 heures), on peut prendre la moyenne de l'équation VI-60 pour obtenir :

$$\langle U_{merid} \rangle = -\frac{\langle V_{ill} \rangle}{\cos I} - \langle v_{diff} \rangle \tan I \quad \text{VI-61}$$

La vitesse de diffusion parallèle a été calculée au paragraphe IV (équation VI-47). Elle dépend uniquement de la densité électronique, et des températures électroniques et ioniques. Ainsi, la mesure des paramètres de l'ionosphère permet de déduire les caractéristiques moyennes du vent méridien. Sur la figure VI-24, nous avons fait figurer à la fois la vitesse de diffusion et la vitesse parallèle, ainsi que le vent méridien déduit. Ces résultats correspondent à des mesures effectuées par le radar EISCAT lors de la même campagne d'expérimentation que celle utilisée pour le calcul de la vitesse de diffusion : 5 jours consécutifs en janvier 1993. Nous avons tracé ces vents à 250 km d'altitude. Nous pouvons voir que si la diffusion ne peut pas être négligée, elle joue cependant un rôle secondaire. Ainsi, *le couplage dynamique se fait de la thermosphère vers l'ionosphère, le gaz neutre entraînant le gaz ionisé et non le contraire*. L'ionosphère peut donc être considérée comme un traceur des vents thermosphériques.

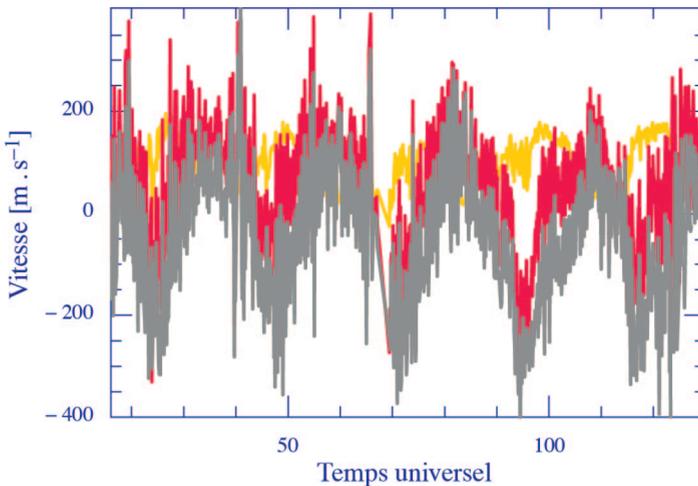


Figure VI-24 : la vitesse de diffusion est dessinée en jaune, la vitesse ionique projetée en rouge et le vent méridien en gris. Le temps est en heures.

Lors de ces jours calmes, nous avons des vitesses neutres qui varient typiquement de 200 à -200 m.s⁻¹ (soit ± 720 km/h !). Pendant des jours agités, ces vitesses peuvent doubler. D'autre part, on distingue nettement des oscillations des vitesses neutres sur une échelle de quelques dizaines de minutes, avec des amplitudes de variation de plusieurs dizaines de mètres par seconde.

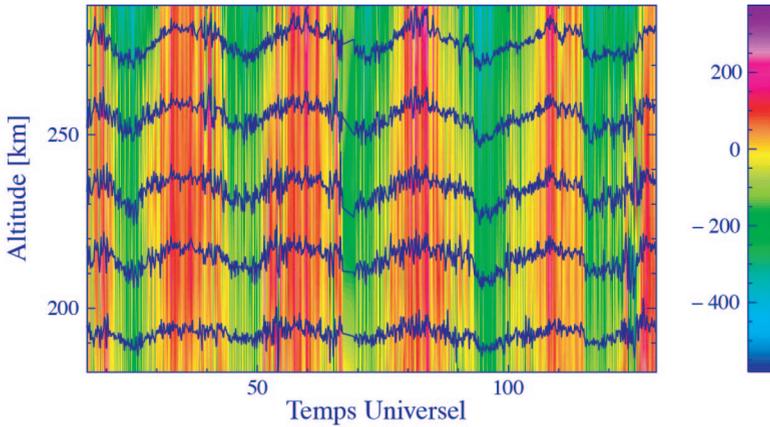


Figure VI-25 : vent méridien calculé à partir des mesures du radar EISCAT pendant cinq jours d'observations

Les heures sont exprimées en temps universel, à partir du premier jour d'expérience (25 TU = une heure du matin le second jour). Il y a une heure d'avance du temps local sur le temps universel en Norvège, l'hiver. Un vent positif (rouge) va vers le nord. Les valeurs en rouge correspondent à un vent vers le nord de 200 ms^{-1} et les valeurs vertes à un vent vers le sud de 200 ms^{-1} .

La figure VI-25 montre l'évolution du vent méridien à diverses altitudes. Le vent méridien évolue vers le nord autour de midi et vers le sud pendant la nuit. A partir des données radar, il est possible de connaître l'évolution du vent pendant tout un cycle solaire. C'est ce qui est représenté sur la figure VI-26.

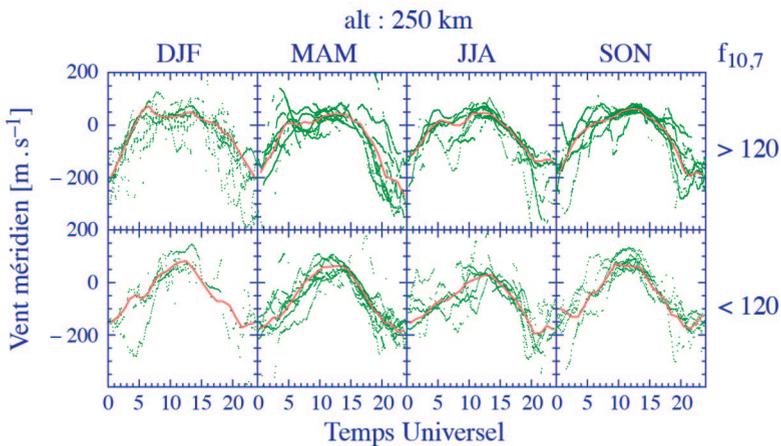


Figure VI-26 : évolution du vent méridien (positif vers le nord) en fonction de la saison et de l'activité solaire à haute latitude pendant un cycle solaire

Les lettres DJF, MAM, JJA et SON correspondent aux premières lettres des mois de l'année.

Ce dessin montre en points le vent méridien calculé à partir des données radar à haute latitude. La base de données comporte, à chaque altitude, 24948 points répartis sur onze années (soit un cycle solaire) allant de 1984 à 1995. Le trait rouge est une moyenne des points, qui montre l'évolution du vent. Nous ne montrons que l'altitude 250 km, pour des fortes activités solaires en haut, et faibles en bas. Les conclusions sont que le maximum vers le nord est plus élevé en automne et hiver qu'au printemps ou en été. L'activité solaire importante retarde de plusieurs heures le passage du vent d'une direction sud à une direction nord. Enfin, lors d'activité faible, deux maxima vers le nord se dégagent en toute saison.

VII. DYNAMIQUE THERMOSPHERIQUE

La dynamique grande échelle de la thermosphère a été présentée dans le chapitre II. Dans ce paragraphe, nous continuons d'étudier l'ionosphère, traceur de la thermosphère, pour les marées et les ondes de gravité. Seule l'étude optique permet d'en connaître les tendances verticales ou dans la direction est/ouest, qu'on appelle zonale. Nous allons montrer ces tendances, et nous donnerons un aperçu du phénomène des marées thermosphériques.

I. LES MARÉES THERMOSPHERIQUES

Au chapitre II, nous avons vu qu'à l'encontre des marées océaniques, la source majeure des *marées thermosphériques* est l'échauffement diurne de l'ozone stratosphérique : elles trouvent donc leur origine au bas de la thermosphère, et non en haut, à travers l'absorption de l'ultraviolet proche par l'ozone stratosphérique et, dans une moindre mesure, l'absorption de l'infrarouge solaire par la vapeur d'eau troposphériques. Elles n'en sont pour autant pas plus simples que les marées océaniques. En effet, les gradients de température et de pression y jouent un rôle bien plus grand que dans la mer. L'absorption de l'énergie (en particulier du rayonnement solaire) par les différents composants de l'atmosphère tempère ou accentue ces gradients. Ainsi, les fréquences observées pour les marées thermosphériques ne se limitent pas à 24 et 12 heures (même si ce sont les deux plus importantes), et leurs phases varient avec l'altitude. La théorie mathématique des marées dépasse le cadre de cet ouvrage. Remarquons que la thermosphère étant un gaz, température, pression, vitesse, et densité y sont liées, et les marées peuvent y être étudiées sur n'importe laquelle de ces composantes. Le lien fort qui existe entre thermosphère et ionosphère fait qu'une fois encore, cette dernière peut servir de traceur à la première. La figure VI-27 montre les trois oscillations principales de ces marées sur les vitesses neutres parallèlement au champ magnétique, moyennées sur cinq jours de mesures avec le radar auroral EISCAT (12-16 février 1990). La vitesse neutre a été déduite de la mesure ionosphérique au moyen du développement du paragraphe précédent. On distingue les composantes diurne, semidiurne, dites aussi "solaires" car elles trouvent principalement leur origine dans l'éclairement solaire, et terdiurne, appelée aussi "lunaire". On voit que l'amplitude moyenne des marées est de 30 m s^{-1} à 230 km pour la composante diurne, de 12 m s^{-1} pour la composante

semidiurne, et de 6 m s^{-1} pour la composante terdiurne. La variation de la température neutre due aux marées, à la même altitude, est de 40 à 100 K selon l'activité solaire.

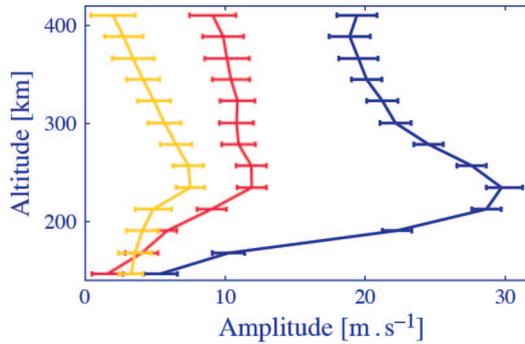


Figure VI-27 : mesure des marées ionosphériques

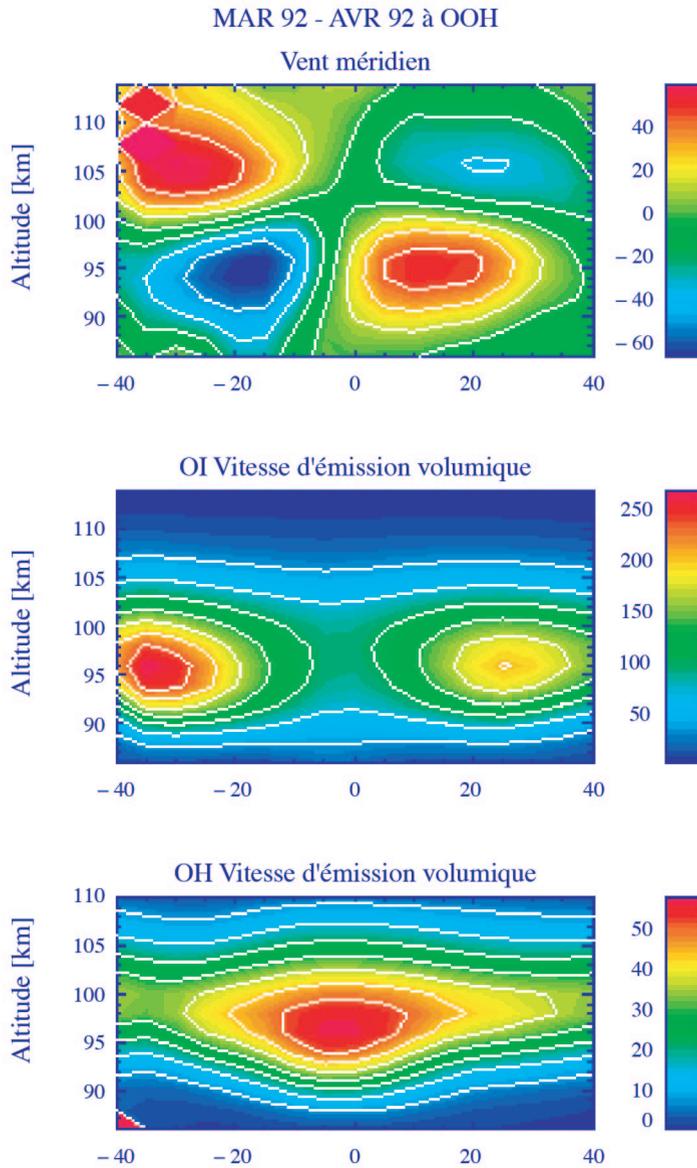
La composante diurne est en bleu, la composante semi-diurne en rouge et la composante terdiurne en jaune.

De façon générale, les marées sont des oscillations périodiques qui affectent l'ensemble du globe. Dans la mésosphère, elles ont une amplitude typique de 50 m.s^{-1} . Les composantes zonales et méridiennes y sont déphasées d'un quart de phase. La composante diurne est prépondérante à basses latitudes, tandis que la composante semi-diurne prédomine aux latitudes moyennes.

Ce n'est que récemment qu'on a pu mesurer les marées sur l'ensemble du globe. Sur la figure VI-28 nous montrons les vents méridiens mesurés par l'interféromètre WINDII (CNES/CSA/NASA) à bord du satellite d'observation de l'atmosphère terrestre UARS. Ces données sont déduites de la mesure de la raie 1S de l'oxygène atomique et du rayonnement de OH dans la mésosphère et la basse thermosphère. L'équateur constitue une barrière pour ces vents. Dans cette région, l'atmosphère est divisée verticalement en régions convergentes et divergentes, selon la longueur d'onde de la marée (figure du haut). Pendant la période d'observation, (printemps 1992), la couche nocturne d'émission de O(1S) se trouve dans une région divergente, et possède donc un minimum d'intensité (figure du milieu), tandis que la couche d'émission de OH, qui se trouve dans une région principalement convergente, possède un maximum à l'équateur (figure du bas).

2. ONDES DE GRAVITÉ

Le fait de considérer l'ionosphère comme traceur de la thermosphère a contribué à d'importantes avancées dans l'étude des *ondes de gravité*. Ces ondes font parties des diverses irrégularités de l'ionosphère, et sortent du cadre de ce livre, aussi n'en ferons-nous qu'une description sommaire.



**Figure VI-28 : mesure des marées ionosphériques
par l'interféromètre WINDII à bord du satellite UARS**
L'axe horizontal représente la latitude géographique (crédit NASA)

Dans les années soixante, diverses mesures révélèrent que des ondes se propageaient dans la thermosphère, avec des variations de températures. Mais à l'inverse d'ondes acoustiques, leurs périodes relativement grandes – jusqu'à trois heures – et les longueurs d'onde en jeu, supérieures à 100 km, font que dans leur modélisation, la gravité ne peut pas être négligée dans l'équation du mouvement face au gradient de pression. On nomma alors ces ondes *ondes*

de gravité. D'autres perturbations, concernant cette fois l'ionosphère, existaient de la même sorte, se propageant avec des variations de densité, de vitesse et de température. Pour bien distinguer le phénomène thermosphérique et les effets ionosphériques, on appelle parfois ces derniers des *perturbations ionosphériques mobiles*. La relation entre les ondes de gravité et les perturbations ionosphériques a été mise en évidence seulement récemment : il fallut que des observations de types différents - et donc d'instruments différents et coordonnés - montrent que ces deux types de perturbations sont corrélés. Puis il fallut que la modélisation explique cette corrélation.

Il s'agit d'ondes déclenchées par une perturbation locale dans la haute atmosphère, et qui se propagent vers d'autres latitudes : c'est le moyen de diffuser de grands apports d'énergie dans l'atmosphère. La perturbation peut être un champ électrique d'origine magnétosphérique brutalement augmenté, avec un chauffage Joule dans la région *E*, de précipitations intenses et locales, ou du « jet stream » des basses latitudes (voir chapitre *II*). Cet apport violent d'énergie se dissipe dans l'atmosphère en générant des ondes matérielles. Comme les perturbations se situent le plus souvent à haute latitude, le parcours des ondes de gravité est le plus souvent du pôle vers l'équateur.

Que ce soient les ondes de gravité ou les perturbations ionosphériques mobiles, on distingue deux groupes, en fonction de la vitesse d'onde et de la période.

Les ondes de grande échelle se propagent dans la thermosphère et ont des vitesses verticales comprises entre 400 et 1000 m s⁻¹, c'est-à-dire de l'ordre de la vitesse du son dans la thermosphère. Leur longueur d'onde horizontale est supérieure à 1000 km, et leur période va de la demi-heure à trois heures.

Les ondes de moyenne échelle possèdent des vitesses verticales de l'ordre de 100 à 250 m s⁻¹, c'est à dire inférieures à la vitesse du son, des longueurs d'onde de quelques centaines de km, et des périodes allant de la demi-heure à l'heure. Sur la figure VI-29, des ondes de moyenne échelle sont mises en évidence lors de mesures ionosphériques (il s'agit alors de « perturbations ionosphériques mobiles »). Sur cette figure, une analyse temps fréquence a été mise en œuvre sur les données de vitesse ionique acquises par le radar EISCAT, lors d'une campagne le 24 mars 1995.

Cette expérience dont la figure VI-18 représente l'évolution temporelle des principaux paramètres du plasma mesurés par le radar commence après 14 TU (soit 15 heures locales), et dure 11 heures. Les indices planétaires ne témoignent guère de l'activité qui règne ce jour là : l'indice $f_{10.7}$ vaut 100, avec une moyenne à 3 mois de 81,6, et l'indice Ap vaut 5. Localement cependant, des périodes de fort champ électrique alternent avec des périodes calmes, et avec des précipitations de particules. L'analyse de Fourier de la vitesse ionique (dont nous savons à présent qu'elle est traceur de la vitesse thermosphérique) montre clairement qu'une onde se propage entre le début de l'expérience et environ 16:30 TU. Sa période est de l'ordre de la demi-heure. Un simple regard à la vitesse ionique elle-même suffit à mettre cette onde en évidence (l'analyse mathématique ne fait que la confirmer), comme nous le montrons dans le cadre du bas. Les perturbations visibles à toutes les fréquences entre 17:00 TU et 20:00 TU n'ont probablement pas de signification

physique : en effet, cela correspond au coucher du Soleil. L'ionosphère se vide alors, et le radar est en limite de sa sensibilité de mesure.

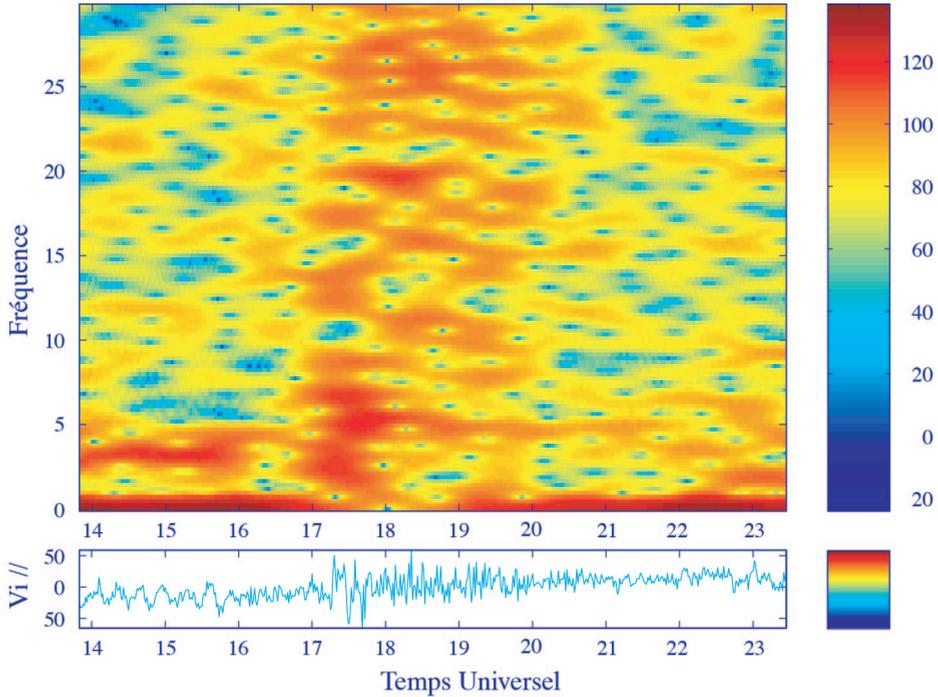


Figure VI-29 : analyse temps–fréquence de données de vitesse ionique

Sur la figure du haut, nous avons fait figurer en ordonnée la fréquence, exprimée en heure⁻¹, et le temps universel en heure est en abscisse. Sur la figure du bas, nous montrons la vitesse ionique elle-même en fonction du temps.

La figure VI-30 distingue quatre modes de génération des ondes de gravité. Ils trouvent leur origine dans une perturbation de la basse thermosphère.

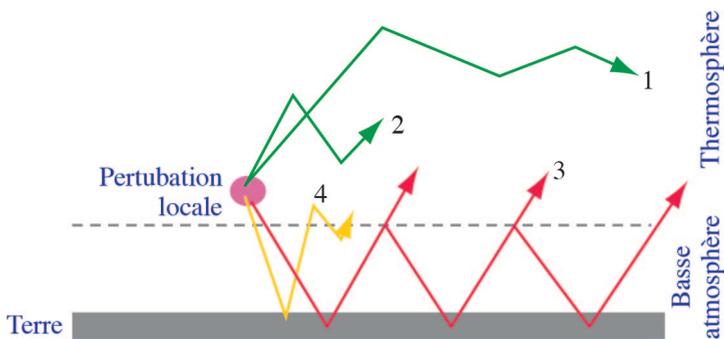


Figure VI-30 : les quatre modes de propagation des ondes de gravités

(d'après Mayr *et al.*, 1990)

Les modes vers le haut (modes 1 et 2) sont des modes directs, qui se propagent quasiment horizontalement dans la thermosphère. Le mode direct est piégé par le gradient de température et domine à grande distance de la source. A moyenne latitude, on l'observe se propageant vers l'équateur. De même nature, un mode de plus courte longueur d'onde, se propage dans un cône proche de la source. Ces deux modes sont des modes de grande échelle. Les modes de moyenne échelle commencent leur propagation vers le bas de la source (modes 3 et 4). Ils sont piégés par les réflexions sur la surface terrestre ou par les gradients thermiques, et se propagent des hautes latitudes vers les moyennes.

La figure VI-31 montre une mesure spectaculaire de perturbations ionosphériques mobiles. Elles ont été acquises par un des radars cohérents de la chaîne de radars SuperDarn (voir annexe III). Les ondes de ces radars ne sont pas diffusées par l'ionosphère comme dans le cas de la diffusion incohérente, dont nous avons présenté de nombreux exemples. Ici, le faisceau se réfléchit dans la région F. L'altitude de réflexion dépend de la concentration électronique, traceur encore une fois de la thermosphère. Une perturbation mobile qui se propage change l'altitude de réflexion de l'onde radar, et en permet ainsi la visualisation. La figure VI-31 a été acquise avec le radar de Goose Bay le 5 janvier 1995 (Bristow et Greenwald, 1997). L'expérience a duré de 12:00 TU à 22:00 TU.

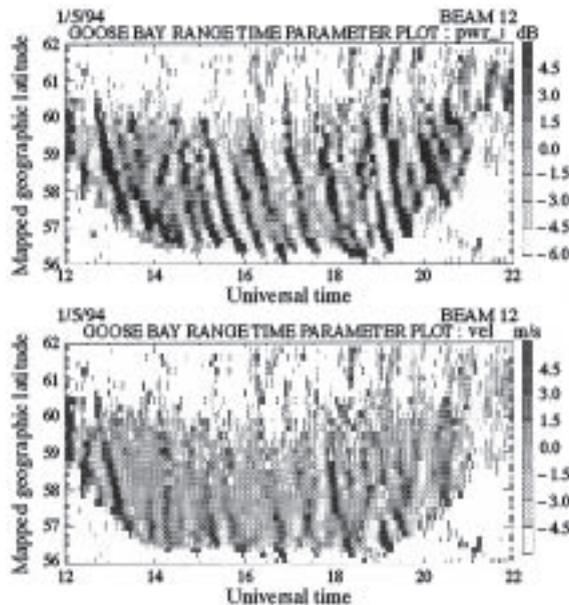


Figure VI-31 : mesure des ondes de gravité par le radar à diffusion cohérente de Goose Bay

En haut, puissance de la perturbation (dB), et en bas, vitesse ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Les données ont été filtrées pour faire ressortir les caractéristiques des périodes entre 15 et 90 minutes (Bristow et Greenwald, *J. Geoph. Res.*, **102**, 11585-11595, 1997)

Les données montrent clairement des ondes de gravité, quasi périodiques, qui se propagent du nord vers le sud. Ces ondes sont plus visibles sur la puissance de la perturbation (figure du haut). Leur période est de l'ordre de la demi-heure. Un effet des marées ionosphériques est de transporter les particules ionisées des hautes latitudes vers les basses latitudes. C'est ainsi que même en période calme, en l'absence de toute précipitation en dessous de 60° de latitude, il existe une ionosphère nocturne équatoriale. Sa région *F* montre des ondulations de période typique de deux heures, en accord avec les caractéristiques d'ondes de gravité à grande échelle : l'altitude du pic monte et descend de plusieurs dizaines de kilomètres. Il se développe aussi une région *E* aux latitudes équatoriales, dont l'origine est encore un transport depuis les latitudes plus élevées. Des perturbations aux hautes latitudes conduisent parfois à gonfler la région *F* qui, au gré des marées, semble se vider vers la région *E*. Ce phénomène sur lequel nous ne nous étendrons pas a reçu le nom de « *couche E sporadique* ».

VIII. RÉSUMÉ

Ce chapitre fait le lien entre diverses parties de l'environnement terrestre étudiées précédemment : magnétosphère, thermosphère, ionosphère.

La magnétosphère est liée à l'ionosphère de deux façons : particulière et électromagnétique. Les particules sont les électrons et protons du vent solaire qui précipitent dans l'ovale auroral ou la calotte polaire. Leur spectre énergétique va de la centaine d'électronvolts à quelques dizaines de kilo-électronvolts. Le couplage électromagnétique se fait à travers les courants de Birkeland, ou l'électrojet auroral, qui bouclent dans l'ionosphère vers 110 km, région appelée couche de conductivité perpendiculaire élevée. Les courants induits sont le courant de Hall (courant perpendiculaire à la fois au champ électrique et au champ magnétique) et le courant de Pedersen (perpendiculaire au seul champ magnétique). A ces courants correspondent des conductivités élevées, appelées conductivités de Hall et Pedersen, qui sont principalement fonction de la densité électronique.

Aux hautes latitudes, le plasma ionosphérique est entraîné dans un mouvement de convection suivant un schéma type de deux cellules contrarotatoires, par le champ électrique présent dans l'ionosphère, qui résulte de la projection le long des lignes de champ (qui sont des équipotentielles) du champ électrique existant dans le plan équatorial de la magnétosphère.

Cette convection a pour effet de créer un mouvement différentiel entre les ions et les composants neutres de l'atmosphère et de provoquer l'apparition de forces de friction. Ces forces de friction sont à l'origine de la dissipation dans l'ionosphère, sous la forme d'effet Joule, de l'énergie magnétosphérique transmise au plasma ionosphérique et résulte en un échauffement immédiat du plasma et à terme de la thermosphère. Cet échauffement, qui peut être important (un accroissement de 1500 à 2000 K n'est pas rare) affecte considérablement la chimie de l'ionosphère et en particulier l'équilibre ions atomiques / ions moléculaire. Par ailleurs, cette friction est source d'anisotropie pour ce plasma avec une température perpendiculaire aux lignes de champ supérieure à la température parallèle, qui peut

avoir comme conséquence de modifier sensiblement les fonctions de distribution des ions, les rendant fortement non maxwelliennes.

Enfin, les hautes latitudes sont également caractérisées par des lignes de champ fortement étirées, voire ouvertes et reconnectées, qui sont propices à l'apparition du vent polaire, un mécanisme d'extraction des ions légers depuis l'ionosphère. Les ions du vent polaire sont créés dans l'ionosphère puis sont accélérés par le champ électrique de séparation de charge, qui compense largement l'action de la gravité. Les vitesses acquises sont très importantes et l'écoulement est de nature supersonique.

L'ionosphère est plongée dans la thermosphère. Il existe entre ces deux parties de l'atmosphère un couplage dont témoignent bien les fréquences de collisions étudiées au chapitre V. En raison de ces collisions importantes, le vent neutre et le vent ionique sont liés, mais nous avons montré que l'entraînement se fait de la thermosphère vers l'ionosphère. L'énergie considérable déposée aux pôles se dissipe en partie en engendrant des mouvements du système couplé thermosphère/ionosphère vers l'équateur. Ces mouvements de grande amplitude sont périodiques de périodes comprises entre le quart d'heure et l'heure. On les appelle ondes de gravité. Les marées ionosphériques, de périodes plus élevées, trouvent quant à elle leur origine dans l'énergie déposée dans la très basse thermosphère par les phénomènes géophysiques réguliers (rotation de la Terre).

IX. BIBLIOGRAPHIE

Un ouvrage en français, déjà cité, traite bien de la dynamique ionosphérique. Il s'agit de : Physique de l'ionosphère, de A. Giraud et M. Petit, aux Presses Universitaires de France, paru en 1975.

Les deux articles de base sur les marées sont :

J.M. Forbes, Atmospheric tides 1. Model description and results for the solar diurnal component, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **87**, 5222-5240, 1982.

J.M. Forbes, Atmospheric tides 2. The solar and lunar semidiurnal component, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **87**, 5241-5252, 1982.

Même si ces articles ne sont plus récents, ils font encore référence sur le sujet. Cependant, un article extrêmement pédagogique et rigoureux, avec de nombreuses références (en particulier historiques) mérite d'être cité :

Atmospheric tides in the mesosphere and lower thermosphere of the Earth, G. Thuiller and F. Vial, ERCA **3**, EDP Sciences, Paris, ISBN 2-86883-389-6, 1999.

Un auteur s'est particulièrement penché sur la dynamique et l'électrodynamique ionosphérique. Il a écrit un livre, qui traite entre autres de toutes les irrégularités, dont les ondes de gravité. Il s'agit de :

The Earth's Ionosphere, Plasma physics and electrodynamics, M.C. Kelley, Academic Press Inc., ISBN 0-12-404013-6, 1989.

La relation entre les ondes de gravité et les perturbations ionosphériques a été mise en évidence seulement récemment. On lira en particulier :

Kirchengast, G., Elucidation of the physics of the gravity wave - TID relationship with the aid of theoretical simulations, *J. Geophys. Res.*, **101**, 13353-13368, 1996.

Le vent neutre a été étudié au moyen d'instruments optiques dans la région aurorale par :

Fauliot, V., G. Thuillier, and M. Hersé, Observations of the F-region horizontal and vertical winds in the auroral zone, *Ann. geophysicæ*, **11**, 17-28, 1993.

Chapitre VII

EMISSIONS SPECTROSCOPIQUES

I. INTRODUCTION

Au terme de ce long voyage, il est temps d'aborder l'un des aspects les plus fascinants de l'étude de l'ionosphère et de la thermosphère : leur rayonnement. D'où vient-il ? De la désexcitation des atomes, molécules ou ions. On a vu au cours des chapitres précédents qu'il existe trois sources distinctes d'excitation : l'absorption de photons solaires, les recombinaisons chimiques et les collisions avec des particules suprathermiques. Les rayonnements diurne et nocturne n'ont pas exactement les mêmes sources. Le rayonnement diurne est dû principalement à la conjonction des sources photonique et chimique. Dans ce cas, les électrons mis en jeu sont essentiellement des électrons thermiques ou des photo-électrons, d'énergie inférieure à environ 250 eV. Le rayonnement nocturne, quant à lui, est dû aux seules recombinaisons chimiques puisque, par définition, il n'y a pas de source de lumière. Les précipitations de particules donnent naissance au rayonnement auroral, les fascinantes aurores polaires.

Il ne s'agit pas ici de passer en revue toutes les émissions des trois spectres (diurne, nocturne, auroral) : des références pourront aider à les trouver. Mais il s'agit d'en donner les caractéristiques essentielles. De la mesure de ce rayonnement, il est possible de déduire les concentrations des émetteurs, qu'ils soient neutres ou ioniques. Ce rayonnement dépend également de la température neutre, qu'on peut parfois également inférer. Il en va de même de la température exosphérique. On peut également déduire la concentration électronique et les caractéristiques des précipitations ou du flux UV solaire. Ces paramètres conduisent à des informations géophysiques, au moyen des équations proposées dans cet ouvrage, comme par exemple la conductivité ionosphérique, qui dépend de la concentration électronique, ou encore le flux précipité de particules. En effet, l'intensité lumineuse dépend de la production d'excitation, elle-même calculée par la formule V-54 du chapitre V. La mesure de l'excitation permet donc de remonter à la forme du flux stationnaire de particules et de là, au flux précipité. La mesure du décalage Doppler d'une raie lorsqu'un instrument pointe dans différentes directions conduit directement à la mesure de la vitesse de l'émetteur : c'est ainsi que sont déterminés les vents neutres évoqués au chapitre VI.

Il existe bien sûr des limitations instrumentales. Les expériences optiques au sol dépendent fortement de la météorologie : le moindre nuage fait écran aux rayonnements ionosphériques

et thermosphériques. Ces expériences ne peuvent pas déterminer l'altitude de l'émission, et ne mesurent que l'intégrale des émissions le long de la ligne de visée, c'est à dire sur une colonne d'atmosphère. De fait, les paramètres géophysiques déduits des mesures sont également des grandeurs intégrées. L'estimation des flux de précipitations ou de photons se fait au moyen de rapports de raies, et ne donne qu'une idée approchée de la réalité. Enfin, la calibration des instruments optiques est d'une extrême difficulté. Les instruments embarqués ne connaissent pas les difficultés liées à la météorologie, et peuvent déterminer des profils d'émission. Mais leur mouvement leur rend impossible la mesure des variations temporelles, ou la séparation des caractères temporel et spatial lors des mesures. Ainsi, la complémentarité des instruments sol et espace est-elle indispensable pour la compréhension de notre environnement.

Dans tout ce chapitre, nous utiliserons l'unité conventionnelle pour la photométrie : le Rayleigh (R), défini comme la mesure de l'émission omnidirectionnelle dans une colonne de section unité, le long de la ligne de visée :

$$1 R = 10^6 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{VII-1}$$

La mesure du rayonnement diurne est d'une extrêmement difficile. L'émission du Soleil est de $50 \cdot 10^7$ à $500 \cdot 10^7$ R.nm⁻¹, tandis que la moyenne de l'intensité des raies atmosphériques est de 300 R.nm⁻¹ ! Il faut donc des instruments très sensibles, avec des filtres très puissants, ou ... faire les mesures en orbite ! Un exemple caractéristique de *spectre diurne* entre 120 et 900 nm est donné sur la figure VII-1. Il a été acquis à bord de la navette spatiale, lors du vol STS 74. Les principales raies mesurées sont nommément identifiées.

Un *spectre nocturne* entre 300 et 800 nm a été assemblé sur la figure VII-2. De même, les raies les plus intenses sont identifiées. On retrouve des caractéristiques communes aux deux spectres, et d'autres particulières. Plutôt que de les détailler longueur d'onde après longueur d'onde, nous avons choisi de discuter les raies d'émission principales des constituants de l'atmosphère.

Les schémas orthodoxes de la physique atomique et moléculaire recourent à des conventions qui permettent au coup d'œil averti de situer une longueur d'onde émise par rapport à une autre. Nous présentons plutôt, sur les figures suivantes, les émissions principales de façon à les retrouver aisément, même en n'étant pas spécialiste de physique du rayonnement. Les énergies sont celles des seuils d'excitation ou d'ionisation correspondantes.

II. PRINCIPALES RAIES D'ÉMISSION DE L'OXYGÈNE ATOMIQUE

Les désexcitations de l'oxygène atomique se trouvent sur la figure VII-3. La figure VII-4 en représente les états ionisés. La raie à 135,6 nm est l'une des raies les plus intenses du rayonnement diurne. L'usage désigne par « 135,6 nm » le doublet à 135,6 et 135,8 nm. Même de jour, la source collisionnelle est plus importante que la source électromagnétique directe pour cette excitation. Les électrons en jeu sont cependant des électrons créés par photoionisation. Vers 110 km, le rayonnement émis peut à son tour exciter l'oxygène moléculaire : il y a *absorption résonante*, ou encore *extinction résonante*.

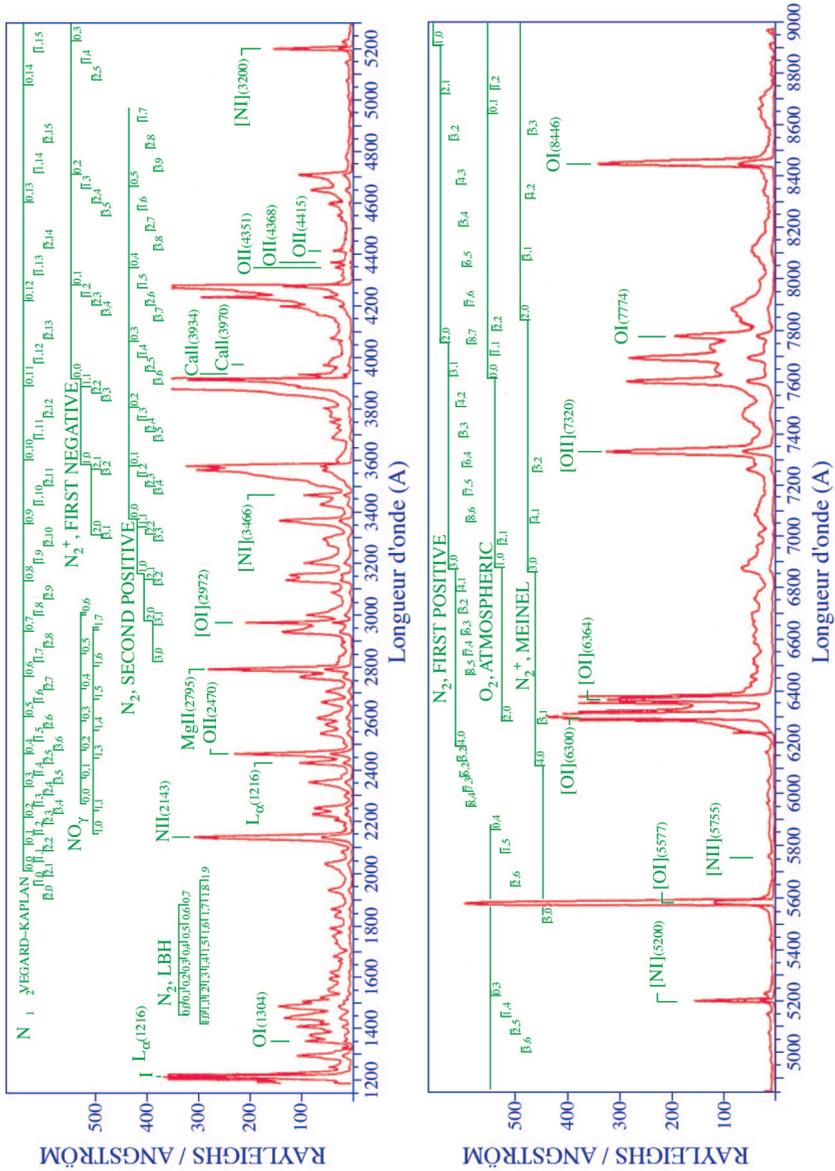


Figure VII-1 : ce spectre correspond au ciel diurne à moyenne latitude, pour des conditions solaires peu actives ($f_{10.7}$ de l'ordre de 80) et un angle solaire zénithal de 48° (Broadfoot *et al.*, N_2 triplet band systems and atomic oxygen in the dayglow, *J. Geoph. Res.*, **102**, 11567-11584, 1997)

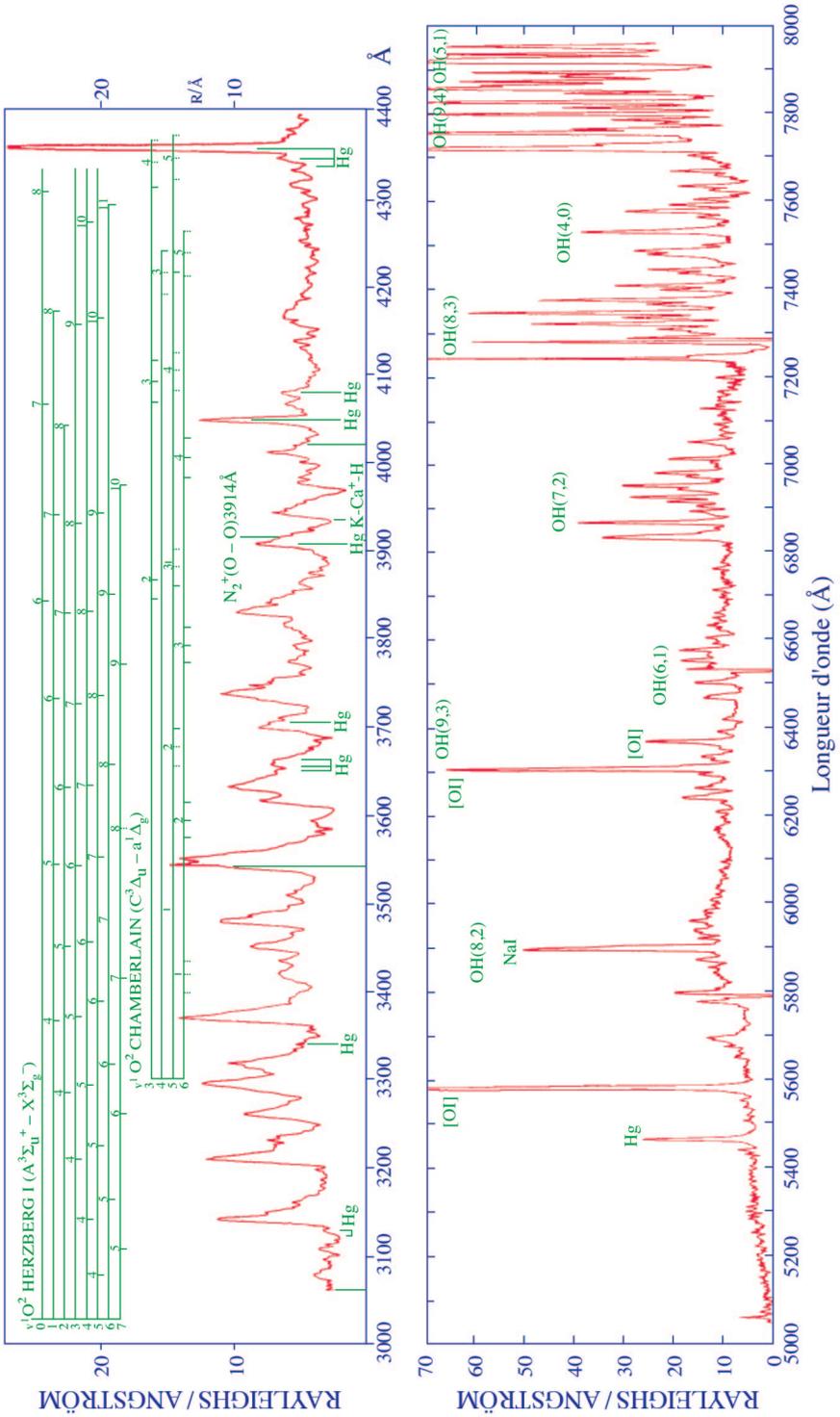


Figure VII-2 : spectre du ciel nocturne (L.A. Broadfoot et K.R Kendall, *J. Geoph. Res.*, 73, 426, 1968 et autorisation de L.A. Broadfoot pour la figure du bas)

On utilise aussi parfois le terme anglais *quenching*. L'origine de l'état 5S est l'excitation directe, ou la cascade depuis des états excités plus énergétiques (non figurés sur ce diagramme), et en particulier l'état 5P . Les profils d'émission de la raie à 135,6 nm acquis à bord de vaisseaux spatiaux ou de fusées donnent une mesure directe de la distribution de l'oxygène atomique et sont utilisés pour déduire la température exosphérique. La nuit, la source majeure de l'émission à 135,6 nm est la recombinaison chimique de O^+ avec un électron énergétique, qui laisse l'atome dans un état excité. La mesure de ce rayonnement donne alors une bonne idée de la densité électronique.

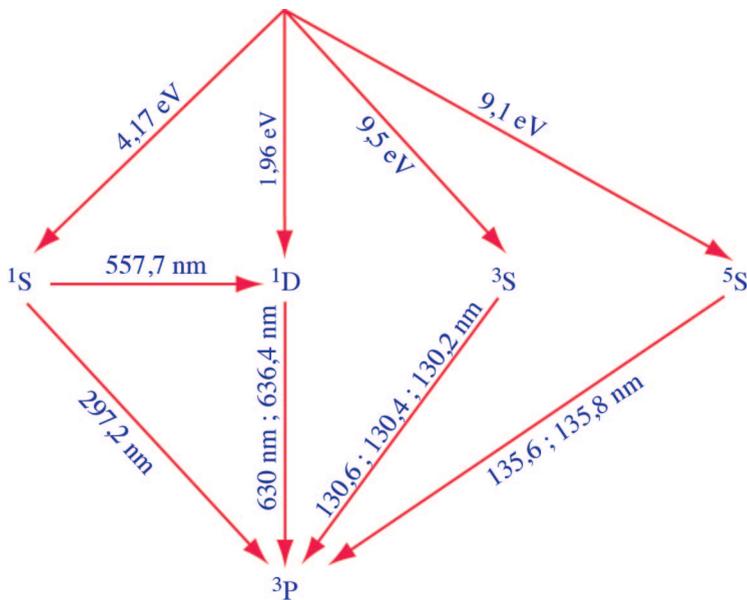


Figure VII-3 : principales voies d'excitation et de désexcitation de l'oxygène atomique

Au sommet du graphe, l'oxygène dans son état fondamental subit une collision ou absorbe un photon. Il est conduit vers un état excité. Le long des flèches qui mènent à l'état excité, nous avons fait figurer les seuils d'énergie. L'oxygène est rendu ensuite à l'état fondamental éventuellement via d'autres états excités par l'émission d'un photon, dont la longueur d'onde est notée le long de la flèche.

Le triplet à 130,4 nm (c'est à dire l'ensemble 130,2 ; 130,4 et 130,6 nm) est également très intense. De jour, les sources collisionnelles et photoniques sont d'importances comparables. Les effets sont en revanche discernables : la source photonique produit un profil étroit, centré autour des trois raies, tandis que les collisions produisent un spectre si large qu'il ressemble à un continuum dans le spectre d'émission de l'oxygène. La nuit, c'est la recombinaison radiative qui devient le principal pourvoyeur de cette raie. L'état 3S est obtenu directement ou par cascade. La multiplicité des sources de cascade et les formes différentes de spectres font qu'en dépit de son intensité, cette raie d'émission est difficile à utiliser pour déduire la concentration de l'oxygène atomique. Une difficulté supplémentaire pour l'utilisation de cette raie est qu'elle entre en résonance avec une raie d'émission du Soleil.

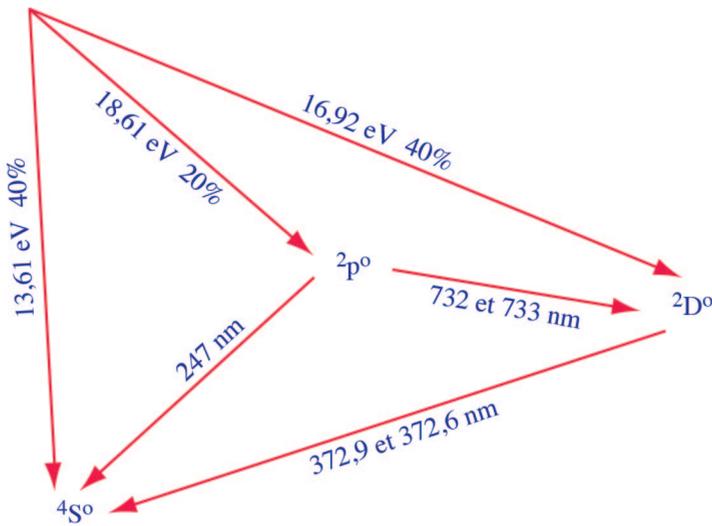
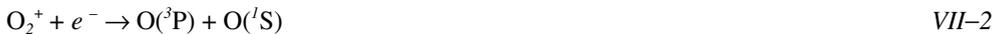


Figure VII-4 : principales voies d'ionisation de l'oxygène atomique
 Les taux de chaque état sont également donnés le long de chaque flèche.

La raie d'émission de l'oxygène atomique la plus intense du rayonnement nocturne est la raie à 557,7 nm, appelée également la *raie verte*, et produite principalement par la désexcitation de l'état 1S de l'oxygène, dont la durée de vie est 0,91 s. Les principales réactions d'excitation de l'état 1S sont les suivantes :

La recombinaison dissociative est prépondérante en particulier sous 150 km :



La collision d'un atome d'oxygène avec de l'azote moléculaire excité est prépondérante en région F :



La collision de l'état fondamental avec un électron suprathermique est elle aussi une source importante :



Dans ce cas, comme le montre le diagramme des excitations de l'oxygène atomique, l'électron doit avoir une énergie élevée : supérieure à 4,17 eV, et ne peut en aucun cas appartenir à la population thermique. Enfin, bien que de moindre importance, nous avons la recombinaison avec l'azote atomique :



L'absorption d'un photon dans la gamme 90-120 nm est le phénomène prépondérant vers 110 km :



La chimie, à travers le processus de Barth, conduit à la production de O(¹S) en dessous de 120 km. Ce phénomène devient même prépondérant sous 100 km :



Immédiatement suivie de :



Les puits de O(¹S) sont de deux ordres. En premier lieu, la collision avec un oxygène atomique ou moléculaire. Le second puit est l'émission spontanée d'un photon, à 557,7 nm ou à 297,2 nm. Cette seconde émission est cependant 16 fois moins abondante que la première, la raie verte de l'oxygène.

L'intérêt de cette raie d'émission est qu'elle est relativement facile à mesurer et donne une bonne indication de la concentration de l'oxygène.

L'expérience a conduit à mettre en avant une émission bien particulière de l'oxygène atomique, vers 250 km : il s'agit de l'émission à 630 nm de l'oxygène excité dans l'état ¹D, de durée de vie moyenne 110 s. Nous allons l'examiner plus en détail que les précédentes.

Les sources principales sont les suivantes :



Cette source est la plus importante la nuit, et la source prépondérante au-dessus d'environ 220 km le jour. Les électrons peuvent aussi bien être des photoélectrons que des électrons thermiques.



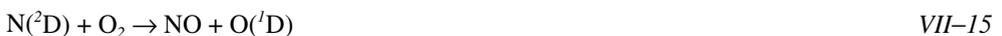
... constitue la source prépondérante au-dessous de 160 km, le jour bien sûr, puisqu'un photon est nécessaire. Dans ce cas, le photon est dans la gamme de Schumann - Runge, c'est à dire 135 – 175 nm. Vers 180 km, le jour, la majeure partie de O(¹D) vient de :



L'électron incident doit avoir une énergie supérieure au seuil d'excitation, c'est à dire 1,96 eV.



Cette source est une source secondaire la nuit, puisque comme nous l'avons discuté ci-dessus, l'état ¹S est dû, la nuit à la recombinaison de l'ion moléculaire d'oxygène. Le photon est émis à 557,7 nm. Cette longueur d'onde est donc un marqueur de O(¹S) !



Ces deux dernières réactions ne peuvent avoir lieu qu'aux altitudes où on trouve de l'azote atomique et de l'oxygène moléculaire, c'est à dire en région E. Néanmoins, l'azote atomique est un atome extrêmement minoritaire de la thermosphère, et cette réaction contribue très peu au rayonnement global de la raie rouge.

Voyons à présent les puits. Il existe trois assombrissements par collision :



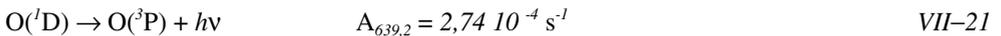
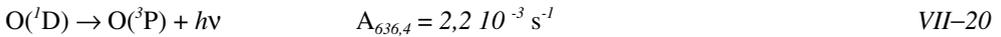
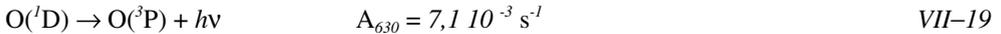
Notons qu'il s'agit ici aussi d'un puits de région *E*.



L'oxygène se retrouve dans son état fondamental.

Pour l'ensemble des réactions ci-dessus, les coefficients sont sujets à débats. La bibliographie donnée en fin de chapitre permettra d'en trouver des expressions, dont une partie est donnée dans l'annexe II. Ils dépendent le plus souvent des températures (neutre, ionique, électronique).

Nous avons également trois désexcitations spontanées, qui constituent les trois puits principaux, et forment l'émission de la raie rouge de l'oxygène. Les photons ont des longueurs d'onde de 630 nm, 636,4 nm et 639,2 nm.



Les coefficients *A* sont les coefficients d'Einstein, définis au chapitre IV. L'état le plus abondant est le premier, de durée de vie 140 s. C'est l'état métastable. Ce triplet émet dans le rouge. On pourra juger de l'importance de cette émission, sur la photographie VII-5, prise avec un appareil photographique classique, par le spationaute Jean Loup Chrétien lors de son vol du 24 juin au 2 juillet 1982 à bord du vaisseau SOYOUZ T6 et de la station SALIOUT 7. On y voit sans peine la raie rouge de l'oxygène dans la région *F*.



Figure VII-5 : émission de la raie rouge vers 250 km

Les traits bleus et blancs sont les étoiles qui semblent défiler pendant la prise de vue. En bas, le limbe de la Terre (source : S. Koutchmy, IAP-CNRS)

Concernant l'ionisation, les ions excités ont une énergie de 5 eV dans l'état $^2P^o$ et de 3,31 eV dans l'état $^2D^o$. Ces sources sont importantes dans les aurores polaires, l'ionisation étant alors due aux impacts électroniques. L'état $^2P^o$ a une durée de vie de 5 s, mais l'état $^2D^o$ a une durée de vie de 3,6 h !

La figure VII-6 montre le résultat d'une modélisation qui permet de visualiser les importances relatives des diverses sources d'excitation de la raie rouge. Les trois courbes en bleu en haut de cette figure montrent les densités électroniques et les températures électroniques et ioniques le 21 juillet 1993 au dessus du radar EISCAT (à 62° de latitude nord), vers midi. Le flux décimétrique vaut 106, et l'indice Ap est égal à 14. Les croix correspondent aux valeurs mesurées, et les traits sont le résultat d'une modélisation. Les équations résolues sont celles du chapitre V donnant accès aux productions primaires et secondaires, aux flux de chaleur, et aux trois grandeurs macroscopiques mesurées. L'atmosphère neutre est décrite au chapitre II.

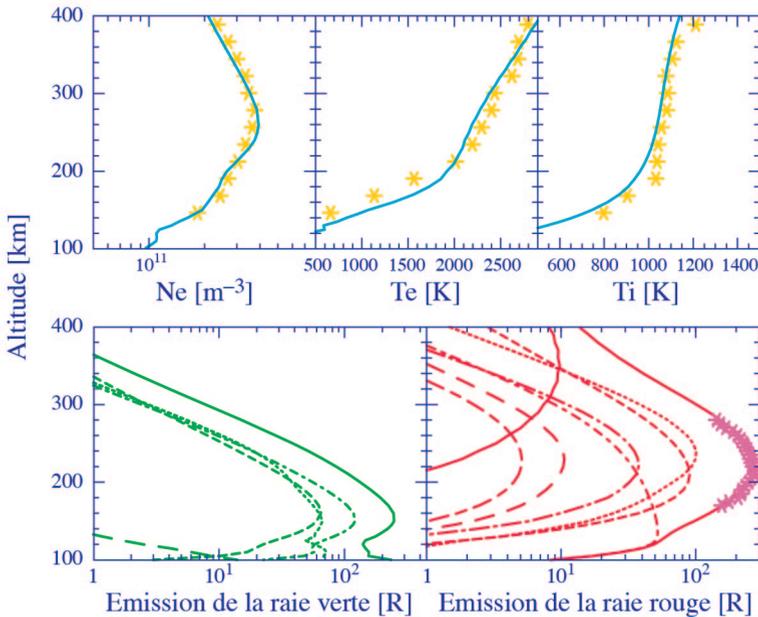


Figure VII-6 : en haut, mesure et calcul des paramètres ionosphériques, en bas, calcul et mesure des émissions de l'oxygène atomique
(O. Witasse, thèse de troisième cycle de l'UJF, 1998)

Les courbes du bas représentent l'émission de la raie verte et celle de la raie rouge. A 140 km par exemple, la source principale d'excitation de la raie verte est la collision avec l'azote moléculaire (réaction VII-2), puis respectivement la recombinaison avec l'ion moléculaire oxygène (réaction VII-3), la collision entre les électrons et l'oxygène atomique (réaction VII-4) et enfin entre l'ion moléculaire oxygène et l'azote atomique (réaction VII-5). Les sources de la raie rouge se distinguent bien à 240 km. Par ordre d'importance décroissante, nous y trouvons la recombinaison électronique avec l'ion moléculaire oxygène (réaction VII-9), la collision entre l'oxygène atomique et des électrons suprathermiques

(réaction VII-11), la collision entre l'ion moléculaire oxygène et l'azote atomique (réaction VII-15), la photoexcitation (réaction VII-10), la désexcitation de la raie verte (réaction VII-12), la collision entre l'ion atomique d'azote et la molécule d'oxygène (réaction VII-14) et enfin la collision entre l'oxygène atomique et des électrons thermiques (réaction VII-11).

Au moment de cette mesure, le satellite UARS mesurait l'émission de la raie rouge le long de l'axe de visée du radar. Cette mesure est montrée avec des croix, et permet d'une certaine manière de valider la discussion ci-dessus. On constate que la raie rouge est maximale en région F, vers 230 km, avec des taux d'émissions de l'ordre de 230 R.

III. PRINCIPALES RAIES D'ÉMISSION DE L'OXYGÈNE MOLÉCULAIRE

Nous n'allons passer en revue que les émissions les plus utiles pour l'aéronomie. Les figures VII-7 et VII-8 présentent, dans le même format que pour l'oxygène atomique, les émissions principales de l'oxygène moléculaire. Nous avons à présent à traiter avec une molécule, et donc avec des bandes et systèmes d'excitations qui incluent de nombreuses excitations vibrationnelles (étudiées dans le chapitre V). Les transitions portent fréquemment le nom de leur découvreur, ou un nom conventionnel. Ces noms sont écrits auprès des flèches correspondantes.

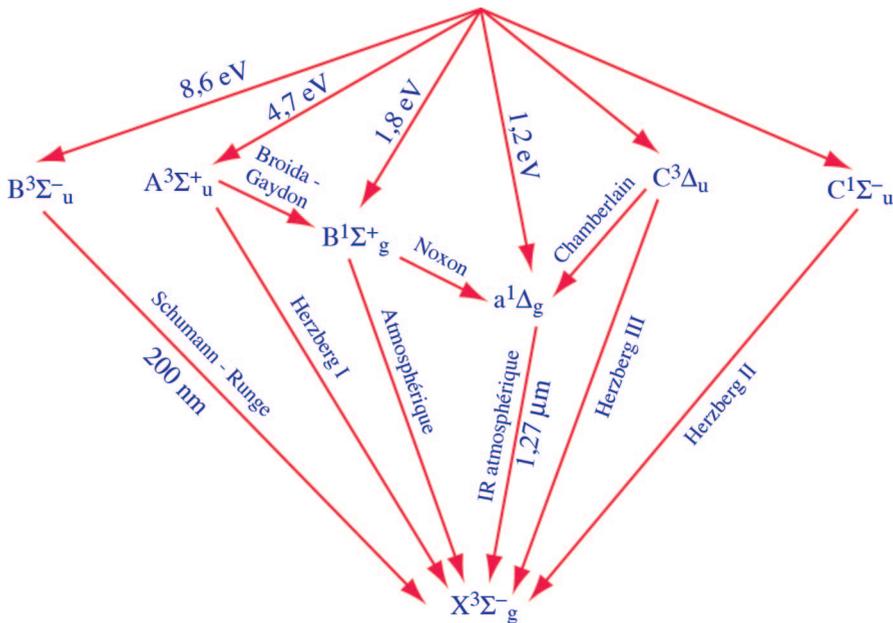


Figure VII-7 : excitations de l'oxygène moléculaire

La norme de ce diagramme est la même que pour l'oxygène atomique.

Nous avons fait figurer, en outre, les noms des bandes d'émissions.

Il saute aux yeux, devant le spectre de rayonnement nocturne, que toute la région de 300 à 440 nm est dominée par deux systèmes : celui de Herzberg et celui de Chamberlain. L'excitation de l'oxygène moléculaire dans l'état $A^3\Sigma_u^+$ vient de la collision à trois corps entre deux atomes d'oxygène et un troisième corps, molécule ou atome. La transition qui va de l'état $A^3\Sigma_u^+$ vers le fondamental viole la règle que nous avons énoncée au chapitre IV selon laquelle on ne peut pas aller d'un état Σ^+ vers un état Σ^- . Les atomes d'oxygène viennent de la dissociation d'oxygène moléculaire, qui diffusent vers le bas dans l'atmosphère, là où des réactions à trois corps deviennent plus faciles à mettre en jeu (vers 100 km). Le système de Chamberlain résulte lui aussi d'une réaction à trois corps similaire.

Le système de *Schumann-Runge* est un absorbant important de l'ultraviolet lointain dans l'atmosphère moyenne. Il émet dans un quasi continuum entre 125 et 175 nm. Le rayonnement émis excite de façon différente les diverses raies de la bande *LBH* de l'azote moléculaire, si bien que le rapport des raies de l'azote devient un indicateur de la concentration de l'oxygène moléculaire !

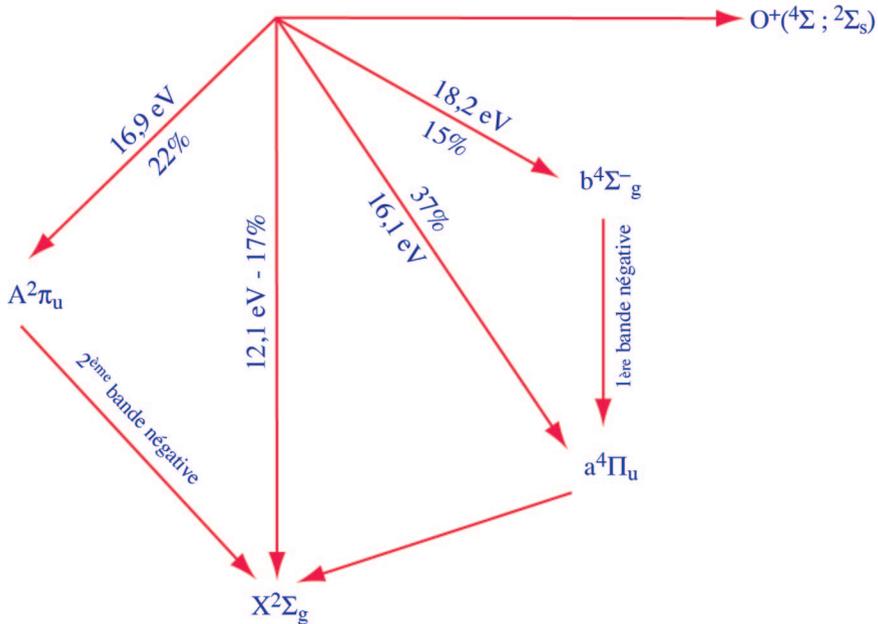


Figure VII-8 : ionisations de l'oxygène moléculaire

IV. PRINCIPALES RAIES D'ÉMISSION DE L'AZOTE MOLÉCULAIRE

De très nombreux paramètres de l'atmosphère sont déduits de la mesure du rayonnement de N_2 . Les figures VII-9 et VII-10 présentent, dans le même format que pour l'oxygène

atomique, les émissions principales de l'azote moléculaire. La figure VII-11 montre en plus les ionisations dissociatives. L'état fondamental de l'azote moléculaire est l'état $X^1\Sigma_g^+$, et celui de l'ion N_2^+ est $X^2\Sigma_g^+$. Enfin, nous avons fait figurer les gammes spectrales des émissions, IR signifiant comme d'habitude l'infrarouge, et UV l'ultraviolet. Ici encore, nous n'en discuterons que les raies les plus importantes. Un caractère particulier du spectre d'excitation est la cascade qui engendre la seconde bande positive, la première, puis la bande de Vegard-Kaplan. On appelle parfois abusivement cette cascade le triplet de l'azote moléculaire.

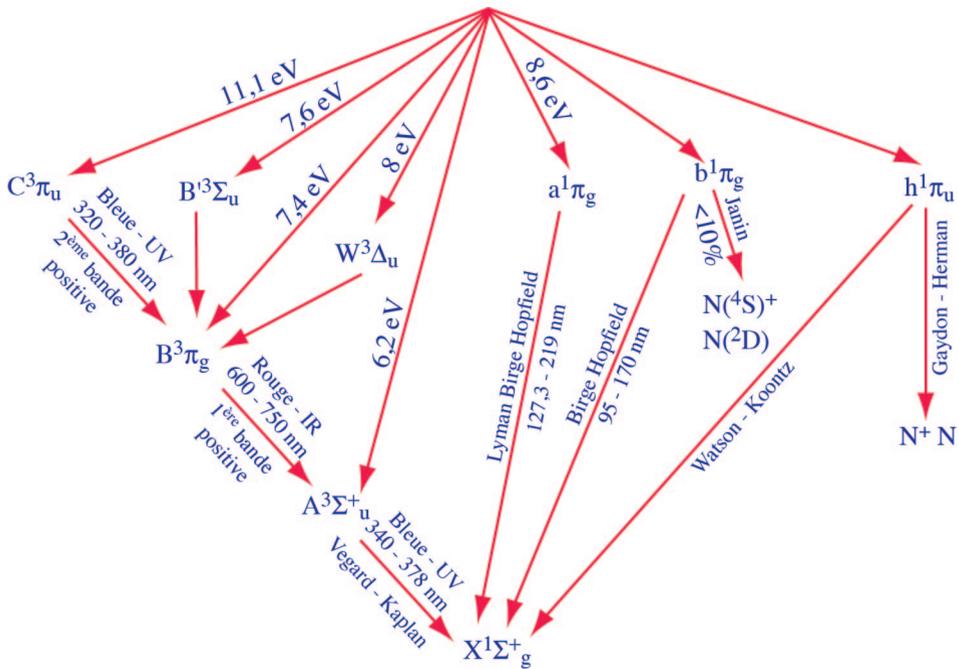


Figure VII-9 : excitations de l'azote moléculaire

L'état $C^3\Pi_u$ a un temps de vie court, de l'ordre de 10^{-7} s. Il possède une seule source, qui est la collision d'une molécule d'azote avec un électron énergétique, et un seul puits, la désexcitation vers l'état $B^3\Pi_g$. Cette caractéristique en fait un traceur idéal du taux d'excitation par collision électronique et partant, des caractéristiques des précipitations. La seconde bande positive possède des raies entre 320 et 380 nm, mais 86 % de la population $C^3\Pi_u$ est dans l'état $v = 0$ ou 1 . D'autre part, 49 % de l'état $v' = 0$ se désexcite en émettant à 337,1 nm, qui est l'une des raies intenses de ce système dans le spectre nocturne. Elle est donc utilisée pour connaître les caractéristiques des photoélectrons ou le profil de concentration de N_2 . Le rayonnement de la seconde bande positive se fait dans le bleu et l'ultraviolet. Comme l'altitude du pic de production de la seconde bande positive dépend de la concentration, et celle-ci de la température, on tire en particulier de son observation la température exosphérique.

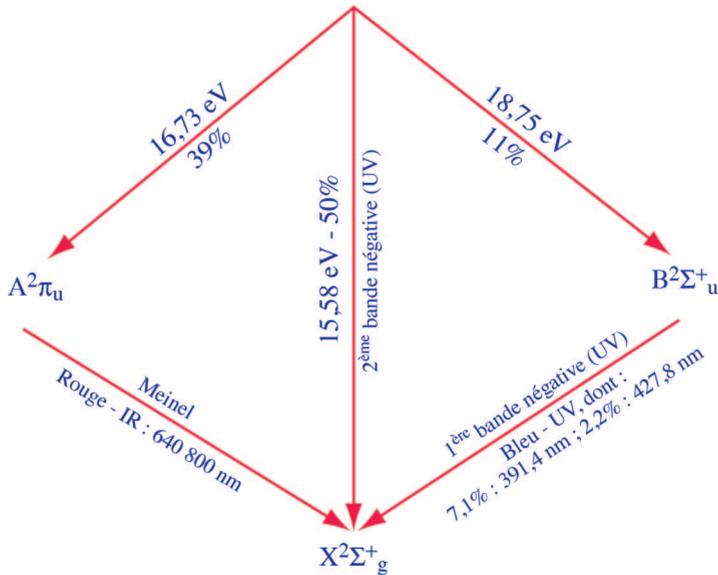


Figure VII-10 : ionisations de l'azote moléculaire

La première bande positive résulte de la désexcitation de l'état $B^3\Pi_g$. Cependant, les sources de cet état sont multiples. Outre $C^3\Pi_u$ déjà cité, nous avons fait figurer sur ce diagramme les états $B^3\Sigma_u$, $W^3\Delta_u$ et la production directe par collision. Il existe d'autres sources, d'importance moindre : $D^3\Sigma_u^+$ et $E^3\Sigma_g^+$. La première bande positive est très intense, mais divisée en de nombreux niveaux excités sur une large bande spectrale. Elle constitue un acteur important de l'analyse du rayonnement diurne, et donne un outil de mesure du taux total d'excitation par collisions électroniques. Elle émet principalement entre 600 et 750 nm, c'est à dire dans le rouge.

Continuant cette cascade, nous arrivons à la bande *Vegard-Kaplan*, dominante dans le spectre diurne. Elle résulte de la désexcitation de l'état $A^3\Sigma_u^+$ vers le fondamental. Cet état excité possède un temps de vie de l'ordre de 2 s, assez long pour autoriser la diffusion résonnante de la lumière solaire à travers la bande première positive et l'assombrissement par l'oxygène. L'observation de Vegard-Kaplan est utile pour contrôler cet assombrissement. C'est une bande intense parce presque tous les états cités ci-dessus y mènent. Les impacts directs peuplent des états vibrationnels de haut niveau, et ne contribuent pas de façon substantielle aux émissions observables. Cette bande est un bon indicateur de la température neutre locale. Elle rayonne dans le bleu / violet.

Quittant cette cascade, la bande *Lyman-Birge-Hopfield*, ou *LBH* est une raie importante durant la journée, issue d'impacts électroniques. Cette bande est elle aussi un bon marqueur des photoélectrons, en particulier dans la gamme 10 à 50 eV, et de la température exosphérique. La bande *BH* (*Birge-Hopfield*) est excitée par des électrons de plus haute énergie, et devient témoin de la population vibrationnelle de l'état fondamental. Les bandes *LBH* et *BH* ont été également observées sur Titan, satellite de Saturne.

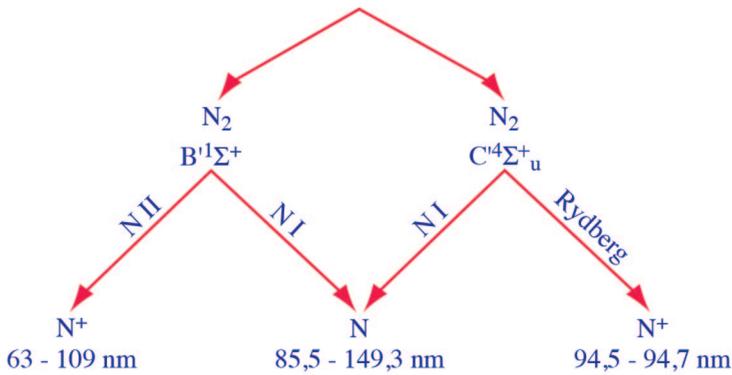


Figure VII-11 : ionisations dissociatives de l'azote moléculaire

Dans le schéma correspondant à l'ionisation, et parmi les 11 % qui mènent à l'état $B^2\Sigma_u^+$, 64,5 % produisent une émission à 391,4 nm, tandis que les 35,5 % restant produisent une émission à 427,8 nm. La première bande négative, et en particulier le rayonnement à 391,4 nm, est un indicateur précieux de la « dureté » des précipitations, source principale de l'état $B^2\Sigma_u^+$. Comme ce rayonnement est sensiblement proportionnel à la concentration d'ions moléculaires d'azote, on obtient en outre par la mesure du profil de la raie le profil de concentration cet ion. Cette bande domine la région bleue du spectre.

V. ESPÈCES MINORITAIRES

Les spectres diurnes et nocturnes exhibent aussi des raies dues à d'autres espèces que l'oxygène ou l'azote. La nuit, la molécule de monoxyde d'azote produit une émission entre 160 et 290 nm due aux états vibrationnels de deux systèmes. Les états excités sont issus de l'association réversible d'un atome d'oxygène avec un atome d'azote. Toute la partie du spectre nocturne située dans le visible possède également un fond continu d'émissions de NO et NO₂, émis à environ 100 km. Dans ce cas, une molécule de monoxyde d'azote acréte un atome d'oxygène pour former une molécule excitée de dioxyde d'azote. Celle-ci se désexcite en émettant de la lumière (> 400 nm), et se casse lors d'une collision avec O pour redonner NO et O₂. NO est à l'origine d'un système important également entre 200 et 280 nm. Il s'agit de la bande nommée γ , qui correspond à la désexcitation de l'état $X_2\Pi$ vers l'état $A^2\Sigma^+$. Cette émission est utilisée pour connaître l'abondance de NO dans la thermosphère. Cette mesure a permis de déterminer que la concentration de NO vers 110 km varie avec l'activité solaire et témoigne à la fois de la rotation du Soleil et de son cycle à 11 ans.

L'azote atomique, neutre ou ionisé, produit un rayonnement dans le proche UV, ainsi que plusieurs raies dans l'UV lointain (149,3 ; 120 et 113,5 nm). Les états excités sont dus à l'absorption de photons ou à des collisions avec des photoélectrons soit par l'atome, soit par la molécule d'azote, qui se dissocie au cours de la réaction.

Les rayonnements *Lyman α* (121,6 nm) et *Lyman β* (102,6 nm) de l'hydrogène sont issus de la diffusion résonnante de la radiation solaire par les atomes de la couronne atmosphérique terrestre : l'hydrogène terrestre absorbe puis réémet le rayonnement Lyman solaire. Elles sont bien visibles sur les images de Dynamics Explorer que nous montrons dans le chapitre consacré à la magnétosphère. La couronne que dessine ce rayonnement est appelée la *géocouronne*. En effet, l'hydrogène et l'hélium, espèces mineures de la thermosphère, deviennent prépondérantes dans l'exosphère. L'observation de la raie Lyman α est utile pour déterminer la variation du flux solaire ou la concentration de l'hydrogène. De même, le rayonnement de diffusion résonnante de l'hélium (58,4 et 53,7 nm) sert à en déterminer l'abondance. Néanmoins, la raie à 53,7 nm est considérablement contaminée par l'émission de l'oxygène atomique ionisé à 53,8 et 53,9 nm.

Notons enfin plusieurs raies d'intensité diverses, due à la contamination anthropogénique au mercure ...

VI. LE RAYONNEMENT AURORAL

Le *rayonnement auroral* est celui de l'ovale auroral. Les précipitations de particules se font sur une large gamme d'énergies : de quelques dizaines d'eV à plusieurs centaines de keV. Les électrons secondaires permettent de peupler les basses énergies. Autant dire que la plupart des émissions décrites ci-dessus existent dans l'ovale auroral, mais que leur intensité peut y être considérablement augmentée, au point que le rayonnement visible devient parfaitement détectable à l'oeil nu : on a créé une aurore polaire, boréale au nord, australe au sud. Lors de précipitations « dures », c'est à dire d'énergies supérieures au keV, les collisions se font dans la basse région *F* ou dans la région *E*. La seconde bande positive de l'azote moléculaire devient alors une émission dominante. L'aurore se teinte de bleu et de mauve. Si les précipitations ont des énergies de quelques centaines d'électronvolts, les excitations se font à plus haute altitude, et on obtient des aurores vertes. Des faisceaux de haute énergie très collimatés produisent des aurores de couleur très uniforme. Le ciel peut alors se nimer de rouge.

Il est très difficile de décrire les aurores. De vrais écrivains s'y sont essayé, auxquels nous n'aurons pas la prétention de nous confronter ! On ne peut les voir que la nuit, car si l'ovale auroral existe en permanence, leur lumière est si ténue qu'elle est écrasée par celle du jour, et même par celle de la pleine lune. Comme elles se produisent au dessus de 80 km, il faut également un ciel clair pour les voir. Ces conditions sont réunies en particulier en hiver, par les grands froids secs, ce qui a fait associer à tort les aurores avec l'arrivée du froid. Souvent, le phénomène commence par des faisceaux de lumière blanche pâle qui semblent tomber vers la Terre. Le phénomène s'intensifie en une quinzaine de minutes ; il prend l'allure d'un voile qui oscillerait sous l'effet d'un vent hypothétique. En s'intensifiant, l'aurore se diapre de rouge en bas du voile, qui parfois frise le mauve. Plus en altitude, on distingue des franges de vert. A chaque instant se crée une nouvelle composition de couleurs, dans un ballet silencieux. En période de forte activité solaire, les aurores peuvent

se succéder chaque nuit, alternant les tableaux : aurores diffuses, d'un vert dont les mouvements semblent imperceptibles, aurore rouge, grands arcs aux couleurs laiteuses homogènes, aurores rayées, dans lesquelles des stries verticales de couleurs alternent avec des zones d'ombre... Dans tous les cas, l'intensité lumineuse est si faible qu'on peut voir les étoiles les plus brillantes au travers. Leur longueur est très changeante, pouvant s'étaler jusqu'à la centaine de kilomètres, et leur durée varie de quelques minutes à quelques heures.

Les aurores polaires ont été la source de très nombreuses croyances des peuples des hautes latitudes. La plupart d'entre elles sont empruntes de terreurs. Par exemple, les Norvégiens interdisaient récemment encore aux enfants d'agiter un linge blanc (mouchoir, ...) devant une aurore, de crainte que celle-ci ne vienne capturer l'enfant pour l'emmener dans le ciel. A l'autre bout de la Terre, les Kurnais australiens frappaient l'aurore avec une « main morte », prise sur un proche décédé.

La première tentative d'interprétation scientifique date du philosophe grec Anaximène, vers 600 avant J.C. Il suggéra que l'air s'élevant de la Terre, se condense pour former des nuages puis, plus haut, se raréfie et brûle pour donner les aurores. Cette interprétation, faiblement modifiée, subsistera jusqu'au 17^e siècle. A la fin du 19^e, les connaissances se sont un peu améliorées sur ces phénomènes. Camille Flammarion, dans son *Astronomie Populaire*, peut ainsi écrire en 1891 : « Le magnétisme terrestre a ses pôles, ses méridiens, son équateur, qui se déplacent sur et dans notre globe. Notre planète est en réalité un vaste aimant d'une puissance énorme, que Gauss a évaluée à celle de 8464 trillions de barres d'acier pesant chacune une livre et aimantées à saturation. »

Citant alors les observations de Carrington (voir chapitre V), il conclut :

« Il est très probable, presque certain, que cette correspondance entre l'état du Soleil et le magnétisme terrestre n'est pas fortuite mais réelle, et qu'il y a un rapport magnétique entre le Soleil et la Terre.



**Figure VII-12 : cette gravure du 19^e siècle portait comme légende :
« la glace se soulevant sous une aurore boréale »**
(Le pôle nord et le pôle sud, V. Tissot et C. Améro, Firmin didot, 1891)

Cette correspondance paraît s'étendre aux aurores boréales. Le premier fait a été mis en évidence par Sabine, Wolf et Gautier ; celui-ci par Loomis et Zoellner. Le nombre et la grandeur des aurores visibles chaque année varie sur une période de onze ans, le maximum coïncidant avec celui des taches et des éruptions solaires ... On se souvient qu'autrefois, Arago se vantait de deviner une aurore visible en Suède et en Norvège par la seule inspection de l'aiguille aimantée à Paris. Il n'est donc pas surprenant que la correspondance remarquée entre l'état du Soleil et la boussole s'étende aux aurores ». Les statistiques, faites à partir des données du satellite de défense américain DMSP présentées au chapitre VI, ont montré qu'à 60° de latitude nord, vers 20 heures locales, les particules précipitées sont le plus souvent d'énergie inférieure à 600 eV. Elles excitent l'hydrogène des hautes altitudes, qui retourne à son état fondamental par des émissions non visibles, et l'oxygène atomique, qui émet alors une lumière verte. Ce sont les *aurores diffuses*. En revanche, vers 21 heures et 6 heures locales, leur énergie - typiquement 1 à 10 keV - leur permet de descendre plus bas dans l'atmosphère (jusqu'à 80 km). Les ions, atomes et molécules excités se désexcitent en émettant beaucoup de lumière visible : du bleu foncé, du pourpre, et du bleu émeraude pour l'ion azote moléculaire, du vert et du blanc pour la molécule d'azote, du jaune pour l'oxygène moléculaire, du vert et du rouge pour l'oxygène atomique ... C'est le phénomène d'*aurore polaire discrète*.

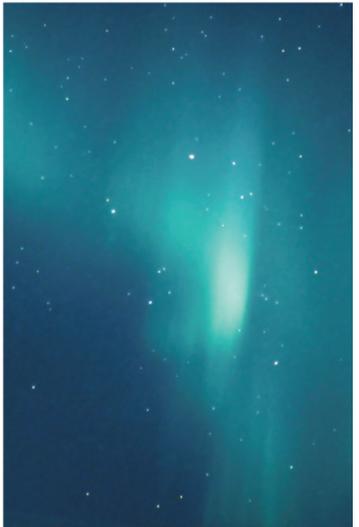
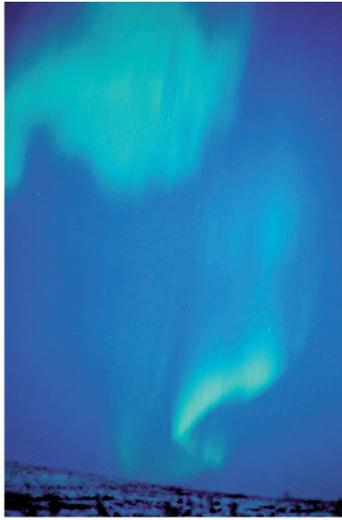
La dynamique des aurores est impressionnante, et impossible à rendre au seul moyen de photographies. Des tourbillons se créent en quelques dixièmes de secondes, se propagent sur des distances de plusieurs dizaines de kilomètres en l'espace de quelques secondes. Il existe une nomenclature des aurores, qui va jusqu'aux aurores noires, qui sont les zones du ciel entre deux arcs auroraux. Cette nomenclature dépasse le cadre de ce livre.

Les photographies d'aurores rouges suivantes ont été prises par Kjell Raastad, en Norvège.



Quelques photographies d'aurores bleues et vertes, prises par Jyrki Manninen, de l'observatoire géophysique de Sodankylä, en Finlande, en montrant la diversité de formes.





Enfin, Jan Curtis, de l'Alaska Climate Research Center, à Fairbanks en Alaska, a également accepté de montrer quelques-unes de ses œuvres dans ce chapitre.



Sur cette dernière photographie, la comète Hale-Bopp survole une aurore diffuse verte.



VII. RÉSUMÉ

Les photons UV, les photoélectrons ou les particules précipitées constituent trois sources d'excitation ou d'ionisation de la thermosphère. Une quatrième source d'excitation est faite de réactions chimiques. Les ions ou atomes excités reviennent à l'état d'équilibre en émettant un rayonnement électromagnétique. Le rayonnement diurne a pour sources principales l'absorption des photons solaire et les réactions chimiques. La nuit, les réactions chimiques constituent la source majeure du rayonnement, mais les précipitations engendrent, en régions aurorale et polaire, un rayonnement intense : les aurores polaires, boréales au nord et australes au sud.

VIII. BIBLIOGRAPHIE

Ce chapitre s'inspire de deux livres remarquables sur le sujet par deux spécialistes mondialement reconnus :

Physics and Chemistry of the upper atmosphere, M.H. Rees, Cambridge University Press, 1989, ISBN 0-521-32305-3.

Ultraviolet spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere, R.R. Meier, *Space Science Rev.*, **58** / 1+2, Kluwer academic Publishers, 1991, ISSN 0038-6308.

Le premier ouvrage a déjà été cité. Le chapitre consacré au rayonnement examine les trois spectres longueur d'onde par longueur d'onde. Le choix de R.R. Meier est au contraire d'examiner le rayonnement espèce par espèce. Les références incluses dans ces ouvrages sont très complètes, et le second, totalement consacré au sujet, est très abondamment illustré. Ces ouvrages donnent pour chaque réaction concernée les coefficients de réactions, et le second les discute et en propose souvent toute une palette.

Un troisième auteur a fait un travail extraordinaire dans le domaine. Il s'agit de A.L. Broadfoot. Le spectre diurne de ce chapitre provient de :

N₂ triplet band systems and atomic oxygen in the dayglow, A.L. Broadfoot, D.B. Hatfield, E.R. Anderson, T.C. Stone, B.R. Sandel, J.A. Gardner, E. Murad, D.J. Knecht, C.P. Pike and R.A. Viereck, *Journal Geoph. Res.*, **102**, 11567-11584, 1997.

La discussion des émissions diurne y est d'une grande clarté, et les références les plus récentes sont présentes dans cet article.

Plus ancien, mais encore d'actualité, on pourra lire :

The Optical aurora, de A. Omholt, Springer Verlag, 1971, ISBN 0-387-05486-3.

En particulier, l'auteur y décrit la forme et la morphologie des aurores avec grand détail.

Une autre description d'avant le WEB est particulièrement intéressante à lire, car elle émane de deux des plus grands noms de l'aéronomie. Il s'agit de celle qu'on trouve dans : Solar-Terrestrial Physics, S.I. Akasofu and S. Chapman, Oxford Univ. Press, 1972.

Enfin, la bibliographie la plus à jour des réactions conduisant à l'émission des raies rouge ou verte de l'oxygène se trouve dans un article :

Witasse O. et co-auteurs, *Annales geophysicae*, 1999, sous presse.

Un livre grand public en langue française est à mettre en exergue :

« Les aurores boréales ou les lumières mystérieuses », de Candace Savage, éditions du Trécarré, 1994, ISBN 2-89249-535-0.

La science y est maltraitée, mais on y trouvera de nombreuses croyances et légendes autour des aurores et une relation passionnante des efforts scientifiques pour les comprendre, depuis l'antiquité aux années cinquante.

Sur la toile, on peut trouver facilement de splendides photographies ou animations d'aurores. On y trouve également des descriptifs et une nomenclature qui sortent de l'objet de ce livre. Mes adresses favorites sont :

<http://beatles.imv.uit.no/english/science/publicat/waynorth/wn1/contents.htm>;<http://snake.irf.se/>

<http://space.sgo.fi/htmls/jpics.html>;<http://www.ucalgary.ca/~tstronds/satellites/html/isis.html>

<http://ispec.ucsd.edu/virtual/>;<http://home.sn.no/~kjellr/photo.html>

<http://nis-www.lanl.gov/~mgh/>;<http://www.geo.mtu.edu/weather/aurora/images/aurora/>

<http://www.geo.mtu.edu/weather/aurora/images/jan.curtis/>

Chapitre VIII

AÉRONOMIE ET MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

Ce livre s'intitule « Du Soleil à la Terre » et son sous-titre est « aéronomie et météorologie de l'espace ». Le terme espace qualifie ici à la fois l'aéronomie et la météorologie. Dans ce dernier chapitre, nous allons dans un premier temps résumer ce voyage de l'étoile à la planète. Nous donnerons quelques-unes des pistes de recherches sur l'aéronomie terrestre, et les perspectives considérables ouvertes par la météorologie de l'espace. Enfin, nous survolerons les planètes du système solaire, la planétologie étant l'autre grande branche de l'aéronomie en cours de développement intense. Résumons tout d'abord le long voyage qu'au fil des chapitres, nous avons parcouru.

Au **chapitre I**, nous avons examiné le Soleil, producteur de rayonnement électromagnétique, de vent solaire lent ou rapide. Le spectre solaire, en premier lieu, s'étend sur une large gamme de longueurs d'ondes, depuis de dixième de nanomètre jusqu'au mètre. Dans le visible - de 390 à 760 nm, il rayonne avec un maximum autour de 450 nm, c'est à dire dans le bleu. L'absorption de la lumière par l'atmosphère terrestre, aussi bien que la sensibilité de nos yeux nous le font paraître jaune. Néanmoins, la lumière visible a peu d'importance pour l'aéronomie. Les énergies qui président à la formation de l'ionosphère se situent dans la gamme de l'ultraviolet (100 à 390 nm) et de l'extrême ultraviolet (20 à 100 nm). L'incertitude de mesure sur cette partie du spectre peut être évaluée à 100 % dans certaines régions. La variabilité du flux est non seulement fonction de l'activité solaire, mais de l'instant de la mesure à l'intérieur d'une journée.

En second lieu, le Soleil est producteur de vents lents ou rapides. Pour se rendre compte de ce qui se passe, on peut procéder par analogie, en regardant bouillir une soupe épaisse dans une casserole. Les bulles de soupe les plus chaudes montent depuis le fond jusqu'à la surface et explosent. La flamme de la cuisinière représente le noyau nucléaire du Soleil. Bien que l'échelle ne soit pas respectée, le fond de la casserole représente la région radiative solaire, dans laquelle de l'énergie est transportée sans transfert de matière. Enfin, la soupe solaire est composée d'électrons et de protons au lieu des légumes du jardin. Vu de loin, les bulles de soupe qui montent et qui descendent ressemblent à des grains de riz. Les gouttes qui s'échappent de la casserole (et qui retombent sous l'effet de la gravité terrestre ... aucune simulation n'est parfaite !) représentent le vent solaire. La partie ionique du vent solaire est composée de 95 % d'ions H^+ et 5 % d'ions He^+ . Dans le plan de l'écliptique, au niveau de l'orbite de la Terre, il souffle à une moyenne de 400 km.s^{-1} . A une unité astronomique, sa concentration est d'environ 5 ions et 5 électrons par centimètre cube dans le plan de l'écliptique (donc, chaque seconde, à peu près 400 millions de particules traversent chaque centimètre carré à une telle distance).

La figure VIII-1 montre une photographie de la couronne solaire.

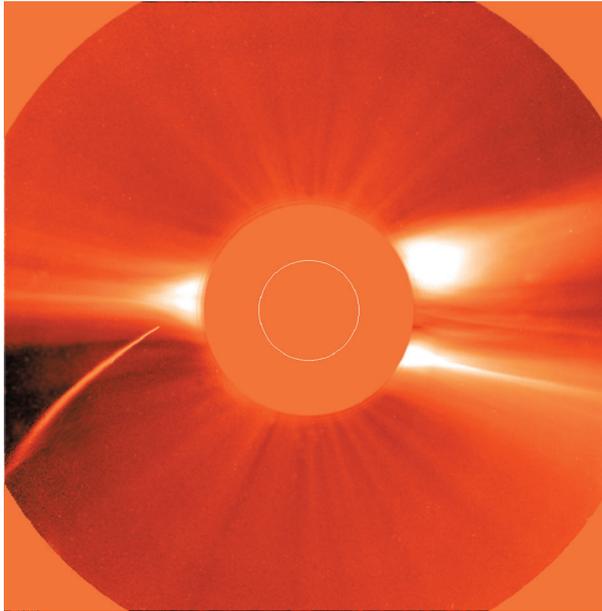


Figure VIII-1 : cette exceptionnelle photographie a été prise le 23 décembre 1996 à 4:44 UT par le coronographe LASCO à bord du satellite SOHO

Le coronographe produit une éclipse solaire artificielle, de façon à voir la couronne solaire. En plus de la couronne, on distingue parfaitement la comète Hyakutake sur la gauche de l'astre (crédit ESA/NASA).

Le Soleil connaît aussi des périodes de forte activité pendant lesquelles des taches sombres apparaissent à sa surface. Dans ces taches, le champ magnétique est jusqu'à un millier de fois plus élevé qu'ailleurs à la surface du Soleil. Par conséquent, la matière, sensible au champ magnétique, y est plus organisée ; les collisions sont moins fréquentes et la température décroît de 5800 K à 4000 K environ. Lorsque les taches ont différentes polarités, un tube de force magnétique peut être créé dans lequel sont conduits les électrons et les ions. Lorsque la densité d'énergie y devient trop élevée, ce filament commence à s'échapper de la surface du Soleil, sous formes d'arcs pouvant atteindre quelques dizaines de milliers de kilomètres de haut et qui finissent par exploser. Alors, de fortes décharges d'électrons et de protons sont envoyées dans l'espace.

Le **chapitre II** a présenté la Terre sous les angles importants pour l'aéronomie : atmosphère et magnétisme. Après une étude rapide de la composition atmosphérique des basses altitudes, nous avons abordé la haute atmosphère, dont les principaux composants sont O₂ and N₂ au-dessus de 80 km. A partir de 200 km et jusque vers 600 km, l'oxygène atomique devient le composant majoritaire, les minoritaires étant l'hydrogène, l'hélium, l'argon et l'azote atomique. Les concentrations totales typiques sont 10²⁰ particules.m⁻³ à 80 km et 10¹⁵ particules.m⁻³ à 400 km. La température est d'environ 200 K à 90 km et augmente

jusqu'à 1000 K environ à 400 km. C'est pourquoi on qualifie cette partie d'atmosphère neutre de thermosphère. Nous avons par ailleurs montré que le champ magnétique terrestre possède en première approximation les caractéristiques du dipôle, avec une intensité de l'ordre de 0,5 G au niveau du sol.

C'est au **chapitre III** que nous avons commencé à mettre ces acteurs en interaction. L'effet du vent solaire sur le bouclier géomagnétique peut être comparé à celui d'un vent supersonique (Mach 8) sur une voiture : une onde de choc se forme à l'avant (à 15 rayons terrestres environ) et dévie les particules du vent solaire suivant des trajectoires épousant la forme du champ géomagnétique. La frontière sur laquelle la pression du champ magnétique compense celle du vent solaire s'appelle la magnétopause et se situe typiquement à 10 rayons terrestres côté jour, valeur qui peut descendre jusqu'à 7 lors de fortes éruptions. L'intérieur de cette cavité, protégée du vent solaire, s'appelle la magnétosphère. Elle est comprimée vers la Terre côté jour, et s'étend en une longue queue étirée par le vent solaire côté nuit.

Cependant, la magnétopause est une frontière poreuse. En la longeant, une partie des particules du vent solaire parvient à dériver lentement et à pénétrer dans la cavité magnétosphérique, côté nuit. Elles se rejoignent au-delà d'environ 30 rayons terrestres, dans la zone dite de reconnexion. Sous l'effet des collisions, une partie de ces particules s'en va dans l'espace, alors que l'autre partie est ramenée vers la Terre. Davantage d'ions dérivent le long de la magnétopause côté ouest, et davantage d'électrons côté est, générant un champ électrique qui traverse toute la magnétosphère côté nuit. Sous l'effet conjugué de ce champ électrique et du champ géomagnétique, les particules qui se retrouvent dans la zone de reconnexion subissent une forte accélération. La vitesse des électrons augmente jusqu'à plusieurs dizaines de milliers de kilomètres par seconde. A quelques rayons terrestres (de 5 à 10), le champ géomagnétique devient si intense que les électrons et les ions ne peuvent continuer : ils sont contraints de tourner autour d'une ligne du champ magnétique local pour être précipités vers l'atmosphère. En trois dimensions spatiales, il vaut mieux représenter son champ magnétique par des coquilles que par des lignes : les particules ne remplissent pas la zone comprise entre deux lignes du champ magnétique, mais plutôt le volume entre deux coquilles du champ magnétique. Les pieds de ce volume tracent sur la Terre deux ovales appelés ovales auroraux, typiquement situé entre 65° et 75° latitudes nord et sud. Ces deux ovales existent en permanence, car le vent solaire souffle de façon continue. On peut le voir sur la figure VIII-2, une image UV du satellite suédois Viking.

Nous n'avons pas pu continuer à étudier l'interaction Soleil-Terre sans examiner, au **chapitre IV**, les divers phénomènes collisionnels et chimiques. Cela nous a conduit à étudier le très important concept de section efficace, utile aussi bien pour les collisions élastiques et inélastiques entre particules, que pour l'absorption des photons. L'ordre de grandeur des sections efficaces est 10^{-19} m^2 . Nous avons aussi donné les processus de base de la cinétique chimique.

Munis de ces bases théoriques, nous avons, au **chapitre V** montré comment se crée l'ionosphère diurne. Les photons dans l'extrême ultraviolet possèdent des énergies supérieures aux seuils d'ionisation des différents constituants atmosphériques (ces seuils sont tous de l'ordre de 10 eV). Ils sont donc susceptibles d'ioniser le gaz neutre.

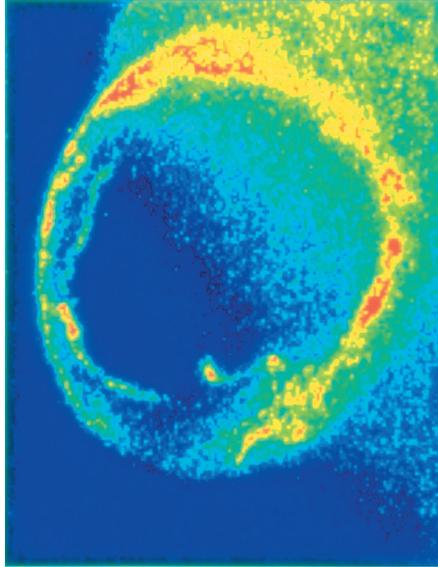


Figure VIII-2 : image en fausses couleurs de l'ovale auroral

prise par la sonde suédoise Viking, en 1986 (crédit Agence spatiale suédoise)

On distingue l'ovale, en jaune et rouge ; en haut de l'image, le jaune (correspondant à un rayonnement intense) vient de l'excitation de l'atmosphère due aux photons solaires.

Les excitations sont également un processus d'absorption des ultraviolets, si bien que notre atmosphère constitue un véritable filtre pour ces rayons mortels. La partie ionisée de l'atmosphère est appelée ionosphère. Nous y avons distingué entre autre deux régions, appelées *E* et *F*. Dans la première, entre 80 et 140 km approximativement, les ions sont principalement moléculaires et les températures des électrons et des ions sont proches l'une de l'autre. La concentration des électrons atteint quelques 10^{11} m^{-3} à 110 km environ (10^8 fois plus petite que celle du gaz neutre). La région *F* quant à elle est divisée en trois parties : entre 140 et 200 km (région *F1*), il y a transition entre les ions moléculaires et les ions atomiques. La région *F2*, au-dessus de 250 km, est celle du second maximum de concentration d'électrons. Il n'y a qu'un ion présent, l'ion O^+ . Au-dessus de la région *F2* se trouve la région *F* supérieure, avec une transition entre O^+ et les ions H^+ et He^+ . L'atmosphère devient non-collisionnelle au-dessus de 300 km. La température des électrons est à peu près 1400 K à 400 km alors que la température des ions atteint « seulement » 1100 K à la même altitude.

Le **chapitre VI** a été consacré à la dynamique de l'ionosphère et à son couplage avec la magnétosphère et la thermosphère. Nous avons examiné des couplages via les particules précipitant dans l'ovale auroral, dont nous avons donné les caractéristiques majeures. Nous avons également montré comment le système de courants auroraux se boucle en région *E* à travers les conductivités de Hall et de Pedersen. L'étude de la dynamique nous a permis de montrer l'ionosphère en tant que traceur de la thermosphère, et d'étudier les vents neutres. Nous avons vu qu'ils atteignent plusieurs centaines de mètres par seconde. Enfin, nous avons étudié les divers modes de marées ionosphériques, à l'origine de l'ionosphère nocturne des très basses latitudes.

Au **chapitre VII**, nous avons examiné la partie la plus fascinante de l'ionosphère : son rayonnement, et en particulier son rayonnement auroral. Sous l'effet d'une collision, de l'absorption d'un photon, ou d'une réaction chimique, une molécule neutre peut, comme un personnage de dessin animé, se mettre à vibrer dans différentes directions, à tourner sur elle-même : elle est dans un état excité. Elle revient à son état fondamental en émettant des ondes électromagnétiques, parfois dans le domaine visible : cela donne naissance, la nuit, au magnifique phénomène des aurores polaires.



Figure VIII-3 : aurore boréale, au dessus de Tromsø

L'aéronomie est une science jeune : Parker publia ses idées dans les années cinquante. Les avancées, on l'a vu dans ce livre, ont été considérables en l'espace de quelques décennies. Naturellement, de nombreux points demeurent obscurs : le bilan d'énergie global des interactions Soleil-Terre n'est pas achevé. De très nombreux coefficients de réaction, de très nombreuses sections efficaces, des fréquences de collisions manquent aux tables pour une modélisation fine des phénomènes ionosphériques. Les phénomènes turbulents ou chaotiques, que nous n'avons pas du tout abordés dans cet ouvrage, commencent à peine à être compris. Ils sont observés depuis plusieurs années : l'ionosphère peut basculer en l'espace de quelques secondes d'un état d'équilibre à un état turbulent, avec des vitesses qui cessent d'être isotropes (par rapport à la direction du champ magnétique notamment), des températures qui connaissent des accroissements considérables (jusqu'à près de 10 000 K pour les électrons). Le cornet polaire est une zone encore largement mystérieuse. La microphysique de la magnétosphère est peu connue : comment sont générées les formes en rideaux des aurores ? On sépare encore mal le caractère spatial du caractère temporel dans les observations ... Bien des sujets restent donc à l'étude !

Depuis le temps des pionniers de la conquête spatiale, cette science s'est considérablement étoffée avec, récemment, l'émergence de deux nouvelles disciplines majeurs : la météorologie de l'espace et la planétologie.

I. MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

L'influence du Soleil sur l'atmosphère a longtemps été principalement étudiée dans les basses couches, au-dessous de 15 km. Ce n'est que récemment, avec le réchauffement global de la planète, qu'a commencé l'étude systématique des interactions Soleil-Terre. On a peu à peu réalisé que leurs effets ne se cantonnaient pas aux effets météorologiques classiques, mais que les perturbations de l'ionosphère ou de la magnétosphère avaient elles aussi un impact direct sur notre vie quotidienne.

Parmi les risques liés à l'environnement spatial, la vulnérabilité des satellites artificiels est le plus préoccupant. Deux effets sont à considérer. D'abord, une des caractéristiques de la magnétosphère est d'être remplie de particules chargées énergétiques, supérieure au MeV dans certaines zones, les ceintures de radiation. Dans un tel milieu, les surfaces conductrices et diélectriques d'un satellite peuvent se charger puis produire des décharges. Les blindages de protection eux-mêmes peuvent être insuffisants et des composants électroniques peuvent être affectés. La miniaturisation entraîne une sensibilité accrue vis à vis de ces phénomènes qui résulte en un changement d'état des composants ou leur destruction. Suivant la nature des systèmes électroniques touchés (panneaux solaires, électronique de commande, ...), ces pannes peuvent conduire à des commandes fantômes. Ainsi, en janvier 1994, deux satellites de télécommunication canadiens ont cessé de fonctionner, l'un pendant huit heures et l'autre pendant six mois, parce qu'ils avaient subi des décharges électrostatiques dans les circuits contrôlant les roues d'inertie.

D'autre part, l'arrivée massive d'énergie peut modifier l'équilibre de l'atmosphère : un rayonnement intense EUV et X chauffe la thermosphère et accroît la concentration qui peut doubler au-dessus de 300 km avec pour conséquence une efficacité accrue de la force de traînée sur les satellites en orbites basses, perturbant leurs trajectoires sur une longue période. Ainsi, plus de 1400 satellites étaient affectés dix-sept jours après le déclenchement d'un orage en mars 1989. Outre la perte économique, on devine le risque humain sous-jacent : Skylab est rentré prématurément dans l'atmosphère à la suite d'un phénomène semblable, rendant incontrôlable le point d'impact de la station orbitale.

Il faut compter avec un autre danger : le rayonnement ou les particules énergétiques peuvent également modifier l'ADN des astronautes, initier des cancers, une stérilité, voire des mutations. Les doses de radiation pouvant être létales, l'inquiétude est grande concernant la santé des mécanos de l'espace qui assemblent la station spatiale internationale dans les années à venir, en plein maximum d'activité solaire. Par ailleurs, on commence à se préoccuper de la santé des personnels navigants, en particulier sur les longs courriers, qui sont soumis à des doses de rayonnement cumulé important.

Le lancement des satellites est lui-même soumis à la météorologie de l'espace : les fusées peuvent être gravement perturbées par un orage magnétique, problème qui est pris en compte pour la décision finale de décollage. Cependant, les coûts engendrés par une fausse alerte sont élevés, et une bonne prévision est nécessaire. Cela concerne également les assurances, qui ont engrangé 5 milliards de dollars entre 1989 et 1998 pour l'assurance des véhicules spatiaux sur le décollage et la mise en orbite, avec un bénéfice de 1,5 milliards de

dollars. L'assurance sur la vie opérationnelle des satellites a dégagé un déficit de 200 millions sur la même période, pour un chiffre d'affaire de 800 millions. Chacune de ces lignes budgétaires est en augmentation rapide, et l'intérêt des assureurs pour la météorologie de l'espace est donc grande. Leur inquiétude principale concerne naturellement les phénomènes qui peuvent affecter en même temps un grand nombre de satellites : pluie de météorites ou orage magnétique.

Sur un autre plan, notre société est très dépendante de moyens de communications qui utilisent comme support les ondes électromagnétiques : les ondes longues (150-300 kHz) et moyennes (525-1700 kHz) utilisées en navigation ou radio longent la Terre dans la basse ionosphère. Les ondes courtes (2300-26100 kHz) utilisées en radio-amateur, téléphonie mobile, en radio FM, pour les fréquences taxi et bien d'autres applications peuvent ricocher sur l'ionosphère vers le sol. Les ondes UHF ou VHF (en dessous de 1 GHz) utilisées pour le téléphone, la télévision ou la radio FM, traversent l'ionosphère en toutes conditions, mais subissent des atténuations et des changements de phase qui dépendent du contenu de la colonne d'électrons traversée.

Toute altération de la structure ionosphérique affecte la propagation de ces ondes. Comme l'ionosphère est très sensible au rayonnement et aux précipitations, elle peut être perturbée pour quelques heures à la suite d'orages magnétosphériques et présenter de fortes irrégularités de structures qui produisent des phénomènes de scintillation et même d'absorption. Ces phénomènes dégradent de façon très sensible les performances des systèmes globaux de positionnement utilisés aujourd'hui dans un nombre considérable d'applications.

Les perturbations au sol, quant à elles, sont de divers ordres. Les perturbations magnétiques peuvent perdre les pigeons ou faire s'échouer les cétacés. La corrosion des pipelines est accrue par les courants électriques qui s'y propagent lors des orages magnétiques. Cependant, les perturbations les plus graves concernent fabrication et distribution de l'électricité. Le développement industriel a densifié et interconnecté les réseaux, créant de gigantesques antennes qui, à l'échelle d'un continent, constituent d'excellents inducteurs pour les courants ionosphériques. En particulier, lors d'orages magnétiques, les courants parasites se propagent jusqu'aux transformateurs avec une intensité qui peut dépasser les capacités de régulation et faire disjoncter le réseau.

Si ces courants induits sont hautement variables en intensité comme en direction, leurs fréquences caractéristiques (quelques mHz) sont largement en dehors des intervalles pour lesquels les transformateurs sont optimisés (~50-60 Hz) et apparaissent comme une composante continue qui ne peut être dissipée par des transformateurs que sous forme de chaleur. Aux USA, en 1992, pendant un orage magnétique, on a relevé une augmentation de température de 60°C à 175°C. Les effets peuvent s'avérer spectaculaires. Ainsi, le 13 mars 1989, en 90 secondes, un orage magnétique a causé la fonte de transformateurs au Québec et aux USA, coupant l'électricité à 6 millions d'abonnés pendant 9 heures. Les coûts (3 à 6 milliards de dollars) sont du même ordre qu'après un cyclone ou un tremblement de Terre. Comme les orages peuvent durer plusieurs jours, et que les dommages créés s'accumulent, les pannes de transformateur sont 60 % plus élevées aux latitudes aurorales qu'aux basses latitudes.

Pour toutes ces raisons, les militaires, les assureurs, les agences de l'énergie, de l'espace ou des télécommunications sont à présent avides de posséder une météorologie de l'espace efficace. Les connaissances sont encore trop partielles pour pouvoir donner des prévisions à mieux que 70 % : par exemple, sur le Soleil, les éjections de masse et les variations du rayonnement UV sont mal connues. Il en va de même des accélérations, du stockage et de la libération d'énergie dans la magnétosphère, des flux d'échappement de l'atmosphère lors des sous-orages ou orages magnétiques, ou du lien entre les hautes altitudes et le climat global de la planète. Cependant, les synergies se développent, et des moyens considérables sont mis en place dans cette branche de la géophysique. La météorologie spatiale comporte deux volets : climatologie et prévision.

Il s'agit dans un premier temps de comprendre les tendances à long terme du Soleil et de la haute atmosphère. Pour cela, de vastes campagnes d'observations sont lancées, pour connaître des paramètres aussi importants que par exemple, le flux solaire dans l'extrême ultraviolet. Dans le même temps, il s'agit de définir des indices plus performants que ceux présentés dans cet ouvrage ($f_{10,7}$, Ap, Kp ...), qui sont utiles mais d'une trop grande pauvreté.

Une fois ce travail climatique accompli, il faudra passer à une phase de prévisions. A moyen terme, l'objectif est clair : établir un centre planétaire de météorologie de l'espace, que préfigure celui de Paris-Meudon. Quelques paramètres clés semblent se dessiner : ainsi, il n'est peut-être pas nécessaire de connaître, en chaque point ou à chaque instant, le profil de concentration électronique ou les températures. Le contenu électronique total d'une colonne d'atmosphère et l'altitude du maximum de la région F (appelé Nm0F2) peuvent s'avérer suffisants suivant les applications. Cette altitude, pour des applications en télécommunications, peut être aisément transcrite en terme de fréquence (voir annexe physique des plasmas). On obtient alors le paramètre f0F2

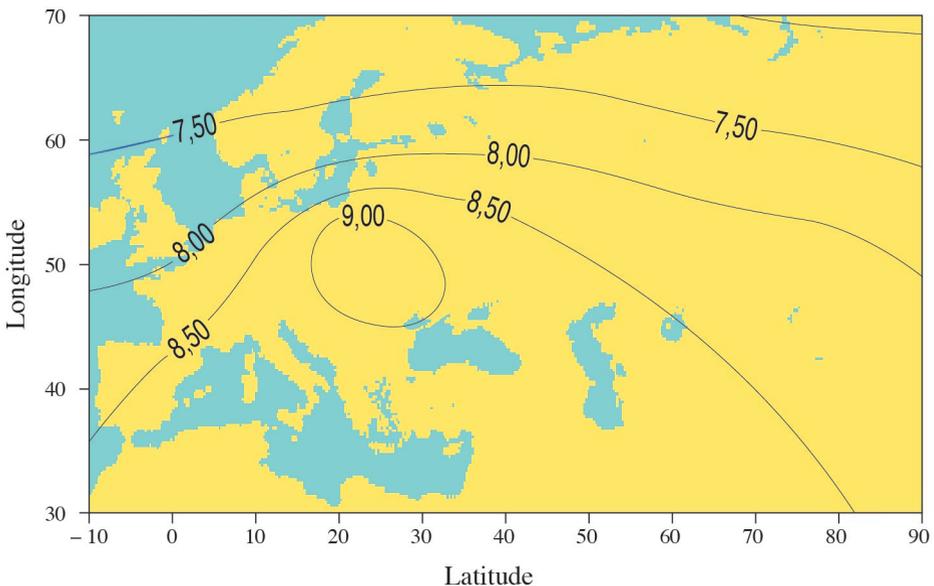


Figure VIII-4 : carte du paramètre f0F2 au dessus de l'Europe

De telles cartes (ainsi que celles du contenu électronique total ou d'autres paramètres) sont établies quotidiennement et peuvent être obtenues sur le site :

<http://www.rcru.rl.ac.uk/iono/maps.htm>

Les applications de l'aéronomie spatiale connaissent ainsi un essor considérable à travers cette nouvelle branche de recherche qu'est la météorologie de l'espace.

II. PLANÉTOLOGIE

Récemment, l'intérêt des aéronomes pour les ionosphères planétaires n'a cessé d'augmenter. Nous pensons qu'en quelques années, nous aurions modélisé les 9 planètes. Mais l'expérience nous a rendus beaucoup plus modestes !

A 0,357 Unités Astronomiques de la Terre, **Mercury** possède une atmosphère peu dense. Ceci est dû à sa faible gravité : $3,72 \text{ m.s}^{-2}$ (la vitesse d'échappement est de $4,3 \text{ km.s}^{-1}$ contre $11,2 \text{ km.s}^{-1}$ sur Terre). En effet, bien que sa concentration soit proche de celle de la Terre, sa taille est plus proche de celle de la Lune. L'énergie thermique issue de la proximité du Soleil est assez élevée pour que n'importe quelle particule s'échappe de Mercure. La pression atmosphérique est 10^{12} fois plus faible que la pression atmosphérique terrestre. Les quelques particules de gaz sont principalement de l'hélium, avec des traces d'Argon et de Néon. Cependant, Mercure a un champ magnétique, estimé à environ 100γ à la surface (10^{-7} T). Il faut comparer ceci à une moyenne de $50\,000 \gamma$ ($5 \cdot 10^{-5} \text{ T}$) sur Terre et à l'intensité du champ magnétique interplanétaire, qui est de 20γ à l'orbite de Mercure. Le champ magnétique de Mercure est fortement poussé vers sa surface par la pression du vent solaire. Cependant, sa forme est proche de la forme du champ de la Terre. Par conséquent, certaines particules du vent solaire font le même voyage que sur Terre, hormis le fait qu'il n'y a pas de gaz pour les ralentir. En effet, la pression de l'atmosphère de Mercure atteint $2 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$. Elles s'écrasent donc sur le sol de la planète. Si cette réaction était électroluminescente, l'aurore sur Mercure serait une aurore de roche ! De fait, du sodium est alors produit par pulvérisation ionique des minéraux de surface.

Notons encore que, lors de fortes éruptions solaires, le vent est tellement intense qu'il « pousse » le champ magnétique de Mercure au-delà de la planète, laissant ainsi électrons et protons solaires s'écraser directement sur le sol.

La deuxième planète est une seconde surprise : **Vénus** n'a pas de champ magnétique marquant (moins de 25γ) et donc pas de magnétosphère ! Les raisons pour lesquelles un champ magnétique planétaire s'allume demeurent mystérieuses et si jamais un lecteur a quelque idée sur la question, c'est avec joie que nous partagerons le prix Nobel. Cependant, Vénus possède une atmosphère dense, composée à 96 % de CO_2 . Cette molécule peut être ionisée par les radiations solaires EUV, il y a donc une ionosphère diurne. Le vent solaire ne peut pas pénétrer dans l'atmosphère de Vénus car l'ionosphère elle-même agit comme un bouclier. Les quelques électrons du vent solaire qui arrivent à franchir cette barrière créent une légère excitation : l'ovale auroral se résume en un croissant diurne, comme a pu l'observer le spectromètre Ultraviolet du satellite américain Orbiter.

De tous temps, **Mars** a fasciné les astronomes. Son atmosphère est composée de CO_2 à 95 %. Bien que la pression se situe entre 2 et 10 hPa, son ionosphère possède des densités comparables à celles de la Terre. Plus encore, en raison de la différenciation de l'intérieur de la planète avec des éléments lourds, comme du fer au centre, il semble bien que Mars ait pu avoir un champ magnétique dipolaire à l'image de celui de la Terre. S'il existe encore, celui-ci est inférieur à $1/4000^{\text{ème}}$ de la valeur terrestre. Beaucoup de missions spatiales ont été consacrées à l'étude de Mars au cours de ces 20 dernières années, mais quasiment aucune n'a atteint cette planète. L'une des dernières en date, « Mars Orbiter » a explosé lors des manœuvres de mise en orbite. La sonde russe « Mars 96 » était financée en grande partie par la France. Puis il y eut le mauvais allumage du quatrième étage de la fusée russe ... Mais la communauté internationale, emmenée par la NASA, continue ses efforts dans l'exploration de cette planète. En 1997, la sonde Mars Global Surveyor a emporté un magnétomètre. L'image VIII-5 montre l'orientation et l'intensité du champ magnétique mesuré par ce magnétomètre le 21 septembre 1997.

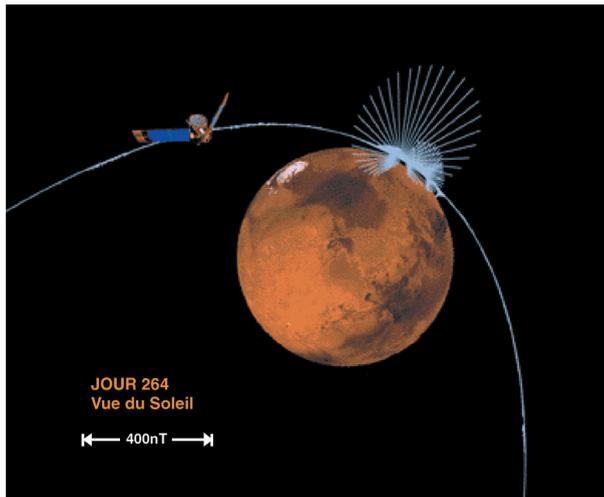


Figure VIII-5 : direction et intensité du champ magnétique de la planète Mars lors d'un survol de la sonde Mars Global Surveyor

La longueur des traits représente la magnitude relative du champ (crédit NASA).

Le passage montre l'une des très nombreuses anomalies magnétiques de la surface de la planète : le champ peut passer de moins de 5 nT en moyenne à plus de 400 nT sur quelques dizaines de km. Les anomalies se modélisent correctement au moyen d'un ou plusieurs dipôles situés près de la surface, peut-être dans le manteau martien d'épaisseur 10 à 75 km (le rayon de Mars est 3397 km). Deux conclusions s'imposent. La première est que Mars ne possède pas de champ magnétique intrinsèque, par contre, elle a une ionosphère. La seconde est que Mars a eu un champ magnétique intrinsèque, dont les anomalies sont des réminiscences. Ce champ a pu s'éteindre, ou bien par un hasard extraordinaire, on observe une période d'inversion de champ magnétique sur Mars, comme il en existe sur la Terre.

Les missions futures nous en apprendront davantage sur ces anomalies et l'apparente disparition de la composante dipolaire.

Seconde planète avec une atmosphère et un champ magnétique : **Jupiter**. Et quelle intensité magnétique : $14,8 \cdot 10^{-4}$ T au pôle Nord, $11,8 \cdot 10^{-4}$ T au pôle Sud et $4,2 \cdot 10^{-4}$ T à l'équateur, soit plus de dix fois les valeurs terrestres ! Et quelle atmosphère : elle est composée du gaz initial du système solaire, principalement H et He, que cette planète, grâce à son incroyable gravité, a pu retenir. Jupiter, comme toutes les planètes géantes, est une planète gazeuse, de sorte que l'altitude de référence n'est pas l'altitude au sol mais l'altitude à laquelle la pression atmosphérique est de 0,6 mb, ce qui correspond à la présence de nuages d'ammoniaque. L'ovale auroral de Jupiter a été observé par plusieurs instruments, dont la Faint Object Camera de l'ESA à bord du Space Telescope. Il émet dans la bande Ly α et sa position est maintenant bien connue. Le montage VIII-6 montre les ovales nord et sud (en UV) superposés à une photographie dans le visible au même instant.

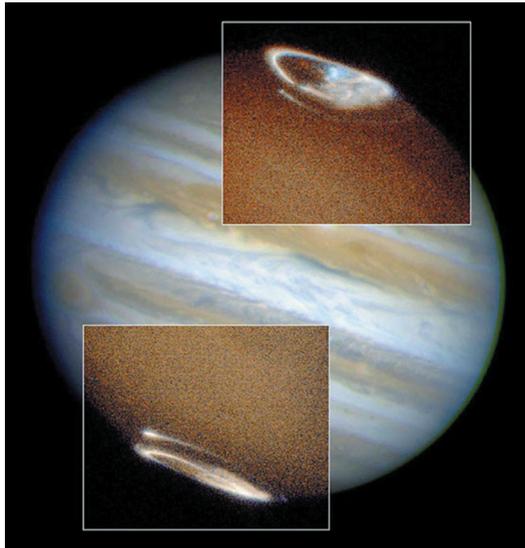


Figure VIII-6 : ce spectaculaire cliché montre les ovales auroraux sud et nord de Jupiter, photographiés par le télescope spatial Hubble (HST-STIS-WFPC2. Crédit NASA)

Sa modélisation est compliquée par plusieurs phénomènes. Premièrement, la planète tourne sur elle-même en 10 heures, alors que la recombinaison de ses ions et de ses électrons à la température qui y règne dure 600 heures (c'est à dire 60 de ses jours). Par conséquent, tout ion créé par photoionisation côté jour peut être vu côté nuit pendant longtemps : il y a une ionosphère côté nuit due à la photoionisation même en l'absence de photon !

La deuxième difficulté réside dans la présence de Io, un satellite volcanique, crachant du SO₂ dans l'espace. Ce gaz est également ionisé par les EUV solaires, laissant un tore de plasma conducteur autour de Io et le long de son orbite. L'interaction de ce tore avec la planète géante n'est pas bien comprise, mais la trace du Tore de Io est parfaitement

reconnaissable sur la figure VIII–6, décalée vers l'équateur par rapport à l'ovale lui-même. Par ailleurs, les mesures de la sonde américaine Galileo montrent que Io posséderait son propre champ magnétique. Celui-ci a été mesuré avec une intensité de près de 1000 nT le 7 décembre 1997. Il n'est pas encore possible de déterminer si Io est principalement conductrice ou si elle possède réellement un champ magnétique intrinsèque. Si celui-ci existe, il est aligné à l'inverse de celui de Jupiter.

Troisième surprise : le satellite Ganymède, lui aussi, possède son propre champ magnétique (découvert également par Galileo). Celui-ci est sans ambiguïté, puisqu'il est cinq fois plus intense que le champ local moyen de Jupiter. Il est aussi antiparallèle à celui de Jupiter. Hasard ou nécessité ? A l'approche d'Europe aussi, les magnétomètres ont mesuré une augmentation du champ magnétique local de l'ordre d'une centaine de nT (95 à 200 nT). Près de Callisto, ce sont une vingtaine de nT qui ont été mesurés. Voilà la promesse de beaucoup de nuits de recherche pour comprendre l'interaction entre tous ces champs magnétiques !

Saturne aussi possède à la fois un champ magnétique (de $2 \cdot 10^{-5}$ T environ) et une atmosphère dont la composition est proche de celle de Jupiter. L'axe de son champ magnétique est à peu près le même que l'axe géographique, ce qui est un cas unique dans le système solaire. Son ovale auroral a été observé pour la première fois en 1995 par la Faint Object Camera, instrument de l'Agence Spatiale Européenne à bord du télescope spatial Hubble.

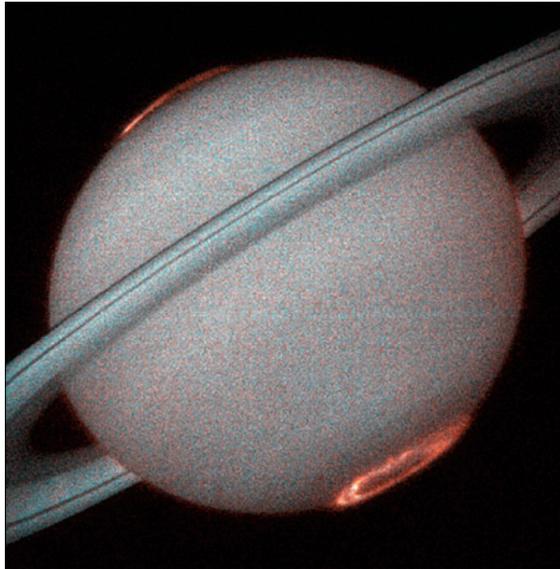


Figure VIII–7 : non moins spectaculaire cliché montrant les ovales auroraux sud et nord de Saturne, photographiés par le télescope spatial Hubble (HST-STIS-WFPC2. Crédit NASA)

L'étude aéronomique de Saturne est compliquée par la présence de ses anneaux, mais aussi et surtout par la présence de Titan. Titan est un satellite qui a sa propre atmosphère principalement composée de N_2 mais pas de champ magnétique connu. Par conséquent, Titan a aussi une ionosphère, dans laquelle, à l'instar de la Terre, il semble possible de définir des

régions *E* et *F*. Titan et Saturne seront explorées par le projet Cassini Huygens de l'ESA et de la NASA dans les premières années du 21^{ème} siècle.

Uranus est peut-être plus surprenante : son angle d'inclinaison équatorial est de 98° (contre $23^\circ 27'$ sur Terre). Et l'angle entre l'axe de son pôle magnétique et celui de son pôle géographique est d'environ 55° . Ce pôle magnétique a une intensité d'environ $3 \cdot 10^{-5}$ T, inférieure de seulement 15 % à celle de la Terre. Le satellite Voyager a détecté une aurore nocturne sur Uranus, près de son pôle magnétique. La modélisation d'une telle situation vient tout juste de commencer : quelle sorte de magnétosphère Uranus peut-elle bien avoir ?

Neptune constitue une autre étape de notre étonnement croissant. L'angle d'inclinaison est de 29° , avec un axe magnétique à 45° de son axe géographique. Le vent solaire entre donc directement dans la calotte polaire. Elle a aussi une atmosphère. C'est à peu près tout ce que nous savons ... Et c'est déjà beaucoup par rapport à **Pluton**, dont on ne sait rien en ce qui concerne les aurores polaires. Gageons que les planètes extra solaires continueront de nous surprendre !

III. BIBLIOGRAPHIE

Un livre en Français fait référence sur le système solaire. Il s'agit de :

Le système solaire, T. Encrenaz, J.P. Bibring, et M. Blanc, Interédition/éditions du CNRS, 1987, ISBN 2-7296-0152-X

Une réédition corrigée serait en cours ...

Toujours en Français, mais davantage orienté vers une vulgarisation éclairée :

Le Soleil et ses relations avec la Terre, K. Lang, Springer ed., ISBN 3-540-59445-0, 1997.

En anglais, un ouvrage présente la planétologie avec une clarté peu commune :

Kivelson et C.T. Russel, Introduction to space physics, Cambridge university press, 1996, ISBN 0-521-45504-3.

Cependant, un petit livre issu de cours d'astronomie nous semble en tous points remarquable. Il s'agit de :

Introduction to the space environment, T. Tascione, Krieger Pub. Comp., ISBN 0-89464-044-5, 1994.

Le centre de prévision Paris / Meudon de la météorologie de l'espace est à :

<http://previ.obspm.fr/previ>

On y trouvera des liens sur les centres équivalents dans d'autres pays.

LE site à consulter sur la toile est celui de la NASA :

<http://www.nasa.gov/>

Prévoir plusieurs heures de plaisir !

Annexe I

FONDEMENTS CINÉTIQUE ET FLUIDE DE L'AÉRONOMIE

I. INTRODUCTION AUX PLASMAS

1. DÉFINITION

La matière est généralement classée en trois états fondamentaux que sont le solide, le liquide et le gaz. Toutefois, lorsqu'un gaz est chauffé à des températures élevées, les atomes (ou molécules) qui le constituent sont soumis à des chocs très violents qui peuvent provoquer une ionisation de ce gaz. La température croissant, on peut aboutir à un gaz complètement ionisé, composé uniquement d'ions et d'électrons mais globalement neutre. Cet état est souvent qualifié de quatrième état de la matière. Il est celui qui prédominait aux instants initiaux de la création de l'univers (avant recombinaison ion-electron). Le physicien américain Irwin Langmuir a introduit en 1923 le terme de plasma pour caractériser cet état. Depuis, la terminologie plasma a été étendue et elle désigne un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, électrons et ions, en proportions telles que le milieu est globalement neutre.

Ainsi, si n_n est la concentration de gaz neutre, n_i celle de gaz ionisé et, le *taux d'ionisation* $\tau = \frac{n_i}{n_n+n_i}$ a une grande dynamique entre 0 (gaz neutre non ionisé) et 1 (gaz complètement ionisé). Entre ces deux valeurs extrêmes, on trouve une multitude de plasmas dans divers milieux (figure AI-1).

Un gaz en équilibre thermodynamique a un taux d'ionisation dont la valeur est imposée par la loi de Saha, qui exprime que la concentration en espèces chargées résulte d'un équilibre thermodynamique entre mécanismes d'arrachement et de capture d'électrons. Cette loi montre que le taux d'ionisation croît sensiblement avec la température thermodynamique. Cependant, dans les plasmas des environnements planétaires, d'autres processus d'ionisation doivent être invoqués, car les températures sont trop faibles pour expliquer le taux d'ionisation mesuré ; aux altitudes ionosphériques ce taux d'ionisation varie entre 10^{-9} et 1 sur environ 1000 km. Les rayonnements photoniques et les flux de particules de grandes énergies sont alors les causes principales de l'ionisation des constituants neutres.

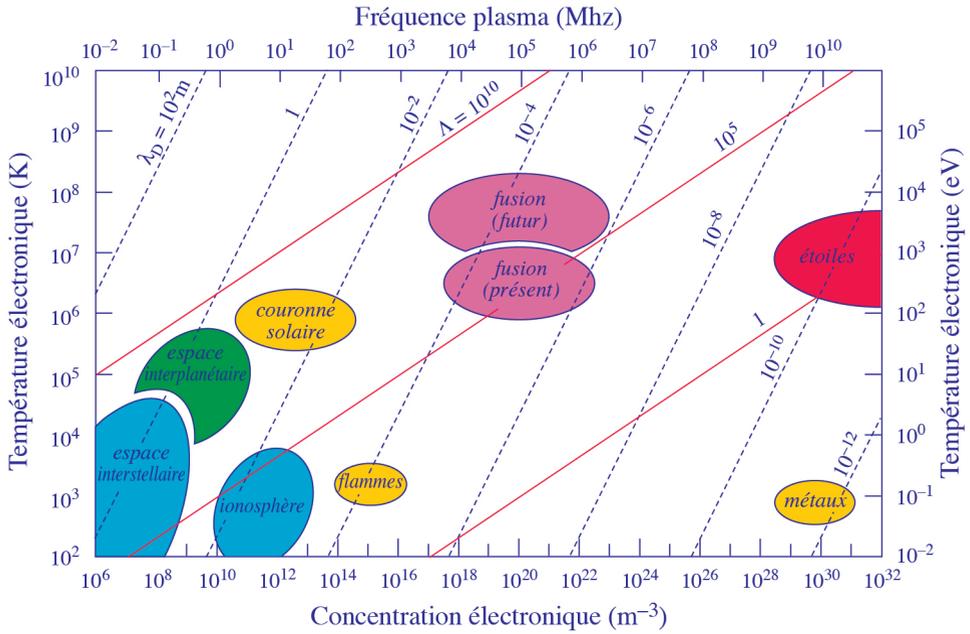


Figure AI-1 : domaine de densité (en abscisse) et de température (en ordonnée) pour différents types de plasmas
 On a reporté les échelles de fréquence plasma et de longueur de Debye λ_D définis dans l'annexe III, ainsi que celle du paramètre plasma Λ qui caractérise la validité des hypothèses faites.

2. INTERACTIONS PARTICULAIRES DANS UN PLASMA

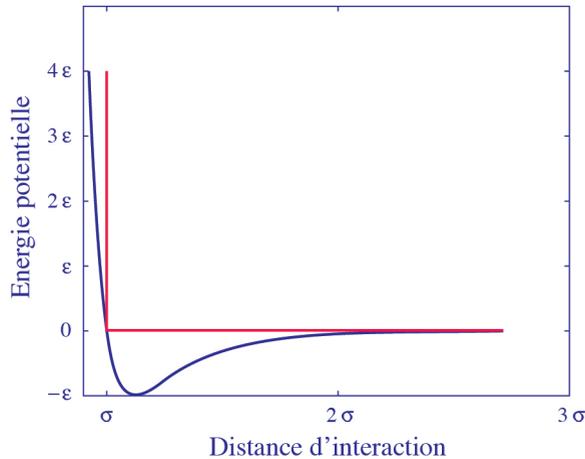
Le but n'est pas de décrire de manière exhaustive tous les mécanismes d'interaction que l'on peut rencontrer dans un plasma, mais plutôt de présenter la diversité des interactions entre particules en focalisant sur quelques uns. Les deux familles de populations (neutres et chargées) qui constituent le gaz sont sources de plusieurs types d'interactions. En nous restreignant aux gaz dilués en interactions élastiques, on peut essentiellement définir trois classes.

a. Interaction entre particules neutres

Plusieurs potentiels décrivant ce type d'interaction ont été proposés, le plus courant étant celui de Lennard-Jones dont une expression est donnée par :

$$V(r) = 4 \epsilon \left(\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right) \tag{AI-1}$$

où ϵ est l'énergie des forces intermoléculaires et σ représente la portée de ces forces. La figure AI-2 ci-dessous représente l'allure de ce potentiel en fonction de la distance r séparant les particules en interactions (courbe en trait plein).



**Figure A1-2 : potentiel d'interaction du type Lennard-Jones (bleu)
et approximation par un modèle sphère dure (rouge)**

Dans cette expression, la composante en r^{-6} caractérise les effets attractifs à grande distance (forces de Van der Waals) résultant de l'apparition de dipôles électrostatiques lors du rapprochement de particules neutres. La composante en r^{-12} traduit, pour sa part, des comportements répulsifs quantiques beaucoup plus intenses à très courte distance.

On constate que la portée de l'interaction est très faible. En effet, au delà d'une distance de l'ordre de 2σ , le potentiel est quasiment nul, et son gradient extrêmement faible. La dépendance principale en r^{-6} donne à l'énergie d'interaction d'une particule avec une sphère de gaz de rayon R , centrée sur la particule, une dépendance en R^{-3} , qui décroît rapidement vers 0 lorsque R croît. La sphère d'influence de la particule est donc restreint à l'environnement très proche de la particule (quelques σ) : nous avons affaire à une interaction à très courte portée. On peut alors avantageusement simplifier cette interaction en utilisant un modèle "boule de billard", ou sphère dure (courbe en rouge sur la figure A1-2), défini par :

$$\begin{cases} V(r) = \infty & \text{pour } r \leq \sigma \\ V(r) = 0 & \text{pour } r > \sigma \end{cases} \quad \text{A1-2}$$

où σ représente alors la portée de l'interaction.

Elle caractérise également la distance minimale d'approche : dans un modèle classique de boules de billard, σ représente la somme des diamètres des boules qui entrent en collision. Cette portée est inférieure à la distance interparticulaire moyenne entre particules neutres du gaz.

Le mécanisme des boules de billard autorise une approche commode des interactions, et notamment il permet de développer des expressions simples des fréquences de collisions.

b. Interactions entre particules neutres et particules chargées

La deuxième classe correspond aux interactions entre particules neutres et particules chargées. Lorsqu'une particule chargée s'approche d'une particule neutre, il y a induction d'un dipôle électrostatique au niveau de cette dernière et une force d'attraction apparaît. Le potentiel dont dérive cette force prend la forme suivante :

$$V(r) = -\frac{\alpha Z e^2}{4\pi\epsilon_0 r^4} \quad \text{AI-3}$$

où α est la polarisabilité de la molécule neutre et Z est le nombre de charge de l'ion. Ce type d'interaction est également à courte portée : l'énergie d'interaction d'une particule avec une sphère de gaz de rayon R , centrée sur la particule, a une dépendance en R^{-1} .

c. Interactions entre particules chargées

La troisième classe concerne les interactions entre particules chargées. Deux particules de charge respectives $Z_1 e$ et $Z_2 e$, distantes de r , ont un potentiel d'interaction coulombien de la forme :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad \text{AI-4}$$

Contrairement aux cas précédents, ce type d'interaction est à très longue portée. En effet, l'énergie d'interaction d'une particule chargée avec une sphère de particules chargées de rayon R centrée sur la particule, a une dépendance en R^2 : l'énergie diverge très vite avec la distance à la particule. Cette apparente aberration est liée au caractère collectif de l'interaction, qui n'est pas inclus dans ce calcul. Les électrons ont tendance à s'agglomérer autour des ions, plus lourds, de manière à compenser le potentiel coulombien créé par l'ion. De fait, au delà d'une distance λ_D , appelée longueur de Debye, le potentiel de l'ion est quasiment compensé par le potentiel des électrons ambiants : il y a écrantage du potentiel. La longueur λ_D correspond approximativement à la distance à l'ion pour laquelle l'énergie d'attraction induite par cet ion est égale à l'énergie volumique d'agitation thermique des électrons du plasma. On peut considérer qu'à des distances d'observation supérieures à λ_D , le milieu est neutre. Le calcul rigoureux de cette distance est proposé dans l'annexe III. Suivant les milieux observés (voir figure AI-1), la longueur de Debye peut prendre des valeurs très grandes ($\approx 10^8$ m dans les espaces interplanétaires et interstellaires, ou la couronne solaire) ou modérées (< 1 m dans les étoiles et les ionosphères planétaires). Cette grandeur caractérise de fait la portée de l'interaction entre particules chargées. Celle-ci, dans les plasmas qui nous intéressent, est toujours très largement supérieure à la distance interparticulaire moyenne entre particules chargées du gaz ; cela traduit le comportement collectif du gaz de particules chargées (voir annexe III).

Dans la suite de cette annexe, nous allons introduire la manière dont on décrit le plasma en tenant compte de ces interactions interparticulaires.

II. APPROCHE STATISTIQUE

I. FONCTION DE DISTRIBUTION

Dans le cas d'une population constituée d'un grand nombre de particules, l'approche particulière, qui consiste à suivre chaque particule individuellement, n'est plus possible. Il faut alors choisir une approche statistique où on n'étudiera plus que quelques propriétés de cette population. En premier lieu, il n'est plus envisageable de repérer chaque particule et de fait elles deviennent toutes équivalentes : c'est le principe d'indiscernabilité. Cette approche statistique consiste à caractériser la population par un certain nombre d'états accessibles aux particules et la probabilité de répartition de la population sur les différents états. Comme le nombre de particules est connu, plutôt que par sa probabilité de répartition, on préférera caractériser le nombre de particules sur chaque état admissible. Si on note Ω l'espace de ces états admissibles, on introduit alors une fonction f , définie sur Ω et appelée *fonction de distribution*, telle que pour $\vec{X} \in \Omega$, $f(\vec{X}) d\tau$ représente le nombre de particules dans le voisinage $d\tau$ de \vec{X} ($d\tau$ s'apparente à un volume élémentaire dans Ω).

Dans les gaz qui nous intéressent (gaz atomiques principalement), les états qui sont importants à caractériser sont d'une part la position \vec{r} et d'autre part l'impulsion \vec{p} (ou quantité de mouvement) ou la vitesse \vec{v} , car pour des systèmes à forces conservatives, les actions qui s'exercent sur les particules du gaz ne dépendent que de ces grandeurs et leur connaissance permet d'accéder à l'évolution du gaz (principe de Poincaré). Dans certains cas, la connaissance de la position s'avère être secondaire et l'état à caractériser sera le module de la vitesse ou de l'impulsion ou encore, ce qui est équivalent, la valeur de l'énergie totale (voir paragraphe suivant).

L'espace des position - impulsion (ou position - vitesse) est appelé *espace des phases* (espace à 6 dimensions) et la fonction de distribution $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$ que l'on bâtit sur cet espace est telle que $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t) d^3\vec{r} d^3\vec{p}$ représente le nombre de particules qui, à l'instant t , sont présentes dans le volume $d^3\vec{r}$ centré sur \vec{r} et qui ont l'impulsion \vec{p} à $d^3\vec{p}$ près.

La dimension de f_p est donc $L^{-6}T^3M^3$ (dans une représentation position-vitesse la dimension de la fonction de distribution serait $L^{-6}T^3$). Elle représente une photographie du système à chaque instant : ainsi, $\{\vec{r}, \vec{p}\}$ constitue-t-il une base de l'espace des phases. En d'autres termes, \vec{r} n'est fonction ni de t , ni de \vec{p} , et \vec{p} n'est fonction ni de t ni de \vec{r} . L'homogénéité, ou uniformité spatiale, est le caractère d'invariance par translation spatiale : dans le cas homogène, f_p ne dépend pas de \vec{r} . L'isotropie est l'homogénéité de l'espace des vitesses. Dans le cas isotrope, f_p ne dépend pas de \vec{p} . Enfin, la stationnarité est définie par une fonction de distribution ne dépendant pas explicitement du temps. Par ailleurs, la fonction de distribution telle qu'elle est définie ici n'est pas normalisée ainsi qu'on la trouve

parfois en statistique. Son intégrale sur l'espace des phases est égale au nombre de particules constituant la population.

Une telle représentation, avec une fonction de distribution dite à une espèce, n'est pas apte, a priori, à prendre en compte les interactions qui existent au sein du gaz car toutes les particules étant équivalentes, aucun couplage n'est possible. Toutefois, dans les gaz dilués, comme ceux que nous rencontrons en aéronomie, cette représentation est suffisante ; la caractérisation des interactions sera faite en adjoignant un opérateur de collisions à l'équation de transport de la fonction de distribution. La construction de cet opérateur s'appuie sur le caractère dilué du gaz qui entraîne que les particules sont faiblement corrélées.

2. FONCTION DE DISTRIBUTION DE MAXWELL

La fonction de distribution joue un rôle important dans l'étude de la dynamique des systèmes. Nous allons donc déterminer la forme qu'elle prend dans le cas d'un gaz à l'équilibre, dont les particules interagissent suivant un modèle de type sphère dure (portée d'interaction nulle) décrit plus loin dans ce chapitre.

Nous considérerons un gaz au repos (vitesse moyenne de déplacement nulle) contenant N particules. A l'échelle macroscopique, en plus du nombre de particules, nous caractériserons le gaz par son énergie totale E , constante. L'hypothèse d'une interaction de type sphère dure traduit alors la propriété que les différentes interactions ont pour principal effet de redistribuer l'énergie entre les particules ou, ce qui revient au même, de redistribuer les particules sur les différents niveaux d'énergie accessibles.

a. Niveaux d'énergie quantifiés

Nous supposons d'abord que les particules ne peuvent prendre que des valeurs discrètes de l'énergie. On définira les niveaux d'énergie quantifiés $(E_j)_{j \in J}$ (où J est un ensemble discret) accessibles aux particules. A l'équilibre, on notera N_j le nombre de particules parmi les N qui ont l'énergie E_j . Le système n'étant pas figé, les particules changent de niveaux d'énergie au cours du temps, mais le nombre de particules par niveau reste constant : c'est la manifestation de l'indiscernabilité. On a alors les relations :

$$\begin{cases} N = \sum_{j \in J} N_j \\ E = \sum_{j \in J} N_j E_j \end{cases} \quad AI-5$$

On définit le *nombre de complexion* qui est le nombre de configurations possibles pour le gaz :

$$W = \frac{N!}{\prod_{j \in J} N_j!} \quad AI-6$$

W correspond au nombre de possibilités de répartir les N particules sur les différents niveaux d'énergie. Si $Card(J)$ est supérieur à N , alors certains niveaux ne sont pas remplis, puisque les N_j sont des entiers.

On peut raisonnablement supposer que la configuration la plus probable pour le système est celle correspondant à l'état le plus désordonné possible, sous les contraintes de la quantité d'information connue sur le système, soit les relations AI-5.

Pour des raisons d'extensivité, on est amené à introduire l'entropie, la fonction mesurant le désordre, sous la forme :

$$S = k \log(W) \quad AI-7$$

En prenant $k = k_b = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$, on obtient des grandeurs thermodynamiques mesurées dans le système SI (notamment la température est donnée en Kelvin), et en prenant $k = 8,625 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$, on obtient des grandeurs thermodynamiques mesurées dans le système CeVs (voir annexe II). Pour N grand, en utilisant la formule de Stirling, on peut développer l'entropie sous la forme :

$$S \cong k_b \sum_{j \in J} N_j \log N_j + S_o \quad AI-8$$

où S_o est une constante. La situation la plus désordonnée correspond à un extrémum de l'entropie. En considérant les contraintes AI-5 dans le mécanisme d'extrémalisation, nous trouvons comme répartition suivante :

$$N_j = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_j}{k_b T}} \quad AI-9$$

où Z est un coefficient de normalisation et $\frac{1}{T}$ est une grandeur (le multiplicateur de Lagrange associé à l'énergie) introduite pour résoudre le problème d'extrémalité. T possède toutes les propriétés d'une température thermodynamique et correspond effectivement à la température du système, si l'on a pris comme constante de normalisation k_b .

Z et T sont définis par les relations AI-5, soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} N = \frac{1}{Z} \sum_{j \in J} e^{-\frac{E_j}{k_b T}} \\ E = \frac{1}{Z} \sum_{j \in J} e^{-\frac{E_j}{k_b T}} E_j \end{array} \right. \quad AI-10$$

Le facteur $e^{-\frac{E_j}{k_b T}}$ est appelé facteur de Boltzmann. Dans cette solution, on constate que tous les niveaux d'énergie sont occupés et que les N_j sont réels ; ceci est une conséquence du procédé d'extrémalisation qui consiste à dire que les fonctions sont continûment dérivables pour utiliser la propriété du gradient d'être nul en un extrémum.

b. Niveaux d'énergie continus

Dans la réalité, les niveaux accessibles forment des intervalles continus. En supposant qu'il n'y a qu'un seul intervalle $[0; E_{max}]$, on peut reprendre l'étude précédente en écrivant :

$$E_j = \left(j + \frac{1}{2} \right) dE \quad \forall j \in [0 ; p - 1] \quad \text{avec} \quad p dE = E_{max} \quad \text{AI-11}$$

et en attribuant l'énergie E_j à toute particule dont l'énergie se trouve dans l'intervalle $[E_j - \frac{dE}{2}; E_j + \frac{dE}{2}]$.

On choisit de noter dN_j le nombre de particules sur le niveau d'énergie E_j . Si la largeur dE tend vers 0, alors le nombre de particules dN_j tend également vers 0, mais le rapport $\frac{dN_j}{dE}$ tend vers une limite finie.

En effet, en reprenant AI-10, nous pouvons écrire :

$$N = \sum_{j=0}^{p-1} \frac{1}{Z} e^{-\frac{dE}{2k_b T}} e^{-\frac{j dE}{k_b T}} = \frac{1}{Z} e^{-\frac{dE}{2k_b T}} \frac{1 - e^{-\frac{E_{max}}{k_b T}}}{1 - e^{-\frac{dE}{k_b T}}} \quad \text{AI-12}$$

Si l'axe réel est entièrement accessible ($E_{max} \rightarrow \infty$), on a :

$$N = \frac{1}{Z} \frac{e^{-\frac{dE}{2k_b T}}}{1 - e^{-\frac{dE}{k_b T}}} \quad \text{AI-13}$$

ou :

$$\frac{1}{Z} = N e^{\frac{dE}{2k_b T}} \left(1 - e^{-\frac{dE}{k_b T}} \right) \quad \text{AI-14}$$

En faisant tendre dE vers 0, on peut alors développer AI-14 sous la forme :

$$\frac{1}{Z} = \frac{N}{k_b T} dE \quad \text{AI-15}$$

et donc :

$$dN_j = \frac{N}{k_b T} e^{-\frac{E_j}{k_b T}} dE \quad \text{AI-16}$$

soit un rapport qui admet une limite finie. On introduit alors la fonction de distribution du gaz en énergie f_e en posant :

$$f_e(E) = \frac{N}{k_b T} e^{-\frac{E}{k_b T}} \quad \text{AI-17}$$

qui vérifie :

$$\left\{ \begin{array}{l} N = \int_0^{\infty} f_e(\epsilon) d\epsilon \\ E = \int_0^{\infty} f_e(\epsilon) \epsilon d\epsilon \end{array} \right. \quad AI-18$$

c. Distribution de Maxwell

Pour une particule donnée de masse m , son énergie est constituée par son énergie cinétique K et son énergie potentielle U , si l'on suppose que toutes les forces agissant sur la particule sont conservatives et donc dérivent d'un potentiel. Nous avons supposé que toute l'énergie cinétique était de l'énergie de translation et à l'exclusion de toute autre contribution, du type énergie cinétique de rotation ou de vibration. Ceci suppose implicitement que nous considérons des particules atomiques, choix que nous maintiendrons dans la suite de ce chapitre.

Or K n'est fonction que de l'impulsion \vec{p} et U n'est fonction que de la position \vec{r} (puisque les forces sont conservatives). Nous pouvons donc exprimer différemment la fonction de distribution en énergie et définir une fonction de distribution simple en position et impulsion $f_p(\vec{r}, \vec{p})$ proportionnelle à $\frac{N}{k_b T} e^{-\frac{p^2}{2mk_b T}} e^{-\frac{U(r)}{k_b T}}$ (on notera β le coefficient de proportionnalité).

Si on note $n(\vec{r})$ le concentration volumique de particules présentes à la position \vec{r} , nous pouvons écrire :

$$n(\vec{r}) = \iiint f_p(\vec{r}, \vec{p}) d^3 \vec{p} \quad AI-19$$

et donc :

$$n(\vec{r}) = \frac{\beta N}{k_b T} e^{-\frac{U(r)}{k_b T}} \iiint e^{-\frac{p^2}{2mk_b T}} d^3 \vec{p} \quad AI-20$$

Comme $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-au^2} du = \sqrt{\frac{\pi}{a}}$, nous avons $\iiint e^{-\frac{p^2}{2mk_b T}} d^3 \vec{p} = (2\pi mk_b T)^{3/2}$. On trouve :

$$f_p(\vec{r}, \vec{p}) = n(\vec{r}) \frac{1}{(2\pi mk_b T)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mk_b T}} \quad AI-21$$

Si les particules ne sont pas soumises à un champ électromagnétique et qu'elles ne sont pas relativistes, on peut écrire $\vec{p} = m \vec{v}$ et $d^3 \vec{p} = m^3 d^3 \vec{v}$.

On définit alors la fonction de distribution de Maxwell $f(\vec{r}, \vec{v})$ par :

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = n(\vec{r}) \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_b T}} \quad \text{AI-22}$$

Cette fonction caractérise la population dans une représentation position–vitesse. Elle montre que localement, dans une unité de volume élémentaire, la distribution de vitesse ne se fait qu'en vitesse. $n(\vec{r})$ contient toute l'information sur la répartition des particules en position, induite par l'action des forces extérieures. Ainsi on caractérise chaque population du système par une fonction de distribution propre.

Nous verrons plus loin l'importance que revêt cette fonction de distribution pour l'étude de la dynamique des gaz.

III. LES MOMENTS DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION

La description fine offerte par la fonction de distribution n'est pas toujours appropriée, surtout si on étudie le système à une échelle macroscopique. On caractérise alors le gaz par des paramètres correspondant à des moyennes sur l'espace des vitesses de fonctions polynomiales du vecteur vitesse (que nous définissons par la suite) pondérées par la fonction de distribution ; ce sont les moments de la fonction de distribution.

Nous considérerons dans la suite une fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ dépendant a priori du temps t .

I. MOMENT SCALAIRE D'ORDRE 0 : CONCENTRATION DU GAZ

Le moment d'ordre 0 est associé polynôme I et vaut donc :

$$n(\vec{r}, t) = \iiint I f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad \text{AI-23}$$

Comme nous l'avons vu précédemment, ceci définit la concentration volumique du gaz à la position \vec{r} . Si le gaz est constitué de particules de masse m , nous pouvons encore définir la masse volumique :

$$\rho(\vec{r}, t) = m n(\vec{r}, t) \quad \text{AI-24}$$

Si les particules ont une charge q , nous définirons la charge volumique :

$$\rho_c(\vec{r}, t) = q n(\vec{r}, t) \quad \text{AI-25}$$

La charge volumique globale est la somme des charges volumiques de toutes les espèces. Dans l'hypothèse classique de neutralité du plasma, elle vaut zéro. En règle générale, nous mentionnerons à l'introduction d'un paramètre, ses dépendances vis à vis des grandeurs spatiales et temporelle, mais nous les omettrons dans les utilisations ultérieures afin de ne pas alourdir les notations.

2. MOMENT VECTORIEL D'ORDRE 1 :

FLUX DE PARTICULES ET VITESSE MOYENNE D'ÉCOULEMENT

Le moment vectoriel d'ordre 1 est associé au polynôme \vec{v} et il est défini de la manière suivante :

$$\vec{\Phi}(\vec{r}, t) = \iiint \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v} \quad \text{AI-26}$$

$\vec{\Phi}(\vec{r}, t)$ est la *flux de particules* qui s'écoulent par unité de temps et de surface. On définit alors la *vitesse moyenne de l'écoulement* $\vec{u}(\vec{r}, t)$ par :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{1}{n} \vec{\Phi} = \frac{1}{n} \iiint \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v} \quad \text{AI-27}$$

Comme cette vitesse revêt une grande importance dans les équations de transport, on considère souvent qu'elle est le moment vectoriel d'ordre 1 de la fonction de distribution. La *quantité de mouvement* $\vec{\pi}(\vec{r}, t)$ de la population est définie par :

$$\vec{\pi}(\vec{r}, t) = m n \vec{u} = m \vec{\Phi} \quad \text{AI-28}$$

Si les particules ont une charge q , nous définirons la *densité de courant* $\vec{j}(\vec{r}, t)$:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = q n \vec{u} = q \vec{\Phi} \quad \text{AI-29}$$

La densité totale de courant est la somme des densités de courants des différentes espèces. La définition AI-29 montre que cette densité de courant est positive dans le sens des ions positifs. A la position \vec{r} , nous pouvons nous placer dans le référentiel local qui se déplace à la vitesse \vec{u} avec le gaz (référentiel inertiel). Une particule de vitesse \vec{v} dans le référentiel de départ (référentiel du laboratoire) a ainsi une vitesse \vec{c} , souvent appelée vitesse thermique ou vitesse "particulière" (traduction de l'anglais peculiar) dans le référentiel local, telle que :

$$\vec{v} = \vec{u} + \vec{c} \quad \text{AI-30}$$

Nous pouvons alors définir une fonction de distribution $f_c(\vec{r}, \vec{c}, t)$ dans le référentiel local, en écrivant que le nombre de particules dans un élément de volume de l'espace des phases est conservé lors du changement de référentiel, soit :

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 \vec{v} = f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3 \vec{c} \quad \text{AI-31}$$

Comme nous avons $d^3 \vec{v} = d^3 \vec{c}$, nous en déduisons donc :

$$f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) = f(\vec{r}, \vec{u} + \vec{c}, t) \quad \text{AI-32}$$

Cette nouvelle fonction de distribution vérifie les propriétés suivantes :

$$n = \iiint f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \quad \text{AI-33}$$

et, par définition :

$$\iiint \vec{c} f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} = \vec{0} \quad \text{AI-34}$$

On considérera souvent que dans le référentiel local, les particules sont en équilibre thermodynamique et que leur fonction de distribution s'apparente à une fonction de distribution de Maxwell, caractérisée par une température $T(\vec{r}, t)$, dépendant du temps t et de la position \vec{r} . Dans ce cas, la fonction de distribution locale f_c s'écrit :

$$f_c(\vec{r}, \vec{c}) = n \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m\vec{c}^2}{2k_b T}} \quad \text{AI-35}$$

qui justifie la dénomination de "vitesse thermique" pour le vecteur \vec{c} . En effet, dans le référentiel local, les particules ne sont mues que par l'agitation thermique, et les collisions à l'intérieur du gaz redistribuent l'énergie totale $\frac{3}{2} nk_b T$ entre les particules ; \vec{c} est alors le vecteur qui caractérise cette redistribution d'énergie.

3. MOMENT SCALAIRE D'ORDRE 2 : ÉNERGIE TOTALE ET THERMIQUE

Le moment scalaire d'ordre 2 est associé au polynôme $\frac{1}{2} m\vec{v}^2$ et correspond à l'énergie totale ε des particules placées en \vec{r} :

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \iiint \frac{1}{2} m\vec{v}^2 f_c(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad \text{AI-36}$$

Or, nous avons $v^2 = u^2 + c^2 + 2\vec{u} \cdot \vec{c}$ et l'énergie s'exprime donc sous la forme :

$$\begin{aligned} \varepsilon(\vec{r}, t) &= \frac{1}{2} m u^2 \iiint f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} + \frac{1}{2} m \iiint c^2 f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \\ &\quad + m \vec{u} \cdot \iiint \vec{c} f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \end{aligned} \quad \text{AI-37}$$

Soit, d'après les relations AI-33 et AI-34 :

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} n m u^2 + \frac{1}{2} m \iiint c^2 f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \quad \text{AI-38}$$

La relation AI-38 est une caractérisation du théorème de Koenig, qui énonce que l'énergie d'un système peut se décomposer en l'énergie cinétique du centre de masse (affecté de la masse du système et de la vitesse de déplacement du système) et de l'énergie cinétique du système dans le référentiel barycentrique.

Ici, le référentiel barycentrique est le référentiel local et $\frac{1}{2} n m u^2$ représente l'énergie cinétique volumique macroscopique du gaz qui s'écoule à la vitesse \vec{u} .

$\epsilon_{th}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} m \iiint c^2 f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c}$ est l'énergie cinétique dans le référentiel barycentrique, qui correspond à l'énergie d'agitation dans ce référentiel ; on l'appelle donc énergie thermique (ou énergie d'agitation thermique) du gaz.

Si f_c est la fonction de distribution de Maxwell donnée en AI-35, on trouve :

$$\epsilon_{th} = \frac{3}{2} n k_b T \quad \text{AI-39}$$

On introduit alors la pression cinétique du gaz $p(\vec{r}, t)$:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{1}{3} m \iiint c^2 f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \quad \text{AI-40}$$

qui nous permet d'écrire :

$$\epsilon_{th} = \frac{3}{2} p \quad \text{AI-41}$$

Cette équation caractérise une loi d'état du type gaz parfait :

$$p = n k_b T \quad \text{AI-42}$$

et relie la température cinétique du gaz T à sa pression cinétique.

Dans les cas des gaz dilués, où les interactions sont faibles, la pression cinétique est très largement supérieure à la pression intermoléculaire résultant des interactions entre particules et par conséquent, la pression du gaz est essentiellement la pression cinétique. L'équation précédente constitue alors une généralisation de la loi des gaz parfaits.

Si nous avons un mélange de plusieurs espèces, p_s représente la pression partielle de l'espèce s , calculée comme précédemment, et la pression totale est donnée par la somme des pressions partielles.

L'information importante que l'on peut déduire de la fonction de distribution est celle concernant l'agitation thermique : nous venons de quantifier macroscopiquement cette agitation par une pression ou une température. Toutefois, on peut extraire d'autres informations macroscopiques sur l'énergie.

4. MOMENT TENSORIEL D'ORDRE 2 : TENSEUR DE PRESSION ET DE CONTRAINTE

a. Tenseurs

Une différence fondamentale entre un corps et un espace vectoriel est la présence d'une loi de composition interne multiplicative dans le corps alors que la loi de composition multiplicative est externe dans le cas d'un espace vectoriel. Or en physique, il est parfois nécessaire de "multiplier" entre eux des vecteurs. Pour cela on a donc généralisé aux vecteurs la notion de multiplication de scalaires en introduisant la notion de tenseur. Nous ne développerons pas la théorie derrière l'objet mathématique, et nous nous contenterons de présenter les tenseurs utilisés en physique.

Définition : E désignant un espace vectoriel de dimension n , on appelle tenseur d'ordre p toute forme p -linéaire définie sur E .

Comme souvent en mathématique, on confond la fonction avec sa représentation. Les tenseurs n'échappent pas à cette règle.

Un tenseur d'ordre 1 est une forme linéaire. Or on identifie classiquement une forme linéaire à un vecteur (la forme linéaire étant alors le produit scalaire avec ce vecteur). Par extension, on associera un tenseur d'ordre 1 à un vecteur.

Un tenseur d'ordre 2 est une forme bilinéaire, comme l'est le produit scalaire. Or dans une base donnée de l'espace vectoriel E , une forme bilinéaire admet une représentation matricielle et par extension nous identifierons un tenseur d'ordre 2 à une matrice, dans une base donnée.

Définition : étant donné deux tenseurs T_1 et T_2 définis sur E , d'ordre respectifs p et q , on définit le *produit tensoriel* de T_1 par T_2 , noté $T_1 \otimes T_2$, de la manière suivante :

$$\begin{aligned} T_1 \otimes T_2 : \quad E^p \times E^q &\longrightarrow \mathfrak{R} \\ (\vec{u}, \vec{v}) &\longrightarrow T_1(\vec{u}) T_2(\vec{v}) \end{aligned}$$

où \mathfrak{R} est le corps des réels. Le tenseur $T_1 \otimes T_2$ est d'ordre $p+q$.

Ainsi, si on considère deux vecteurs \vec{u} et \vec{v} (qui sont également des tenseurs d'ordre 1), leur produit tensoriel sera défini par :

$$\begin{aligned} \vec{u} \otimes \vec{v} : \quad E^p \times E^q &\longrightarrow \mathfrak{R} \\ (\vec{x}, \vec{y}) &\longrightarrow (\vec{u} \cdot \vec{x}) (\vec{v} \cdot \vec{y}) \end{aligned}$$

où $(\vec{u} \cdot \vec{x})$ exprime le produit scalaire des vecteurs \vec{u} et \vec{x} . Ce produit tensoriel est un tenseur d'ordre 2. Si on considère une base de E sur laquelle \vec{u} a pour composantes $(u_i)_{i=1..n}$ et \vec{v} a pour composantes $(v_j)_{j=1..n}$, alors le produit tensoriel $\vec{u} \otimes \vec{v}$ admet comme représentation matricielle la matrice T de composantes : $T_{ij} = u_i v_j$.

En généralisant, si T_1 est un tenseur d'ordre p de représentation $[(T_1)_{i_1 \dots i_p}]_{i_1, \dots, i_p = 1..n}$ et T_2 un tenseur d'ordre q de représentation $[(T_2)_{j_1 \dots j_q}]_{j_1, \dots, j_q = 1..n}$, le tenseur $T_1 \otimes T_2$ a pour représentation : $[(T_1)_{i_1 \dots i_p} (T_2)_{j_1 \dots j_q}]_{i_1, \dots, i_p, j_1, \dots, j_q = 1..n}$.

Définition : on appelle *contraction d'un tenseur* l'opération qui consiste, après avoir choisi deux indices, à équaler et à sommer par rapport à cet indice deux fois répété.

La contraction de deux indices d'un tenseur d'ordre p est alors un tenseur d'ordre $p - 2$. La contraction peut être définie sur n'importe quels indices dès lors que l'un correspond à un indice sur E^p et l'autre à un indice sur E^q .

Par exemple le tenseur T d'ordre 5 de représentation $(T_{i_1 i_2 i_3 j_1 j_2})_{i_1, i_2, i_3, j_1, j_2 = 1..n}$ contracté sur les

indices 2 et 5 est le tenseur T' de représentation : $\left(\sum_{k=1}^n T_{i_1 k i_3 j_1 k} \right)_{i_1, i_3, j_1 = 1..n}$

Définition : étant donné deux tenseurs T_1 et T_2 , on définit la *multiplication contractée*, notée $T_1 : T_2$, le tenseur T obtenu par la double contraction du produit tensoriel $T_1 \otimes T_2$ sur l'avant dernier indice de T_1 et le premier indice de T_2 puis sur le dernier indice de T_1 et le second indice de T_2 . Si T_1 est un tenseur d'ordre p et T_2 est un tenseur d'ordre q , $T_1 : T_2$ est un tenseur d'ordre $p + q - 4$.

Ainsi, si T_1 est un tenseur d'ordre 3 de représentation $[(T_1)_{i_1 i_2 i_3}]_{i_1, i_2, i_3 = 1..n}$ et T_2 un tenseur d'ordre 2 de représentation $[(T_2)_{j_1 j_2}]_{j_1, j_2 = 1..n}$, $T_1 : T_2$ est un tenseur d'ordre 1 (soit un vecteur)

qui a pour représentation : $\left(\sum_{k,l=1}^n (T_1)_{ikl} (T_2)_{kl} \right)_{i=1..n}$

Si un tenseur T est dépendant d'un point de l'espace \vec{x} de composantes $(x_i)_{i=1..n}$ dans une base donnée, on peut définir certaines opérations sur ce tenseur :

- en particulier, on peut définir le *gradient* du tenseur, noté $\vec{\nabla} T$, qui est un tenseur d'un ordre supérieur d'une unité à l'ordre du tenseur T ;

Pour un tenseur d'ordre 1, $\vec{\nabla} T$ est le tenseur d'ordre 2 qui dans une base donnée admet comme représentation la matrice : $\left(\frac{\partial T_i}{\partial x_j} \right)_{i,j=1..n}$. C'est la matrice dont la ligne i est constituée par le vecteur gradient de la $i^{ème}$ composante du tenseur T d'ordre 1.

Pour un tenseur d'ordre 2, $\vec{\nabla} T$ admet la représentation "matricielle" suivante : $\left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_k} \right)_{i,j,k=1..n}$, la généralisation aux tenseurs d'ordre supérieurs se faisant simplement.

- on peut également définir la *divergence* du tenseur, notée $\vec{\nabla} \cdot T$ qui est un tenseur d'ordre inférieur d'une unité à l'ordre du tenseur T ;

Pour un tenseur d'ordre 1, la divergence est un scalaire qui vaut : $\vec{\nabla} \cdot T = \sum_{i=1}^n \frac{\partial T_i}{\partial x_i}$

Pour un tenseur d'ordre 2, de représentation matricielle T_{ij} , la divergence est le vecteur de composantes : $\left(\sum_{j=1}^n \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \right)_{i=1..n}$. C'est le vecteur constitué par la divergence des vecteurs lignes de la matrice.

Dans la suite, on notera un tenseur d'une lettre soulignée d'un nombre de fois égal à l'ordre du tenseur. Ainsi le tenseur T d'ordre 4 sera écrit : $\underline{\underline{T}}$.

b. Moment tensoriel d'ordre 2

A partir de ces considérations, on peut envisager d'étendre la notion scalaire d'énergie à une notion tensorielle de l'énergie. Pour cela on définit donc le moment tensoriel d'ordre 2, $\underline{\underline{E}}(\vec{r}, t)$ qui est associé au "polynôme" $m \vec{v} \otimes \vec{v}$:

$$\underline{\underline{E}}(\vec{r}, t) = \iiint m \vec{v} \otimes \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad \text{AI-43}$$

$\underline{\underline{E}}(\vec{r}, t)$ est le tenseur énergie totale de la population, et contient donc une partie énergie cinétique et une partie énergie thermique. En reprenant les calculs précédents, et en remplaçant le produit scalaire par le produit tensoriel, nous pouvons récrire $\underline{\underline{E}}(\vec{r}, t)$ sous la forme :

$$\underline{\underline{E}} = nm \vec{v} \otimes \vec{v} + m \iiint \vec{v} \otimes \vec{v} f_c(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad \text{AI-44}$$

La première partie concerne l'énergie cinétique de translation et la seconde la partie thermique. On introduit alors le tenseur de pression $\underline{\underline{P}}(\vec{r}, t)$ qui est défini par :

$$\underline{\underline{P}}(\vec{r}, t) = m \iiint \vec{v} \otimes \vec{v} f_c(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad \text{AI-45}$$

Ainsi que nous l'avons défini, la représentation du produit tensoriel $\vec{v} \otimes \vec{v}$ dans une base est une matrice. Si nous décomposons le vecteur \vec{v} sur une base canonique, dans laquelle ses composantes sont $\{c_i\}_{i=1..3}$, le produit tensoriel $\vec{v} \otimes \vec{v}$ sera représenté dans cette base par la matrice de composantes $(c_i c_j)_{i,j=1..3}$, et donc le tenseur $\underline{\underline{P}}(\vec{r}, t)$ par la matrice de composantes $(P_{ij})_{i,j=1..3}$ définies par :

$$P_{ij} = m \iiint c_i c_j f_c(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{v} \quad \text{AI-46}$$

Nous constatons que $\underline{\underline{P}}$ est symétrique et est donc entièrement déterminé par la donnée de 6 paramètres. $\underline{\underline{P}}$ est tel que l'on a :

$$\begin{aligned} \text{tr}(\underline{\underline{P}}) &= m \iiint (c_1^2 + c_2^2 + c_3^2) f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \\ &= m \iiint c^2 f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \end{aligned} \quad \text{AI-47}$$

Si l'on considère les trois directions équiprobables, et donc que le tenseur de pression est isotrope, la trace de ce tenseur doit vérifier :

$$\text{tr}(\underline{\underline{P}}) = 3p \quad \text{AI-48}$$

où le facteur 3 provient des trois directions considérées et p est la pression scalaire. Par ailleurs, on peut alors écrire à partir de AI-47 :

$$\varepsilon_{th} = \frac{1}{2} \text{tr}(\underline{\underline{P}}) \quad \text{AI-49}$$

et on trouve alors que la pression scalaire p est la pression cinétique définie précédemment. $\underline{\underline{P}}$ contient donc toutes les informations scalaires introduites au paragraphe précédent. Nous nous sommes concentrés sur la partie diagonale, mais on peut développer le tenseur de pression sous la forme suivante :

$$\underline{\underline{P}} = \frac{1}{3} \text{tr}(\underline{\underline{P}}) \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tau}} = p \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{\tau}} \quad \text{AI-50}$$

où $\underline{\underline{I}}$ est le tenseur identité (qui vérifie $\text{tr}(\underline{\underline{I}}) = 3$), et $\underline{\underline{\tau}}$ un tenseur que l'on appelle tenseur des contraintes. Par construction, ce dernier est un tenseur symétrique de trace nulle. En écrivant $\underline{\underline{P}}$ sous cette forme, on met en évidence la partie qui contribue à définir l'énergie du système (terme $p \underline{\underline{I}}$).

La partie diagonale traduit des échanges d'énergie au sein du gaz (distribution de l'énergie entre les différentes directions) et caractérise l'anisotropie du milieu. Cette anisotropie apparaît lorsqu'une direction se trouve privilégiée par rapport aux autres et que les mécanismes physiques se développent différemment suivant cette direction. C'est le cas de l'ionosphère aurorale terrestre, où le champ magnétique organise le mouvement des particules chargées en contraignant le déplacement de ces particules perpendiculairement aux lignes de champ, sans influencer (en première approximation) sur le mouvement le long de la ligne de champ.

Pour quantifier cette anisotropie, on sera amené à introduire une pression et une température suivant chaque direction par :

$$p_i = nk_b T_i = m \iiint c_i^2 f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \quad \text{AI-51}$$

Nous définirons alors une pression p et une température T moyennes de la manière suivante :

$$\begin{cases} p = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 p_i \\ T = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 T_i \end{cases} \quad AI-52$$

Si une direction (notée //) est privilégiée par rapport aux deux autres (notées \perp), pour lesquelles il y a isotropie, on écrira :

$$\begin{cases} p = \frac{p_{//} + 2p_{\perp}}{3} \\ T = \frac{T_{//} + 2T_{\perp}}{3} \end{cases} \quad AI-53$$

5. MOMENT VECTORIEL D'ORDRE 3 : FLUX DE CHALEUR

Si la fonction de distribution f_c est symétrique (comme c'est le cas de la fonction de distribution de Maxwell), il y a autant d'énergie transportée dans une direction que dans la direction opposée, et le flux net est nul. Par contre, si une dissymétrie existe, un flux d'énergie apparaît et un transport d'énergie s'effectue dans la direction de la dissymétrie. On quantifie ce flux, appelé flux de chaleur, par le moment vectoriel d'ordre 3 associé au polynôme $\frac{1}{2}mc^2 \vec{c}$:

$$\vec{q}(\vec{r}, t) = \iiint \frac{1}{2}mc^2 \vec{c} f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3\vec{c} \quad AI-54$$

En général, les dissymétries naissent d'interactions entre particules de volumes différents.

En effet, considérons deux populations de particules identiques, placés dans deux volumes infiniment grands adjacents mais séparés, en équilibre thermodynamique avec des températures différentes (chaque population est caractérisée par une fonction de distribution de Maxwell). Lorsque l'on met en communication les deux volumes, les fonctions de distributions à l'interface font apparaître une dissymétrie liée aux équilibres thermodynamiques différents. Dans chacun des réservoirs, les particules du réservoir de droite s'écoulant vers celui de gauche n'ont pas la même température que les particules s'écoulant du réservoir de gauche vers celui de droite, et leur contribution à la fonction de distribution à l'interface fait apparaître des dissymétries dans la direction de l'écoulement. Parallèlement, le mélange des deux populations a pour effet de transférer de l'énergie de la partie chaude vers la partie froide, dans la même direction que le flux associé à la dissymétrie de la fonction de distribution à l'interface. Les collisions assurent par la suite un retour à l'équilibre et à la symétrie de la distribution.

Le flux de chaleur est le vecteur de transport de l'énergie thermique des régions "chaudes" vers les régions "froides". Toutefois, cette approche est à nuancer dans le cas des gaz multi-espèces, où des phénomènes de diffusion moléculaire interviennent.

IV. EQUATION CINÉTIQUE DE TRANSPORT : ÉQUATION DE BOLTZMANN

Si, dans un premier temps nous excluons tous les processus à caractère inélastique (comme les réactions chimiques), et nous ne considérons que des forces conservatives, l'évolution du système caractérisé par sa fonction de distribution $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est telle que le nombre de particule au sein d'un élément de volume de l'espace des phases est conservé au cours du temps, mais se déplace dans cet espace, le long d'une trajectoire qui est la trace de cette évolution.

Cette propriété se traduit mathématiquement par :

$$\frac{d}{dt} [f_p(\vec{r}, \vec{p}, t) d^3\vec{r} d^3\vec{p}] = 0 \quad \text{AI-55}$$

où $\frac{d}{dt}$ représente la dérivée totale, c'est-à-dire, la dérivée par rapport au temps considérant que le volume se déplace au cours du temps dans l'espace. Or pour des forces conservatives, le volume élémentaire dans l'espace des phases reste constant et nous pouvons donc récrire AI-55 :

$$\frac{d}{dt} (f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)) = 0 \quad \text{AI-56}$$

Le fait que le système décrive une trajectoire dans l'espace des phases signifie, de manière implicite, que la position \vec{r} et l'impulsion \vec{p} sont des fonctions du temps le long de la trajectoire. L'équation AI-56 devient alors :

$$\frac{d}{dt} (f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)) = \frac{\partial f_p}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{\nabla}_r f_p + \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \vec{\nabla}_p f_p = 0 \quad \text{AI-57}$$

où $\vec{\nabla}_r (f_p)$ exprime le gradient de la fonction de distribution par rapport aux directions de position \vec{r} et $\vec{\nabla}_p (f_p)$ le gradient par rapport aux direction d'impulsion \vec{p} . Par définition la vitesse \vec{v} vaut $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ et le principe fondamental donne $\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}$, où \vec{F} est la somme des forces extérieures agissant sur une particule du gaz. On en déduit donc l'équation suivante :

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f_p + \vec{F} \cdot \vec{\nabla}_p f_p = 0 \quad \text{AI-58}$$

L'équation AI-57 (ou son équivalent AI-58) est valable, même si les particules sont relativistes. Dans le cas où elles ne le sont pas et où le champ électromagnétique qui éventuellement agit sur les particules est faible, nous avons comme relation entre la vitesse et l'impulsion : $\vec{p} = m\vec{v}$ et on peut donc transcrire l'équation AI-58 en terme d'équation d'évolution de la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, qui caractérise la population dans une représentation position-vitesse :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f = 0 \quad \text{AI-59}$$

Cette équation peut également être écrite en terme de flux. En effet, comme les forces sont conservatives, nous avons : $\frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f = \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{\vec{F}}{m} f \right)$ et donc :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \cdot (\vec{v} f) + \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{\vec{F}}{m} f \right) = 0 \quad \text{AI-60}$$

Cette forme, qui est strictement identique à la forme AI-59 présente l'intérêt de pouvoir être généralisée à des forces non conservatives, ce que nous admettrons ici. Dans l'absolu, toutes les forces que nous considérons sont conservatives. Toutefois, leur expression n'est pas toujours facile à établir, surtout si elles mettent en jeu des phénomènes microscopiques du type collisions binaires, et dans la plupart des cas, nous n'avons accès qu'à une représentation macroscopique approchée qui nous fournit une forme non conservative de l'interaction. Par ailleurs, les interactions binaires peuvent être modélisées assez finement et n'aboutir à aucune forme analytique simple, mais à un opérateur agissant sur la fonction de distribution : l'opérateur de collisions. Nous séparerons donc les forces regroupées dans le dénominateur \vec{F} en deux groupes :

- d'une part, les forces pour lesquelles nous avons une expression analytique exploitable.

Nous conserverons la dénomination \vec{F} pour ces forces macroscopiques.

- d'autre part, les forces microscopiques \vec{F}_{micro} pour lesquelles nous n'avons pas d'expression simple et qui s'expriment comme des fonctions de f . Pour ces forces, nous poserons : $\frac{1}{m} \vec{\nabla}_v \cdot (\vec{F}_{micro} f) = - \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll}$ où $\left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll}$ est un opérateur agissant sur la

fonction de distribution f que l'on appelle opérateur de collisions. En introduisant cet opérateur, on peut alors généraliser l'équation aux processus chimiques, moyennant l'introduction d'un opérateur de chimie en lieu et place de l'opérateur de collisions. Dans la suite, nous supposons donc que l'opérateur de collision recouvre toutes les formes de collisions (élastiques, inélastiques, réactives ...).

L'équation AI-60 prend alors la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \cdot (\vec{v} f) + \vec{\nabla}_v \cdot \left(\frac{\vec{F}}{m} f \right) = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll} \quad \text{AI-61}$$

et dans la limite où les forces \vec{F} sont conservatives :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_v f = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll} \quad AI-62$$

L'équation AI-62 porte le nom d'*équation de Boltzmann*. C'est l'équation que Boltzmann a établie en 1872 pour étudier l'évolution d'un gaz hors équilibre. Le terme $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f$ est parfois appelé le *terme de flux libre* et correspond en fait à un terme de diffusion thermique. Sa dépendance explicite vis à vis de la vitesse a une conséquence que nous verrons pour l'établissement des systèmes d'équations de transport "fluide". Il entraîne un couplage entre les différents moments de la fonction de distribution tel qu'il en résulte un problème difficile de fermeture de ces systèmes

V. LE PASSAGE AU MACROSCOPIQUE :

LES MOMENTS DE L'ÉQUATION DE BOLTZMANN

Dans l'équation de Boltzmann que nous venons d'établir, nous avons éludé la complexité liée à l'établissement de l'opérateur de collisions. Dans la réalité, pour chaque interaction binaire (voir la description en début de paragraphe), nous devons introduire un opérateur spécifique ; nous avons donné l'exemple d'un tel opérateur pour les processus chimiques au chapitre IV. La conséquence de cela est une difficulté de mise en œuvre de l'équation aux altitudes ionosphériques où les mécanismes collisionnels sont très importants. Il s'avère alors que la résolution directe de l'équation de Boltzmann est inappropriée et on préfère donc adopter une approche régressive où on cherche à résoudre l'évolution des paramètres macroscopiques caractérisant le système que nous avons introduits. Cette nouvelle approche correspond à l'approche "fluide" et aboutit aux équations magnétohydrodynamiques de transport. Dans la suite, nous allons donc établir ces équations pour une population s et par conséquent tous les paramètres macroscopiques seront écrits avec l'indice s .

Pour établir l'équation régissant l'évolution au cours du temps d'un moment de la fonction de distribution $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$ de l'espèce s la procédure est relativement simple : il suffit de multiplier l'équation de Boltzmann AI-62 par le polynôme de la vitesse qui définit le moment puis d'intégrer le résultat sur les dimensions des vitesses. Le résultat est une équation d'évolution dont les coefficients dépendent des moments de la fonction de distribution. Nous ne développerons pas plus la méthode et dans la suite nous donnerons les équations auxquelles on parvient, ainsi que les systèmes d'équations que l'on peut définir. En particulier, nous mettrons en exergue la hiérarchisation de ces équations et les techniques utilisées pour procéder à la fermeture de ces systèmes.

1. EQUATION DE CONTINUITÉ

Cette équation s'obtient en multipliant par I et en intégrant le résultat ; ceci correspond à une intégration directe de l'équation de Boltzmann. Nous allons décrire la procédure pour cette équation ; l'application aux autres équations se faisant de manière semblable.

L'équation de Boltzmann contient quatre termes à intégrer que nous allons traiter successivement

a. Intégration de la dérivée temporelle $\frac{\partial f_s}{\partial t}$

Cette intégration est directe :

$$\iiint I \frac{\partial f_s}{\partial t} d^3 \vec{v} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\iiint f_s d^3 \vec{v} \right) = \frac{\partial n_s}{\partial t} \quad \text{AI-63}$$

car l'opérateur "dérivée par rapport au temps" commute avec l'opérateur "intégrale sur les directions des vitesses".

b. Intégration du flux libre $\vec{v} \cdot \nabla_r f_s$

Nous avons :

$$\vec{v} \cdot \nabla_r f_s = \nabla_r \cdot (\vec{v} f_s) \quad \text{AI-64}$$

et donc l'intégration donne :

$$\iiint I \left\{ \vec{v} \cdot \nabla_r f_s \right\} d^3 \vec{v} = \nabla_r \cdot \left(\iiint \vec{v} f_s d^3 \vec{v} \right) = \nabla_r \cdot (n_s \vec{u}) \quad \text{AI-65}$$

car l'opérateur "divergence par rapport aux directions d'espace" commute avec l'opérateur "intégrale sur les directions des vitesses".

c. Intégration du terme $\nabla_v \cdot \left(\frac{\vec{F}}{m_s} f_s \right)$

D'après le théorème de Green-Ostrogradsky, l'intégration de la divergence d'une grandeur sur un volume fermé est égale au flux de cette grandeur sur la surface délimitant ce volume. Ici le volume n'est pas fermé car nous intégrons sur tout le sous-espace des vitesses. Par contre, nous savons que la fonction de distribution $f_s(\vec{r}, \vec{v}, t)$ tend vers 0 lorsque le module de la vitesse tend vers l'infini, de telle manière que le flux d'une grandeur associée à f_s sur un volume fermé quelconque, qui inclut une sphère de rayon tendant vers l'infini, tend également vers 0. La conséquence en est que la limite, qui correspond alors à l'intégrale sur le sous-espace tout entier, est nulle. On peut donc écrire :

$$\iiint I \left\{ \nabla_v \cdot \left(\frac{\vec{F}}{m_s} f_s \right) \right\} d^3 \vec{v} = \vec{0} \quad \text{AI-66}$$

Dans la suite, nous ne considérerons que les forces électromagnétiques et la force de gravité qui sont les principales contributions aux efforts exercées sur les particules du plasma.

d. Intégration de l'opérateur de collision $\left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll}$

Les interactions binaires conservent l'intégrité des particules qui entrent en collisions et par conséquent, leur contribution à l'équation de continuité est nulle : elles ne modifient pas le nombre de particules de l'espèce s . Il en est de même pour les interactions binaires inélastiques qui n'affectent pas la nature des particules mais ne conservent pas l'énergie (par exemple transfert d'énergie cinétique en état d'excitation d'une molécule puis désexcitation par rayonnement). Seules les collisions réactives, décrites au chapitre IV donnent une contribution non nulle car elles affectent le nombre de particules. Pour les opérateurs associés à ces collisions, l'intégrale donne le taux de réaction (voir chapitre IV). Nous dissocierons les taux correspondant à une création effective de particules de la population s , que nous dénommerons P_s , des taux correspondant à une perte effective de particules de la population s , que nous regrouperons sous la dénomination $L_s n_s$, car le taux de réaction est alors proportionnel à n_s .

Nous pouvons donc écrire :

$$\iiint \mathbf{I} \left\{ \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{coll} \right\} d^3 \vec{v} = \frac{\delta n_s}{\delta t} = P_s - L_s n_s \quad \text{AI-67}$$

e. Equation de continuité

En reprenant les développements précédents, nous parvenons à l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{u}_s) = \frac{\delta n_s}{\delta t} = P_s - L_s n_s \quad \text{AI-68}$$

Cette équation traduit la *conservation de la matière* lorsque le terme $\frac{\delta n_s}{\delta t}$ est nul. Lorsque ce terme est non nul, cette équation caractérise la dynamique chimique dans un milieu non fermé qui peut être en mouvement.

2. EQUATION DE TRANSPORT DE LA QUANTITÉ DE MOUVEMENT (OU IMPULSION) ET DE LA VITESSE

C'est l'équation qui s'obtient en considérant le polynôme $m_s \vec{v}$. Le résultat prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_s m_s \vec{u}_s) + \vec{\nabla} \cdot (n_s m_s \vec{u}_s \otimes \vec{u}_s) + \vec{\nabla} \cdot \underline{P}_s - n_s m_s \vec{g} - n_s e_s (\vec{E} + \vec{u}_s \wedge \vec{B}) = \frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} \quad \text{AI-69}$$

où $\frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t}$ représente la contribution des opérateurs de collisions à l'équation de transport et en pratique, la contribution principale est celle des interactions élastiques qui ont pour effet de modifier la quantité de mouvement et l'énergie des particules. Cette équation est la généralisation du principe fondamental de la dynamique.

Parfois, cette équation s'avère inadaptée à un traitement numérique et on préfère établir l'équation de transport de la vitesse \vec{u}_s . Cette dernière s'obtient en écrivant l'équation de Boltzmann dans le repère local pour la fonction de distribution $f_c(\vec{r}, \vec{c}, t)$ que nous avons déjà introduite. Nous n'établirons pas l'équation pour $f_c(\vec{r}, \vec{c}, t)$ car elle est relativement lourde et nous nous contenterons d'en présenter les résultats. L'équation de transport de la vitesse \vec{u}_s prend la forme suivante :

$$n_s m_s \frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} + n_s m_s (\vec{u}_s \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_s + \vec{\nabla} \cdot \underline{P}_s - n_s m_s \vec{g} - n_s e_s (\vec{E} + \vec{u}_s \wedge \vec{B}) = \frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} \quad AI-70$$

Les équations AI-69 et AI-70 ne sont pas indépendantes car leur différence correspond à l'équation AI-68.

Les autres moments que nous avons introduits sont associés à la fonction de distribution $f_c(\vec{r}, \vec{c}, t)$ et sont donc obtenus à partir de l'équation d'évolution de cette fonction de distribution dans le référentiel du centre de masse.

3. EQUATION DE TRANSPORT DE L'ÉNERGIE

a. Energie thermique

L'équation d'évolution de l'énergie thermique d'une population à trois degrés de liberté, prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_s \right) + \vec{u}_s \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{3}{2} p_s \right) + \frac{3}{2} p_s (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s) + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_s + \underline{P}_s : \vec{\nabla} \vec{u}_s = \frac{\delta E_s}{\delta t} \quad AI-71$$

où $\frac{3}{2} p_s$ est l'énergie thermique de cette population. Pour un nombre de degrés de liberté différents, il convient d'adapter l'expression de l'énergie thermique. Dans cette équation, le terme $\frac{\delta E_s}{\delta t}$ est associé aux transferts d'énergie dus aux processus collisionnels. Tous les

types de mécanismes peuvent contribuer de manière significative ; en particulier, les mécanismes réactionnels ont une chaleur de réaction qui apparaît dans cette expression. Toutefois, dans la plupart des cas, la chaleur de réaction est minime devant les transferts d'énergie par collision.

b. Tenseur de pression

L'intégration de l'équation dans le référentiel du centre de masse donne l'équation d'évolution suivante du tenseur de pression :

$$\frac{\partial \underline{P}_s}{\partial t} + \underline{u}_s \cdot \nabla \underline{P}_s + \nabla \cdot \underline{Q}_s + \underline{P}_s \cdot (\nabla \cdot \underline{u}_s) + \underline{P}_s \cdot \nabla \underline{u}_s + (\underline{P}_s \cdot \nabla \underline{u}_s)^T + \frac{e_s}{m_s} [\underline{B} \wedge \underline{P}_s - \underline{P}_s \wedge \underline{B}] = \frac{\delta \underline{P}_s}{\delta t} \quad AI-72$$

où $\frac{\delta \underline{P}_s}{\delta t}$ est la contribution de l'opérateur de collision à l'équation du tenseur de pression.

Dans cette équation, nous avons introduit le tenseur de flux de chaleur \underline{Q} (tenseur d'ordre 3) défini de manière générique par :

$$Q_{ijk} = m \iiint c_i c_j c_k f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3 \vec{c} \quad AI-73$$

4. EQUATION DE TRANSPORT DU FLUX DE CHALEUR

Cette équation prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \vec{q}_s}{\partial t} + (\underline{u}_s \cdot \nabla) \vec{q}_s + (\vec{q}_s \cdot \nabla) \underline{u}_s + \vec{q}_s (\nabla \cdot \underline{u}_s) + \underline{Q}_s : \nabla \underline{u}_s + \nabla \cdot \underline{\mu}_s \\ & + \left[\frac{\partial \underline{u}_s}{\partial t} + (\underline{u}_s \cdot \nabla) \underline{u}_s - \vec{g} - \frac{e_s}{m_s} (\underline{E} + \underline{u}_s \wedge \underline{B}) \right] \cdot \left(\underline{\tau}_s + \frac{5}{2} p_s \underline{I} \right) \\ & - \frac{e_s}{m_s} \vec{q}_s \wedge \underline{B} \\ & = \frac{\delta \vec{q}_s}{\delta t} - \frac{1}{n_s m_s} \frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} \cdot \left(\underline{\tau}_s + \frac{5}{2} p_s \underline{I} \right) \end{aligned} \quad AI-74$$

où $\frac{\delta \vec{q}_s}{\delta t}$ est la contribution des collisions à l'équation de transport. Nous avons introduit dans cette équation le tenseur de pression d'ordre supérieur $\underline{\mu}$ (tenseur d'ordre 2) dont l'expression générique est :

$$\underline{\mu} = \frac{1}{2} m \iiint c^2 \vec{c} \otimes \vec{c} f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) d^3 \vec{c} \quad AI-75$$

5. FERMETURE DU SYSTÈME D'ÉQUATION

On constate que quel que soit l'ordre auquel on arrête l'intégration, on introduit une dépendance vis-à-vis des moments d'ordres supérieurs. On a ainsi créé une hiérarchie d'équation qui donne une description d'autant plus fine que le nombre d'équations considérées est élevé. On a transformé la complexité de l'équation de transport de la fonction de distribution, due à l'opérateur de collision, en un système ouvert complexe d'équations couplées. Pour parvenir à une résolution du système, il faut imposer une fermeture en opérant une troncation de la hiérarchie d'équations.

Deux approches sont envisageables. L'une focalise sur l'impact de l'opérateur de collisions sur la déformation de la fonction de distribution par rapport à celle d'équilibre, et l'autre caractérise la déformation de la fonction de distribution par la nature des moments résolus.

a. Fermeture "physique" : coefficients cinétiques de transport

Cette procédure correspond à l'approche de Chapman-Enskog. Si on analyse le problème lié aux collisions, on constate que dans les régions où les collisions sont élevées, le libre parcours moyen est très petit devant les échelles caractéristiques de variation des paramètres macroscopiques. On peut donc développer la fonction de distribution à partir d'une fonction de distribution d'équilibre (typiquement une fonction de distribution de Maxwell) en utilisant comme paramètre de développement un paramètre quantifiant le rapport du libre parcours moyen aux échelles caractéristiques (nombre de Knudsen). On déduit alors des coefficients cinétiques de transport qui permettent d'exprimer les moments d'ordres supérieurs en fonction des gradients des moments d'ordres inférieurs. Ainsi :

- le coefficient de diffusion moléculaire D est associé au gradient de concentration et permet d'exprimer la vitesse (loi de Fick) :

$$\vec{u} = -D \frac{\vec{\nabla} n}{n} \quad \text{AI-76}$$

- le coefficient de viscosité η est associé aux gradients de vitesse et permet d'exprimer le tenseur de contrainte :

$$\underline{\underline{\tau}} = -\eta \left[\vec{\nabla} \vec{u} + \left(\vec{\nabla} \vec{u} \right)^T - \frac{2}{3} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{u} \right) \underline{\underline{I}} \right] \quad \text{AI-77}$$

- le coefficient de conductivité thermique κ est associé au gradient de la température et permet d'exprimer le flux de chaleur (loi de Fourier) :

$$\vec{q} = -\kappa \vec{\nabla} T \quad \text{AI-78}$$

Ces coefficients sont des caractérisations macroscopiques de l'effet des collisions. De fait, leur validité n'est assurée que dans des régions où le libre parcours moyen reste faible. La troncation des équation est alors facile à faire : par exemple les équations de Navier-Stokes sont obtenues en utilisant la relation entre le tenseur des contraintes et les gradients de la vitesse.

Nous ne nous étendrons pas sur les expressions de ces coefficients qui peuvent être obtenues à partir de l'autre méthode de fermeture ; le chapitre V montre d'ailleurs comment on procède pour exprimer certains de ces coefficients.

b. Fermeture mathématique

Elle correspond à l'approche de Grad. A partir d'une fonction de distribution supposée d'équilibre (par exemple une fonction de Maxwell), on peut développer une famille ordonnée de fonctions orthogonales (au sens du produit scalaire défini en prenant la fonction d'équilibre comme fonction de pondération), sur laquelle la véritable fonction de distribution peut être développée. Les coefficients de ce développement sont alors exprimés en fonction des moments macroscopiques de la fonction de distribution recherchée. Ordonner la famille autorise d'imposer que le $p^{\text{ème}}$ coefficient du développement ne dépend que des moments d'ordre inférieur ou égal à p .

En conséquence, une troncation au $p^{\text{ème}}$ terme permet de déterminer le moment d'ordre $p + 1$ en fonction des moments d'ordre au plus p , et rend possible la fermeture du système d'équations.

On peut ainsi générer différents systèmes d'équations en fonction du choix de la fonction de distribution d'équilibre et de l'ordre de la troncature.

L'hypothèse sous-jacente est que les termes d'ordres supérieurs (et donc les moments auxquels ils sont attachés) sont négligeables devant les termes d'ordres inférieurs.

Dans le cas d'une fonction de distribution d'équilibre de Maxwell, notée f_o , on peut écrire à l'ordre 3 :

$$f_c(\vec{r}, \vec{c}, t) = f_o(\vec{r}, \vec{c}) \left(1 + \frac{m_s}{2k_b T_s} \underline{\underline{\tau}}_s : (\vec{c} \otimes \vec{c}) + \frac{m_s}{k_b T_s p_s} \left(1 - \frac{m_s c^2}{5k_b T_s} \right) \vec{q} \cdot \vec{c} \right) \quad AI-79$$

D'où on déduit :

$$\underline{\underline{\mu}}_s = \frac{5 k_b T_s}{2 m_s} \left(p_s \underline{\underline{I}} + \frac{7}{2} \underline{\underline{\tau}}_s \right) \quad AI-80$$

et :

$$(Q_s)_{ijk} = \frac{2}{5} [(q_s)_i \delta_{jk} + (q_s)_k \delta_{ij} + (q_s)_j \delta_{ki}] \quad AI-81$$

où δ_{ij} représente le symbole de Kronecker : $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ sinon.

Nous allons décrire deux systèmes d'équations qui sont fréquemment utilisés en aéronomie en mettant en avant les différences fondamentales qui existent entre les équations.

c. Système à 5 moments

On obtient ce système en ne conservant que l'ordre 0 dans le développement AI-79. On considère alors que la fonction est une fonction de distribution maxwellienne, caractérisée par sa température. Le système d'équation que l'on déduit correspond aux équations d'Euler

de la mécanique des fluides lorsqu'on annule les termes de collisions. Ce système d'équation permet donc de résoudre l'évolution de la concentration (I paramètre), de la vitesse (3 paramètres) et de l'énergie thermique (I paramètre), d'où son nom de système à 5 moments.

La troncation implique :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{q}_s = \vec{0} \\ \vec{\nabla} \cdot \underline{P}_s = \vec{\nabla} p_s \\ \underline{P}_s : \vec{\nabla} \vec{u}_s = p_s (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s) \end{array} \right. \quad AI-82$$

L'équation de continuité $AI-68$ reste inchangée. L'équation de transport de la vitesse devient :

$$n_s m_s \frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} + n_s m_s (\vec{u}_s \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_s + \vec{\nabla} p_s - n_s m_s \vec{g} - n_s e_s (\vec{E} + \vec{u}_s \wedge \vec{B}) = \frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} \quad AI-83$$

et l'équation de transport de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_s \right) + \vec{u}_s \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{3}{2} p_s \right) + \frac{5}{2} p_s (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s) = \frac{\delta E_s}{\delta t} \quad AI-84$$

d. Système à 8 moments

On considère le développement de la fonction de distribution jusqu'à l'ordre 3, mais on suppose que le tenseur des contraintes $\underline{\tau}$ est nul. Ce système d'équation permet donc de résoudre l'évolution de la concentration (I paramètre), de la vitesse (3 paramètres), de l'énergie thermique (I paramètre) et du flux de chaleur (3 paramètres), d'où son nom de système à 8 moments.

L'hypothèse dans le développement entraîne donc comme simplifications :

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{\tau}_s = \underline{0} \\ \vec{\nabla} \cdot \underline{P}_s = \frac{5}{2} \frac{k_b}{m_s} \vec{\nabla} (T_s p_s) \\ \underline{Q}_s : \vec{\nabla} \vec{u} = \frac{2}{5} \left[\vec{q} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \vec{q} \cdot (\vec{\nabla} \vec{u}) + (\vec{\nabla} \vec{u}) \cdot \vec{q} \right] \end{array} \right. \quad AI-85$$

Les équations de continuité $AI-68$ et de transport de la vitesse $AI-83$ restent inchangées. L'équation d'énergie devient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} p_s \right) + \vec{u}_s \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{3}{2} p_s \right) + \frac{5}{2} p_s (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s) + \vec{\nabla} \cdot \vec{q}_s = \frac{\delta E_s}{\delta t} \quad AI-86$$

tandis que l'équation de transport du flux de chaleur s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{D\vec{q}_s}{Dt} + \frac{7}{5}(\vec{q}_s \cdot \vec{\nabla})\vec{u}_s + \frac{7}{5}\vec{q}_s(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s) + \frac{2}{5}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})\vec{q} \\ + \frac{5}{2} \frac{k_b p_s}{m_s} \vec{\nabla} T_s - \frac{e_s}{m_s} \vec{q}_s \wedge \vec{B} = \frac{\delta \vec{q}_s}{\delta t} - \frac{5}{2} \frac{p_s}{n_s m_s} \frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} \end{aligned} \quad AI-87$$

6. EXPRESSION DES COLLISIONS

Dans toutes les équations que nous avons présentées, nous avons mentionné les collisions sans les exprimer. Dans ce paragraphe, nous allons les écrire pour les deux systèmes que nous venons d'exposer, sans faire de description détaillée de la manière de les obtenir. Ce que nous pouvons dire, c'est que le calcul de l'intégrale de l'opérateur de collisions pour les équations de transport est une opération fastidieuse. Pour simplifier le problème, on choisit un opérateur qui représente un bon compromis entre tous les mécanismes collisionnels ; en général, on choisit l'opérateur intégral de collisions de Boltzmann.

Cependant, même avec cette simplification, le calcul de l'intégrale n'est pas aisé. En effet, les équations de transport sont obtenues en utilisant une expression approchée de la fonction de distribution, qui n'est valable que dans la limite où les termes négligées sont réellement négligeables. De plus, les fluides auxquels on a affaire, sont des fluides multi-espèces où les caractéristiques de chacun des composants du fluide (température, vitesse d'écoulement, ...) sont très différentes. Pour obtenir des expressions exploitables analytiquement, la procédure qui est suivie consiste donc à développer l'opérateur de collisions avec la fonction de distribution approchée et à ne retenir que les termes d'ordre le plus bas. De fait, cette procédure limite la validité des termes de collisions aux cas où les écarts entre les paramètres macroscopiques des différentes espèces sont faibles, ce qui est généralement le cas aux altitudes ionosphériques.

a. Equation de continuité

Nous avons déjà présenté ce terme en précisant qu'il n'incluait que les contributions des processus chimiques. Nous rappelons son expression :

$$\frac{\delta n_s}{\delta t} = P_s - L_s n_s \quad AI-88$$

où P_s est le taux de production de l'espèce s , qui est dû soit à des mécanismes chimiques, soit à la photoionisation ou à l'ionisation par impact. Le terme $L_s n_s$ représente les pertes par réactions chimiques et le coefficient L_s caractérise la durée de vie chimique de l'espèce s vis à vis de ces réactions (voir chapitre IV et annexe II).

b. Equation de transport de la vitesse

Suivant l'ordre auquel on fait la troncation de la fonction de distribution, le terme de collisions $\frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t}$ prend différentes formes.

i. Système à 5 moments

L'expression que l'on obtient prend la forme suivante :

$$\frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} = n_s m_s \sum_t v_{st} (\vec{u}_t - \vec{u}_s) \quad \text{AI-89}$$

où v_{st} est la fréquence de transfert de quantité de mouvement que nous avons introduite au chapitre IV.

ii. Système à 8 moments

La différence essentielle avec le système à 5 moments est la prise en compte du flux de chaleur et donc de tous les effets qu'il peut avoir sur le mouvement des particules. L'expression du terme de collisions devient :

$$\frac{\delta \vec{M}_s}{\delta t} = n_s m_s \sum_t \left\{ v_{st} (\vec{u}_t - \vec{u}_s) + \frac{z_{st} \mu_{st}}{k_b T_{st}} v_{st} \left(\frac{\vec{q}_s}{n_s m_s} - \frac{\vec{q}_t}{n_t m_t} \right) \right\} \quad \text{AI-90}$$

où $\mu_{st} = \frac{m_s m_t}{m_s + m_t}$ est la masse réduite des espèces s et t , $T_{st} = \frac{m_t T_s + m_s T_t}{m_s + m_t}$ est la température réduite de ces mêmes espèces et z_{st} un coefficient numérique dont la valeur dépend du type d'interaction considérée. Les valeurs numériques seront données à la fin de ce chapitre.

Le premier terme est le même que dans le système à 5 moments. Le second terme caractérise les effets de diffusion thermique qui correspond à un mouvement des particules en présence d'un gradient de température. Cette expression montre l'apport essentiel du flux de chaleur dans le système à 8 moments par rapport au système à 5 moments.

c. Equation de l'énergie

Les deux systèmes admettent la même expression du terme de collision :

$$\frac{\delta E_s}{\delta t} = \sum_s \frac{m_s}{m_s + m_t} n_s v_{st} \left[3k_b (T_t - T_s) + m_t |\vec{u}_t - \vec{u}_s|^2 \right] \quad \text{AI-91}$$

Cette expression fait apparaître deux contributions. La nature de ces contributions est détaillée dans le chapitre VI et correspondent pour la première aux échanges thermiques entre les populations et pour la seconde à la répartition entre les populations, après la collision, de l'énergie cinétique dans le référentiel du centre de masse.

d. Equation du flux de chaleur

L'expression des collisions relative à cette équation est spécifique du système à 8 moments et s'écrit :

$$\frac{\delta \vec{q}_s}{\delta t} = \sum v_{st} \left(D_{st}^{(4)} \frac{n_s m_s}{n_t m_t} \vec{q}_t - D_{st}^{(1)} \vec{q}_s + \frac{5}{2} \left[1 - \frac{m_t z_{st}}{m_s + m_t} \right] p_s (\vec{u}_t - \vec{u}_s) \right) - \frac{2}{5} z_{st}'' v_{ss} \vec{q}_e \quad \text{AI-92}$$

avec :

$$\begin{cases} D_{st}^{(1)} = \frac{1}{(m_s + m_t)^2} \left(3 m_s^2 - \frac{5}{2} m_t (m_s + m_t) z_{st} + m_t^2 z_{st}' + \frac{4}{5} m_s m_t z_{st}'' \right) \\ D_{st}^{(4)} = \frac{1}{(m_s + m_t)^2} \left(3 m_t^2 - \frac{5}{2} m_t (m_s + m_t) z_{st} + m_t^2 z_{st}' - \frac{4}{5} m_s m_t z_{st}'' \right) \end{cases} \quad \text{AI-93}$$

où z_{st}' , z_{st}'' et z_{st}'' sont des coefficients caractérisant la nature des interactions.

Dans le terme de collisions, on voit apparaître une contribution du flux différentiel d'écoulement. Cette contribution correspond à l'effet thermodiffusif qui, dans le cas de particules chargées, est à associer à l'effet thermoélectrique. Cette contribution peut devenir prépondérante dans l'ionosphère où des courants intenses peuvent circuler. Le chapitre VI décrit plus précisément ces contributions croisées dans le cas des électrons.

e. Paramètres correctifs

Les formulations des collisions que nous avons données font apparaître des coefficients qui permettent de distinguer les types d'interaction : les expressions sont génériques et la spécificité de l'interaction est reportée d'une part dans la valeur de la fréquence de collision et d'autre part dans des facteurs de forme qui sont des caractérisations de l'interaction au travers de la loi de puissance. Nous nous contenterons de donner les valeurs numériques pour différentes loi de puissance :

- collision coulombienne : le potentiel d'interaction est en r^{-1} ;
- collision de type polarisation (Maxwell) : le potentiel d'interaction est en r^{-4} ;
- collision de type sphère dure : le potentiel correspond à une puissance infinie.

	Coulomb	Maxwell	Sphère dure
z_{st}	$\frac{3}{5}$	0	$-\frac{1}{5}$
z_{st}'	$\frac{13}{10}$	1	$\frac{13}{10}$
z_{st}''	2	2	2

VI. BIBLIOGRAPHIE

Une présentation très soignée des équations de transport peut être trouvée dans :

« Mathematical structure of transport equations for multispecies flows », par R.W. Schunk, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 429-445, 1977.

Transport processes in plasmas, R. Balescu, North Holland ed., 1988, ISBN 0-444-87093-8 (2 tomes).

Une approche différente, moins mathématique et plus “ avec les mains ” des plasma est donnée par :

Plasma physics and controlled fusion, F.F. Chen, Plenum Press ed., 1984, ISBN 0-306-41332-9 (2 tomes).

En français, on pourra lire le très rigoureux :

Physique des plasmas, J.L. Delcroix et A. Bers, Interedition/ed. Du CNRS, 1994, ISBN 2-7296-0484-7 et 2-7296-0484-8 (2 tomes).

Annexe II

CONSTANTES PHYSIQUES DE L'AÉRONOMIE

I. SYSTÈME D'UNITÉS

Le premier projet au monde d'unification des unités de mesure a vu le jour en France, en 1790, sur proposition de Talleyrand. On était alors loin du Système International (SI) d'unités, officialisé en 1960. Ce système retient le mètre (m) pour l'unité des distances, le kilogramme, qui est l'unité de la masse, la seconde (s) pour l'unité de temps et l'ampère (A) pour l'intensité électrique. On note souvent ce système par la première lettre de ces quatre unités : MKSA. C'est faire fi de trois unités supplémentaires indispensables, qui sont la mole (mole), unité de la quantité de matière, le candela (cd) pour l'intensité lumineuse, et le Kelvin (K) pour l'unité de température. Toutes les grandeurs physiques se décomposent selon ces sept là. L'énergie, par exemple, a pour unité le $\text{kg.m}^2\text{s}^{-2}$.

En France, c'est l'Association Française de Normalisation (AFNOR) qui est chargée d'établir les règles et les symboles en usage. Elle prend ses décisions au cours de conférences générales des poids et mesures.

En dépit des recommandations des organismes internationaux (où bien souvent ils siègent !), les physiciens sont parfois fâchés avec le système international. En effet, pourquoi exprimer la taille caractéristique d'un atome en mètres (10^{-10} m) lorsqu'il suffit de dire qu'il mesure 1 Angström, ou la distance que parcourt la lumière pendant un an en mètres ($9,5 \cdot 10^{15}$ m) lorsqu'il suffit de dire qu'elle parcourt 1 année lumière ? En aéronomie, deux systèmes en plus de l'international sont en vigueur.

Tableau II-1 : passage des unités CGS aux unités CeVS

Le rapport de passage est $1,602 \cdot 10^{-12}$ erg/eV.

	SI	CGS	CeVS
Cte de Boltzman k	$1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	$1,381 \cdot 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$	$8,620 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$
Masse de l'électron	$9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	$9,109 \cdot 10^{-28} \text{ erg cm}^{-2} \cdot \text{s}^2$	$5,686 \cdot 10^{-16} \text{ eV cm}^{-2} \text{ s}^2$
Charge de l'électron	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	$4,806 \cdot 10^{-10} \text{ erg}^{1/2} \text{ cm}^{1/2}$	$3,797 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^{1/2} \text{ cm}^{1/2}$
$h/2\pi$	$1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$	$1,054 \text{ erg s}$	$6,579 \text{ eV s}$

Le premier porte un nom, le système CGS. L'unité de longueur y est le centimètre, et celui de masse le gramme. L'énergie s'y exprime en erg. Un erg vaut 10^{-7} J. Ce système est définitivement obsolète. Nous déconseillons fortement son usage, et n'en donnons référence ici que parce qu'un grand nombre d'ouvrages plus anciens l'utilisent de façon exhaustive, et pour permettre au lecteur de s'y retrouver.

Le second système d'unités tient compte de la valeur de la charge électronique : $1,602 \cdot 10^{-19}$ C. Dans ce système, que nous appellerons CeVS, les longueurs sont exprimées en cm, le temps en seconde, et l'énergie en électron volt (eV). Un électronvolt vaut précisément $1,602 \cdot 10^{-19}$ J.

II. CONVERSION DES INDICES AP ET Kp

Ces conversions font appel aux notions du chapitre III.

Tableau II-2 : Les valeurs de ap sont exprimées en unité de 2 nT

Par exemple, ap = 12 correspond à une variation de 24 nT

Intervalles de Kp	ap [nT]	Intervalles de Kp	ap [nT]
0 à 0+	0	5- à 5	39
0+ à 1-	2	5 à 5+	48
1- à 1	3	5+ à 6-	56
1 à 1+	4	6- à 6	67
1+ à 2-	5	6 à 6+	80
2- à 2	6	6+ à 7-	94
2 à 2+	7	7- à 7	111
2+ à 3-	9	7 à 7+	132
3- à 3	12	7+ à 8-	154
3 à 3+	15	8- à 8	179
3+ à 4-	18	8 à 8+	207
4- à 4	22	8+ à 9-	236
4 à 4+	27	9- à 9	300
4+ à 5-	32	9 à 9+	400

III. COEFFICIENTS DE RÉACTIONS

Il s'agit des constantes chimiques du chapitre IV, également utilisées aux chapitres V et VII.

1. N_2^+

a. Productions

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O_2^+ (a^4\Pi) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O_2$	0,523 eV	$2,5 \cdot 10^{-16}$
$O^+ (^2D) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	1,33 eV	$8 \cdot 10^{-16}$
$O^+ (^2P) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	3,02 eV	$4,8 \cdot 10^{-16}$

b. Pertes

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	3,53 eV	$5 \cdot 10^{-17} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,8}$
$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N (^2D)$	0,70 eV	
$\rightarrow NO^+ + N (^4S)$	3,08 eV	$1,4 \cdot 10^{-16} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,44}$
$N_2^+ + e^- \rightarrow N (^2D) + N (^2D)$	1,04 eV	$1,8 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,39}$
$N_2^+ + O \rightarrow O^+ (^4S) + N_2$	1,96 eV	$1,4 \cdot 10^{-16} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,44}$
$N_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + N_2$	6,33 eV	$3,3 \cdot 10^{-16}$

2. O_2^+

a. Productions

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O^+ (^4S) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	1,55 eV	$2 \cdot 10^{-17} \left(\frac{T_r}{300} \right)^{-0,4}$
$O^+ (^2D) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	4,87 eV	$7 \cdot 10^{-16}$
$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N (^4S)$	2,49 eV	$1,1 \cdot 10^{-16}$
$N^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N (^2D)$	0,1 eV	$2 \cdot 10^{-16}$
$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	3,53 eV	$5 \cdot 10^{-17} \left(\frac{T_r}{300} \right)^{-0,8}$
$O_2^+ (a^4\Pi) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	4,05 eV	10^{-16}

b. Pertes

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O_2^+ + e^- \rightarrow O (^1D) + O (^3P)$	5 eV	$1,9 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T_r}{300} \right)^{-0,5}$
$O_2^+ + N (^2D) \rightarrow N^+ + O_2$		$2,5 \cdot 10^{-16}$
$O_2^+ + N (^4S) \rightarrow NO^+ + O$	4,21 eV	$1,8 \cdot 10^{-16}$
$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	2,8 eV	$4,4 \cdot 10^{-16}$
$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$	0,93 eV	$5 \cdot 10^{-22}$

c. Pertes $O_2^+ (a^4\Pi)$

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O_2^+ (a^4\Pi) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O_2$	0,52 eV	$2,5 \cdot 10^{-16}$
$O_2^+ (a^4\Pi) + O \rightarrow O_2^+ + O$	4,05 eV	10^{-16}
$O_2^+ (a^4\Pi) + e^- \rightarrow O + O$	11 eV	10^{-13}
$O_2^+ (a^4\Pi) + O_2^+ \rightarrow O_2^+ + h\nu$	360 nm	10^{-4}

3. O⁺**a. Productions O⁺ (⁴S)**

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O^+ (^2D) + O \rightarrow O^+ (^4S) + O (^3P)$	3,31 eV	10^{-17}
$O^+ (^2D) + e^- \rightarrow O^+ (^4S) + e^-$	3,31 eV	$7,8 \cdot 10^{-14} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,5}$
$O^+ (^2D) + N_2 \rightarrow O^+ (^4S) + N_2$	3,31 eV	$8 \cdot 10^{-16}$
$O^+ (^2P) + O \rightarrow O^+ (^4S) + O$	5 eV	$5,2 \cdot 10^{-17}$
$O^+ (^2P) + e^- \rightarrow O^+ (^4S) + e^-$	5 eV	$4 \cdot 10^{-14} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,5}$
$O^+ (^2P) \rightarrow O^+ (^4S) + h\nu$	247 nm	$4,7 \cdot 10^{-2}$
$N_2^+ + O \rightarrow O^+ (^4S) + N_2$	1,96 eV	$1,4 \cdot 10^{-16} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,44}$
$H^+ + O \rightarrow O^+ (^4S) + H$		$2,2 \cdot 10^{-17} \sqrt{T(H^+) + \frac{T_n}{16} + \delta v^2}$
$N^+ + O_2 \rightarrow O^+ (^4S) + NO$	2,31 eV	$3 \cdot 10^{-17}$

b. Productions O⁺ (²D)

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O^+ (^2P) + e^- \rightarrow O^+ (^2D) + e^-$	1,69 eV	$1,5 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,5}$
$O^+ (^2P) \rightarrow O^+ (^2D) + h\nu$	732/733 nm	$1,7 \cdot 10^{-1}$

c. Pertes O^+ (4S)

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O^+ (^4S) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	1,55 eV	k_1
$O^+ (^4S) + N_2 \rightarrow NO^+ + N (^4S)$	1,1 eV	k_2
$O^+ (^4S) + NO \rightarrow NO^+ + O$	4,36 eV	k_3
$O^+ (^4S) + H \rightarrow H^+ + O$		$2,5 \cdot 10^{-17} \sqrt{T_n + \frac{T(O^+)}{16} + \delta v^2}$
$O^+ (^4S + N (^2D)) \rightarrow N^+ + O$	1,45 eV	$1,3 \cdot 10^{-16}$

d. Pertes O^+ (2D)

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O^+ (^2D) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	1,33 eV	10^{-16}
$O^+ (^2D) + O \rightarrow O^+ (^4S) + O$	3,31 eV	10^{-17}
$O^+ (^2D) + e^- \rightarrow O^+ (^4S) + e^-$	3,31 eV	$7,8 \cdot 10^{-14} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,5}$
$O^+ (^2D) + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$	4,87 eV	$7 \cdot 10^{-16}$
$O^+ (^2D) + N_2 \rightarrow O^+ (^4S) + N_2$	3,31 eV	$8 \cdot 10^{-16}$
$O^+ (^2D) \rightarrow O^+ (^4S) + h\nu$	372,6/372,9 nm	$7,7 \cdot 10^{-5}$

e. Pertes O^+ (2P)

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O^+ (^2P) + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	3,02 eV	$4,8 \cdot 10^{-16}$
$O^+ (^2P) + N_2 \rightarrow N^+ + NO$	0,7 eV	10^{-16}
$O^+ (^2P) + O \rightarrow O^+ (^4S) + O$	5 eV	$5,2 \cdot 10^{-17}$
$O^+ (^2P) + e^- \rightarrow O^+ (^4S) + e^-$	5 eV	$4 \cdot 10^{-14} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,5}$
$O^+ (^2P) + e^- \rightarrow O^+ (^2D) + e^-$	1,69 eV	$1,5 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,5}$
$O^+ (^2P) \rightarrow O^+ (^4S) + h\nu$	247 nm	$4,7 \cdot 10^{-2}$
$O^+ (^2P) \rightarrow O^+ (^2D) + h\nu$	732/733 nm	$1,7 \cdot 10^{-1}$

4. H⁺**a. Productions**

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$O^+ (^4S) + H \rightarrow H^+ + O$		$2,5 \cdot 10^{-17} \sqrt{T_n + \frac{T(O^+)}{16}} + \delta v^2$

b. Pertes

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$H^+ + O \rightarrow O^+ (^4S) + H$		$2,2 \cdot 10^{-17} \sqrt{T(H^+) + \frac{T_n}{16}} + \delta v^2$

5. NO⁺**a. Productions**

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N (^2D)$	0,70 eV	
$\rightarrow NO^+ + N (^4S)$	3,08 eV	$1,4 \cdot 10^{-16} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,44}$
$O^+ (^4S) + N_2 \rightarrow NO^+ + N (^4S)$	1,1 eV	k_2
$N_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + N_2$	6,33 eV	$3,3 \cdot 10^{-16}$
$O_2^+ + N (^4S) \rightarrow NO^+ + O$	4,21 eV	$1,8 \cdot 10^{-16}$
$O_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2$	2,8 eV	$4,4 \cdot 10^{-16}$
$O_2^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + NO$	0,93 eV	$5 \cdot 10^{-22}$

b. Pertes

réaction	ΔH_r^o	constante de réaction
$NO^+ + e^- \rightarrow O + N (^4S)$	0,38 eV	$3,3 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,85}$
$\rightarrow O + N (^2D)$	2,75 eV	$9,2 \cdot 10^{-14} \left(\frac{T_r}{300}\right)^{-0,85}$

$$\delta v^2 = 1,2 \cdot 10^{-8} (v(\text{H}^+) - v_n)^2$$

$$k_1 = 2,82 \cdot 10^{-17} - 7,74 \cdot 10^{-18} \left(\frac{T_r}{300}\right) + 1,073 \cdot 10^{-18} \left(\frac{T_r}{300}\right)^2 \\ - 5,17 \cdot 10^{-20} \left(\frac{T_r}{300}\right)^3 + 9,65 \cdot 10^{-22} \left(\frac{T_r}{300}\right)^4 \quad 300 \leq T_r \leq 6000 \text{ K}$$

$$k_2 = \begin{cases} 1,533 \cdot 10^{-18} - 5,92 \cdot 10^{-19} \left(\frac{T_r}{300}\right) + 8,6 \cdot 10^{-20} \left(\frac{T_r}{300}\right)^2 & 300 \leq T_r \leq 1700 \text{ K} \\ 2,73 \cdot 10^{-18} - 1,155 \cdot 10^{-18} \left(\frac{T_r}{300}\right) + 1,483 \cdot 10^{-19} \left(\frac{T_r}{300}\right)^2 & 1700 \leq T_r \leq 6000 \text{ K} \end{cases}$$

$$k_3 = \begin{cases} 8,36 \cdot 10^{-19} - 2,02 \cdot 10^{-19} \left(\frac{T_r}{300}\right) + 6,95 \cdot 10^{-20} \left(\frac{T_r}{300}\right)^2 & 300 \leq T_r \leq 1500 \text{ K} \\ 5,33 \cdot 10^{-19} - 1,64 \cdot 10^{-20} \left(\frac{T_r}{300}\right) + 4,72 \cdot 10^{-20} \left(\frac{T_r}{300}\right)^2 \\ - 7,05 \cdot 10^{-22} \left(\frac{T_r}{300}\right)^3 & 1500 \leq T_r \leq 6000 \text{ K} \end{cases}$$

IV. GAMME DES RAYONNEMENTS**Tableau II-3 :**

Rayonnement	$\Delta\lambda$	Energie (eV)	
IR	760 nm à 0,3 mm	$4,13 \cdot 10^{-3}$ à 1,63	
Visible	390 nm à 760 nm	1,63 à 3,18	
UV	20 nm à 390 nm	3,18 à 62	
	Proche	200 nm à 390 nm	3,18 à 6,2
	Lointain	100 nm à 200 nm	6,2 à 12,4
	Extrême	20 nm à 100 nm	12,4 à 62
X	0,005 nm à 20 nm	62 à 248 300	
–	< 0,005 nm	> 248 300	

Ondes radio	$\Delta\lambda$	$\Delta\nu$
ULF	> 3 107 m	< 10 Hz
ELF	3 107 m à 100 km	10 Hz à 3 kHz
VLF	10 km à 100 km	3 kHz à 30 kHz
LF	1 km à 10 km	30 kHz à 300 kHz
MF	100 m à 1 km	300 kHz à 3 MHz
HF	10 m à 100 m	3 MHz à 30 MHz
VHF	1 m à 10 m	30 MHz à 300 MHz
UHF	10 cm à 1 m	300 MHz à 3 GHz
SHF (micro-ondes)	1 cm à 10 cm	3 GHz à 30 GHz
EHF	1 mm à 1 cm	30 GHz à 300 GHz
submillimétrique	0,3 mm à 1 mm	300 GHz à 1 THz

Annexe III

ELÉMENTS DE LA PHYSIQUE DES PLASMAS ET MESURE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

I. ELÉMENTS DE PHYSIQUE DES PLASMAS

Dans de nombreux chapitres de ce livre, nous avons donné des exemples tirés d'expériences avec le radar à diffusion incohérente EISCAT. Le principe de la diffusion incohérente sort du cadre de l'aéronomie (nous proposons une bibliographie succincte à ce sujet). Cependant, nous allons aborder les principes fondamentaux de la physique des plasma, qui permettent d'en comprendre le fonctionnement d'une manière approchée. Dans un premier temps, cela va nous amener à définir la longueur de Debye, puis la fréquence de plasma, ou onde électronique. Le pendant ionique sera alors calculé. Nous aborderons alors succinctement le principe de diverses méthode de sondage ionosphérique, dont la diffusion incohérente

I. LONGUEUR DE DEBYE

On considère un plasma composé d'une espèce ionique monochargée et d'électrons, et on suppose les ions immobiles (vrai en première approximation du fait du rapport des masses égal à 1832). A l'équilibre, la neutralité électrique s'exprime par : $\bar{n}_i = \bar{n}_e$, où le symbole '-' exprime une grandeur moyenne. Les électrons sont attirés par les ions, mais repoussés par les électrons. La conséquence de cela est une concentration d'électrons autour des ions qui va avoir pour effet, au moins à grande distance, de neutraliser le champ créé par l'ion positif ; c'est l'effet d'écran de Debye, qui écrante le potentiel de Coulomb à grande distance.

Supposons qu'à une distance r de l'ion, la densité électronique soit $\tilde{n}_e(r)$, différente de la densité électronique moyenne \bar{n}_e . En supposant les électrons en équilibre thermodynamique à la température T_e , ces derniers se répartissent suivant le facteur de Boltzmann, soit :

$$\tilde{n}_e(r) = \bar{n}_e e^{-\frac{E(r)}{k_e T_e}} \quad \text{AIII-1}$$

où $E(r)$ est l'énergie de l'électron à la distance r de l'ion. Etant donné la faible masse de l'électron, cette énergie est essentiellement potentielle et est due à l'attraction coulombienne

ion-électron, qui crée un potentiel $\phi(r)$ à la distance r de l'ion. En conséquence, la concentration électronique s'exprime de la manière suivante :

$$\tilde{n}_e(r) = \bar{n}_e e^{\frac{e\phi(r)}{k_b T_e}} \quad AIII-2$$

où e est la charge élémentaire.

Pour une petite perturbation par rapport à l'équilibre, l'énergie potentielle d'interaction est faible devant l'énergie thermique $\left(\left| \frac{e\phi(r)}{k_b T_e} \right| \ll 1 \right)$, de telle sorte que l'équation AIII-2 se simplifie et devient :

$$\tilde{n}_e(r) = \bar{n}_e \left(1 + \frac{e\phi(r)}{k_b T_e} \right) \quad AIII-3$$

D'autre part, ce potentiel ϕ doit localement vérifier l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{\bar{n}_e e - \tilde{n}_e(r) e}{\epsilon_0} \quad AIII-4$$

soit encore :

$$\nabla^2 \phi = e \frac{\tilde{n}_e(r) - \bar{n}_e}{\epsilon_0} = \frac{\bar{n}_e e^2}{\epsilon_0 k_b T_e} \phi(r) \quad AIII-5$$

on introduit alors :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{\bar{n}_e e^2}} \quad AIII-6$$

que l'on appelle la *longueur de Debye*. Cette longueur peut être approchée par :

$$\lambda_D = 69 \sqrt{\frac{T_e}{\bar{n}_e}} \quad AIII-7$$

lorsque T_e est exprimée en Kelvin, \bar{n}_e en m^{-3} et λ_D en m. Dans l'ionosphère, elle va de quelques mm à quelques dizaines de cm.

En utilisant des coordonnées sphériques et en remarquant que comme le problème n'a de dépendance que vis à vis de r , le laplacien ∇^2 se limite à l'expression $\nabla^2 \bullet = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \bullet \right)$,

on peut récrire l'équation AIII-5 sous la forme :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = \frac{\phi}{\lambda_D^2} \quad AIII-8$$

Pour résoudre cette équation, on effectue le changement de variable : $u = \phi r$. On a alors :

$$\frac{du}{dr} = r \frac{d\phi}{dr} + \phi \quad AIII-9$$

et :

$$r^2 \frac{d\phi}{dr} = r \left(\frac{du}{dr} - \phi \right) \quad AIII-10$$

soit :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) &= \frac{du}{dr} - \phi + r \left(\frac{d^2u}{dr^2} - \frac{d\phi}{dr} \right) \\ &= r \frac{d^2u}{dr^2} \end{aligned} \quad AIII-11$$

Par conséquent, nous pouvons écrire avec cette nouvelle variable :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{d^2u}{dr^2} = \frac{\phi}{\lambda_D^2} = \frac{u}{r \lambda_D^2} \quad AIII-12$$

et donc l'équation AIII-8 se transforme en l'équation différentielle suivante vérifiée par u :

$$\frac{d^2u}{dr^2} = \frac{u}{\lambda_D^2} \quad AIII-13$$

dont la solution générale est :

$$u = A e^{-\frac{r}{\lambda_D}} + B e^{\frac{r}{\lambda_D}} \quad AIII-14$$

Comme le potentiel décroît vers 0 lorsque r tend vers l'infini (absence de charges à l'infini), on doit avoir $B = 0$, et la solution générale en ϕ s'écrit donc :

$$\phi = \frac{A}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \quad AIII-15$$

De plus, au voisinage de $r = 0$, le potentiel ϕ est celui créé par la charge ponctuelle ionique :

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}. \text{ Nous en déduisons donc l'expression complète de } \phi :$$

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \quad AIII-16$$

La densité électronique prend alors la forme suivante :

$$\bar{n}_e(r) = \bar{n}_e \left\{ 1 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_b T_e} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \frac{1}{r} \right\} \quad AIII-17$$

On pose :

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_b T_e} \quad AIII-18$$

que l'on appelle *longueur de Landau* (on a : $4\pi \lambda_D^2 \bar{n}_e r_0 = 1$). On trouve alors :

$$\bar{n}_e(r) = \bar{n}_e \left\{ 1 + \frac{r_0}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} \right\} \quad AIII-19$$

r_o correspond à la distance pour laquelle l'énergie interne $k_b T_e$ est égale à l'interaction coulombienne entre deux électrons dans le milieu, soit : $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_o r_o}$. C'est la longueur critique

d'interaction binaire ; cette distance apparaît comme la distance minimale d'approche entre deux électrons.

Pour $T_e = 10^4$ K, on trouve $r_o \gg 10^{-6}$ m, qui est très inférieur à λ_D (de l'ordre du cm) en général. On se place dans le cas où $r_o < r$. Dès que $r \gg \lambda_D$, le second terme de $\tilde{n}_e(r)$ devient négligeable devant 1 et l'effet du potentiel disparaît. Il y a eu effet de coupure (ou d'écrantage). Nous allons montrer que cet écrantage correspond à une neutralisation effective à grande distance de la charge de l'ion.

Si on calcule la charge électronique Q_e répartie autour l'ion, on trouve :

$$Q_e = \int_0^{\infty} (\bar{n}_e - \tilde{n}_e(r)) e 4\pi r^2 dr = -e \int_0^{\infty} \bar{n}_e \frac{r_o}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}} 4\pi r^2 dr \quad AIII-20$$

$$= -4\pi \lambda_D^2 r_o \bar{n}_e e \int_0^{\infty} u e^{-u} du$$

ce qui nous donne :

$$Q_e = -e \quad AIII-21$$

On constate que les électrons s'organisent autour de l'ion de manière à absorber le déséquilibre de charge provoqué par la présence de l'ion. A une échelle de distance supérieure à la longueur de Debye, le plasma apparaît donc comme un milieu neutre.

La longueur de Debye est la distance caractéristique qui sépare les effets individuels des effets collectifs. En effet, à une distance inférieure à λ_D , nous nous trouvons dans la sphère de Debye et le comportement des électrons est contraint par les interactions binaires avec les particules chargées dans cette sphère. A une distance supérieure par contre, l'écrantage a pour effet d'annuler les interactions et les particules au sein de la sphère de Debye sont vues comme des particules ayant le même comportement. De fait, on peut voir le plasma comme un milieu constitué de "pseudo-particules" de diamètre λ_D sans interactions ; le comportement collectif correspond alors au mouvement de ces "pseudo-particules".

Le nombre N d'électrons dans la sphère de Debye est :

$$N = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 = \frac{1}{3} \frac{\lambda_D}{r_o} \quad AIII-22$$

Dans les plasmas planétaires, nous avons $r_o \ll \lambda_D$ et donc nous avons un très grand nombre d'électrons dans la sphère de Debye. On définit alors le *paramètre plasma* : $\Lambda = \frac{\lambda_D}{r_o}$ qui caractérise ce nombre d'électrons. Les plasmas auxquels nous pouvons appliquer les développements faits dans ce chapitre correspondent alors aux plasmas pour lesquels nous avons : $\Lambda \gg 1$.

Si on veut étudier un tel plasma, il faut donc sonder le milieu avec une résolution plus faible que celle des "pseudo-particules" et donc utiliser des longueurs d'onde supérieures à λ_D , sinon on n'étudiera que le mouvement individuel des ions et des électrons.

2. FRÉQUENCE PLASMA

La mise en présence de charges de signes opposés entraîne des déplacements de charges sous l'effet de forces attractives, et donc est une source d'oscillations dans le plasma. Ces oscillations de plasma, qui sont induites par des effets à longue distance des potentiels coulombiens, sont la caractéristique de ces phénomènes collectifs. Supposons que les ions restent fixes. La séparation de charge locale crée un champ électrique de rappel, qui agit essentiellement sur les électrons, du fait de la faible mobilité des ions et de la grande variabilité temporelle de ce champ.

Nous considérerons que la densité ionique reste uniforme, égale à \bar{n}_i , et que la densité électronique subit une perturbation par rapport à la densité uniforme \bar{n}_e donnée par : $\tilde{n}_e(r) = \bar{n}_e + \delta n_e(r)$, avec comme contrainte que la neutralité du plasma à l'équilibre entraîne l'égalité $\bar{n}_e = \bar{n}_i$.

La perturbation de densité crée un champ électrique dont l'expression est obtenue à partir du théorème de Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{(\bar{n}_i - \tilde{n}_e) e}{\epsilon_0} = -\frac{e}{\epsilon_0} \delta n_e(r) \quad AIII-23$$

Ce champ est du premier ordre en la perturbation δn_e et il agit en contre-réaction sur les électrons pour les mettre en mouvement. La vitesse de déplacement des électrons \vec{v}_e qui est induite par ce champ est alors du premier ordre en δn_e et par conséquent, le terme quadratique en \vec{v}_e dans l'équation de transport de la quantité de mouvement des électrons peut être négligé dans un développement de cette équation au premier ordre. Si de plus, on suppose dans un premier temps que le plasma est froid (effets thermiques négligeables), cette équation se réduit à la forme suivante :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e \vec{E} \quad AIII-24$$

Par ailleurs, la quantité de matière présente dans le gaz n'est pas modifiée par ce champ, et l'équation de conservation de la matière appliquée aux électrons, entraîne :

$$\frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\tilde{n}_e \vec{v}_e) = 0 \quad AIII-25$$

En se limitant au premier ordre en δn_e , cette équation devient :

$$\frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} + \bar{n}_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_e = 0 \quad AIII-26$$

En prenant la dérivée temporelle de l'équation AIII-26, et en intervertissant les dérivées temporelles et spatiales, on peut écrire :

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} + \bar{n}_e \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} \right) = 0 \quad \text{AIII-27}$$

D'autre part, en utilisant l'expression de \vec{v}_e donnée par l'équation AIII-24, l'équation AIII-27 prend la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} - \frac{e \bar{n}_e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{AIII-28}$$

En utilisant l'expression de $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}$ donnée l'équation AIII-23, nous pouvons récrire AIII-28 :

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} + \frac{e^2 \bar{n}_e}{m_e \epsilon_0} \delta n_e = 0 \quad \text{AIII-29}$$

On introduit la *pulsation plasma* :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 \bar{n}_e}{m_e \epsilon_0}} \quad \text{AIII-30}$$

et la *fréquence plasma* :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 \bar{n}_e}{m_e \epsilon_0}} \quad \text{AIII-31}$$

On trouve alors que l'équation AIII-29 est celle d'un oscillateur harmonique : $\ddot{x} + \omega_p^2 x = 0$ à la fréquence plasma. Une expression approchée de la fréquence plasma, pour \bar{n}_e exprimé en m^{-3} et f_p en Hz, est la suivante :

$$f_p = 9,1 \sqrt{\bar{n}_e} \quad \text{AIII-32}$$

La séparation de charges locales entraîne donc une oscillation du plasma à la fréquence plasma f_p . Remarquons que cette fréquence ne dépend pas de k , c'est-à-dire du vecteur d'onde. Cela signifie que la vitesse de groupe est nulle, et que la perturbation ne peut pas se propager. Toutefois l'agitation thermique, qui a été négligée dans ce calcul, est une cause de dispersion et de propagation de cette onde.

Si nous rajoutons l'effet du gradient de pression, l'équation AIII-24 devient :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e \vec{E} - \frac{1}{\bar{n}_e} \vec{\nabla}(p_e) \quad \text{AIII-33}$$

où $p_e = \bar{n}_e k_b T_e$ est la pression du gaz électronique. Aux échelles de temps où nous étudions le phénomène oscillatoire, les populations n'ont pas le temps d'échanger de l'énergie et on peut considérer que le gaz électronique a un comportement adiabatique traduite par l'équation d'état suivante :

$$\frac{p_e}{\bar{n}_e^\gamma} = \text{constante} \quad \text{AIII-34}$$

en introduisant le rapport des chaleurs spécifiques γ . Si N_{ddl} est le nombre de degrés de liberté, γ est défini par le rapport $\frac{N_{ddl} + 2}{N_{ddl}}$. L'équation AIII-34 s'écrit encore :

$$\frac{1}{\bar{n}_e} \vec{\nabla}(p_e) = \gamma \frac{k_b T_e}{\bar{n}_e} \vec{\nabla}(\bar{n}_e) \quad \text{AIII-35}$$

En nous limitant à un développement à l'ordre 1, l'équation AIII-35 devient :

$$\frac{1}{\bar{n}_e} \vec{\nabla}(p_e) = \gamma \frac{k_b T_e}{\bar{n}_e} \vec{\nabla}(\delta n_e) \quad \text{AIII-36}$$

Nous pouvons alors introduire la contribution du gradient de pression dans l'équation AIII-28, qui devient :

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} - \frac{e \bar{n}_e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - \gamma \frac{k_b T_e}{m_e} \vec{\nabla} \cdot \{ \vec{\nabla}(\delta n_e) \} = 0 \quad \text{AIII-37}$$

soit après simplification :

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} - \gamma \frac{k_b T_e}{m_e} \nabla^2(\delta n_e) + \frac{e^2 \bar{n}_e}{m_e \epsilon_0} \delta n_e = 0 \quad \text{AIII-38}$$

Nous trouvons donc une équation légèrement différente de l'équation AIII-29 où un terme susceptible de provoquer la propagation de l'onde apparaît. En effet, si nous cherchons la solution sous la forme :

$$\delta n_e = \alpha e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad \text{AIII-39}$$

l'équation AIII-38 nous fournit la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \gamma \frac{k_b T_e}{m_e} k^2 = \omega_p^2 (1 + \gamma \lambda_D^2 k^2) \quad \text{AIII-40}$$

$c_e = \sqrt{\gamma \frac{k_b T_e}{m_e}}$ est la vitesse du son dans la gaz électronique, et correspond à la vitesse à laquelle l'information thermique se propage au sein de ce gaz. L'équation AIII-38 (et son interprétation en terme de relation de dispersion AIII-40) traduit donc le fait que l'oscillation est produite localement et qu'elle est ensuite propagée au sein du gaz électronique par les fluctuations thermiques. L'expression de la vitesse de groupe v_g de l'onde vaut :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \gamma \frac{k_b T_e}{m_e} \frac{k}{\omega} = c_e^2 \frac{k}{\omega} = \frac{c_e^2}{v_\phi} \quad \text{AIII-41}$$

où $v_\phi = \frac{k}{\omega}$ représente la vitesse de phase de cette onde. La relation de dispersion définit donc

pour un vecteur d'onde donné une fréquence que l'on appelle la fréquence électronique et qui se traduit dans le domaine spectral par une raie appelée raie de plasma (voir figure AIII-2).

Dans le cas où un champ magnétique contrôle le mouvement des particules, la relation de dispersion AIII-40 est modifiée et devient :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 \sin^2 \theta + \gamma \frac{k_b T_e}{m_e} k^2 \quad \text{AIII-42}$$

où ω_c est la gyrofréquence électronique et θ est l'angle entre la ligne de champ magnétique et le vecteur d'onde. L'utilisation que l'on peut faire de cette relation de dispersion sera présentée dans le paragraphe consacré au sondage électromagnétique.

3. ONDE IONIQUE

Jusqu'à présent, nous avons considéré que les ions restent immobiles du fait de leur masse importante comparée à celle des électrons. Nous avons pu alors étudier le comportement des électrons induit par les fluctuations de charge et en particulier nous avons "balayé" la partie haute du spectre des fréquences auxquelles le plasma est sensible. La masse des ions joue comme un filtre passe-bas qui les rend insensible à cette partie du spectre, mais les fluctuations de charges sont également à l'origine d'oscillations basse fréquence auxquelles les ions répondent. Par contre, les électrons sont insensibles à cette partie basse du spectre, car leur masse joue comme un filtre passe-haut. Nous allons donc considérer que les électrons, qui oscillent à une fréquence proche de la fréquence plasma, sont en moyenne, à une échelle de temps grande devant celle de l'oscillation plasma que nous préciseront ultérieurement, immobile et à l'équilibre thermodynamique tel que donné par AIII-2 autour d'un ion qui est en mouvement sous l'effet de la perturbation induite par les fluctuations de charges.

Cette fois-ci nous prendrons : $\tilde{n}_i = \bar{n}_i + \delta n_i$, \tilde{n}_e donné par AIII-3 (car l'hypothèse sous-jacente est toujours vérifiée), avec comme contrainte que la neutralité du plasma à l'équilibre entraîne l'égalité $\bar{n}_i = \bar{n}_e$. Nous pouvons alors récrire l'équation de Poisson AIII-5 sous la forme :

$$\nabla^2 \phi = -e \frac{\tilde{n}_i - \tilde{n}_e}{\epsilon_0} = \frac{\bar{n}_e e^2}{\epsilon_0 k_b T_e} \phi(r) - \frac{e}{\epsilon_0} \delta n_i \quad \text{AIII-43}$$

ou :

$$\nabla^2 \phi = \frac{\phi}{\lambda_D^2} - \frac{e}{\epsilon_0} \delta n_i \quad \text{AIII-44}$$

En s'inspirant des écritures pour l'électron, on peut écrire l'équation de conservation de l'ion sous la forme :

$$\frac{\delta n_i}{\partial t} + \bar{n}_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_i = 0 \quad \text{AIII-45}$$

où \vec{v}_i est la vitesse de l'ion. Par ailleurs, en s'inspirant des développements pour l'électron, on peut écrire l'équation de transport de la quantité de mouvement de l'ion :

$$m_i \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} = e \vec{E} - \gamma_i \frac{k_b T_i}{\bar{n}_e} \vec{\nabla} (\delta n_i) \quad \text{AIII-46}$$

où nous avons utilisé pour l'ion l'équation d'état suivante :

$$\frac{P_i}{\tilde{n}_i^{\gamma_i}} = \text{constante} \quad AIII-47$$

γ_i étant le rapport des chaleurs spécifiques de l'ion. En manipulant l'équation de conservation de l'ion comme nous l'avons fait pour celle de l'électron, nous pouvons écrire :

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} + \frac{e \bar{n}_e}{m_i} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - \gamma_i \frac{k_b T_i}{m_i} \vec{\nabla} \cdot \{ \vec{\nabla} (\delta n_i) \} = 0 \quad AIII-48$$

et nous aboutissons alors au système différentiel suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \delta n_i}{\partial t^2} - \gamma_i \frac{k_b T_i}{m_i} \nabla^2 (\delta n_i) - \frac{e \bar{n}_e}{m_i} \nabla^2 \phi = 0 \\ \nabla^2 \phi = \frac{\phi}{\lambda_D^2} - \frac{e}{\epsilon_0} \delta n_i \end{cases} \quad AIII-49$$

Comme précédemment, nous cherchons une famille de solution de la forme :

$$\begin{cases} \hat{\delta n}_i = \alpha e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \\ \hat{\phi} = \beta e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \end{cases} \quad AIII-50$$

En introduisant ces solution dans le système *AIII-49*, nous trouvons :

$$\begin{cases} -\omega^2 \hat{\delta n}_i + \gamma_i \frac{k_b T_i}{m_i} k^2 \hat{\delta n}_i + \frac{e \bar{n}_e}{m_i} k^2 \hat{\phi} = 0 \\ k^2 \hat{\phi} = -\frac{\hat{\phi}}{\lambda_D^2} + \frac{e}{\epsilon_0} \hat{\delta n}_i \end{cases} \quad AIII-51$$

Ce qui nous donne :

$$\hat{\phi} = \frac{e}{\epsilon_0} \frac{\lambda_D^2}{1 + \lambda_D^2 k^2} \hat{\delta n}_i \quad AIII-52$$

et la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \gamma_i \frac{k_b T_i}{m_i} k^2 + \frac{e^2 \bar{n}_e \lambda_D^2}{\epsilon_0 m_i} \frac{k^2}{1 + \lambda_D^2 k^2} \quad AIII-53$$

soit, d'après la définition de la longueur de Debye :

$$\omega^2 = k^2 \frac{\gamma_i k_b T_i + \frac{k_b T_e}{1 + \lambda_D^2 k^2}}{m_i} \quad AIII-54$$

En comparant à l'équation de dispersion obtenue dans la cadre de la fréquence plasma, on trouve que l'onde qui se développe est une onde à basse fréquence. En effet, la vitesse de phase de cette onde est de l'ordre de grandeur de $c_i = \sqrt{\gamma_i \frac{k_b T_i}{m_i}}$, la vitesse du son dans le gaz ionique. L'équation AIII-54 traduit le fait que l'énergie thermique des électrons est suffisante pour entretenir une oscillation ionique dans l'ionosphère. Le principe est que le nuage électronique oscille à grande fréquence, entraînant les ions à une fréquence acoustique plus faible. C'est pourquoi la pulsation dépend à la fois de la température électronique et de la masse ionique. Le mouvement des ions se fait vers les zones de plus grande concentration locale d'électrons, si bien qu'il existe localement des compressions d'ions, et un champ de pression, dont la contribution à l'onde acoustique ionique est le terme en T_i/m_i . En supposant que les ions et les électrons ont la même température, le rapport des vitesses du son $\frac{c_e}{c_i}$ est de l'ordre de grandeur de la racine du rapport des masses $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$. Or dans les deux ondes étudiées, nous avons des vitesses de phases de l'ordre de grandeur des vitesses du son. Par conséquent, pour un vecteur d'onde donné \vec{k} , nous pouvons écrire :

$$\frac{\omega_i}{\omega_e} = \frac{\frac{\omega_i}{k}}{\frac{\omega_e}{k}} = \frac{v_{\phi i}}{v_{\phi e}} \propto \frac{c_e}{c_i} \propto \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cong 40 \quad \text{AIII-55}$$

où ω_e représente la pulsation de l'onde plasma et ω_i celle de l'onde ionique. Dans l'hypothèse où on a un vecteur d'onde correspondant à une longueur d'onde très grande devant λ_D , l'équation AIII-54 se simplifie et devient :

$$\omega^2 = k^2 \frac{\gamma_i k_b T_i + k_b T_e}{m_i} \quad \text{AIII-56}$$

Dans ce cas, la vitesse de groupe est constante, indépendante du vecteur d'onde ; elle est de l'ordre de grandeur de la vitesse du son dans le gaz ionique.

II. SONDAGES ÉLECTROMAGNÉTIQUES AU SOL

1. IONOSONDE

Supposez qu'on vous demande de sonder l'ionosphère avec une onde électromagnétique. Comment choisir la longueur d'onde ? La limite basse est la fréquence de plasma. En dessous de cette fréquence, de l'ordre de quelques MHz, l'onde ricochera sur l'ionosphère, phénomène utilisé avant la généralisation des satellites pour des communications à distance. Dans la gamme du MHz, l'onde sera réfléchiée à l'altitude à laquelle elle est égale à la fréquence de plasma (fréquence proportionnelle à $\sqrt{n_e}$). Ainsi, nous pouvons faire des

sondages simples donnant le profil de densité électronique (puisque l'on peut mesurer le temps d'aller-retour de l'onde, on connaît l'altitude de réflexion). L'instrument qui fait cette mesure n'est pas appelé radar, mais ionosonde. Il permet de sonder l'ionosphère tant que la densité électronique croît. Pour cela, on envoie une onde vers l'ionosphère, dont on augmente la fréquence. La figure AIII-1 montre le résultat d'un tel sondage radio, le 18 juin 1997 à 12:40 TU. L'ordonnée montre une hauteur virtuelle. C'est que la distance de la cible sur laquelle l'onde ricoche à l'émetteur est simplement calculée en divisant le temps de propagation par la vitesse de la lumière. L'angle de visée fait que cette distance ne correspond pas nécessairement à l'altitude. On distingue également deux échos. Ceux-ci sont dus à deux modes différents de propagation de l'onde électromagnétique dans l'atmosphère.

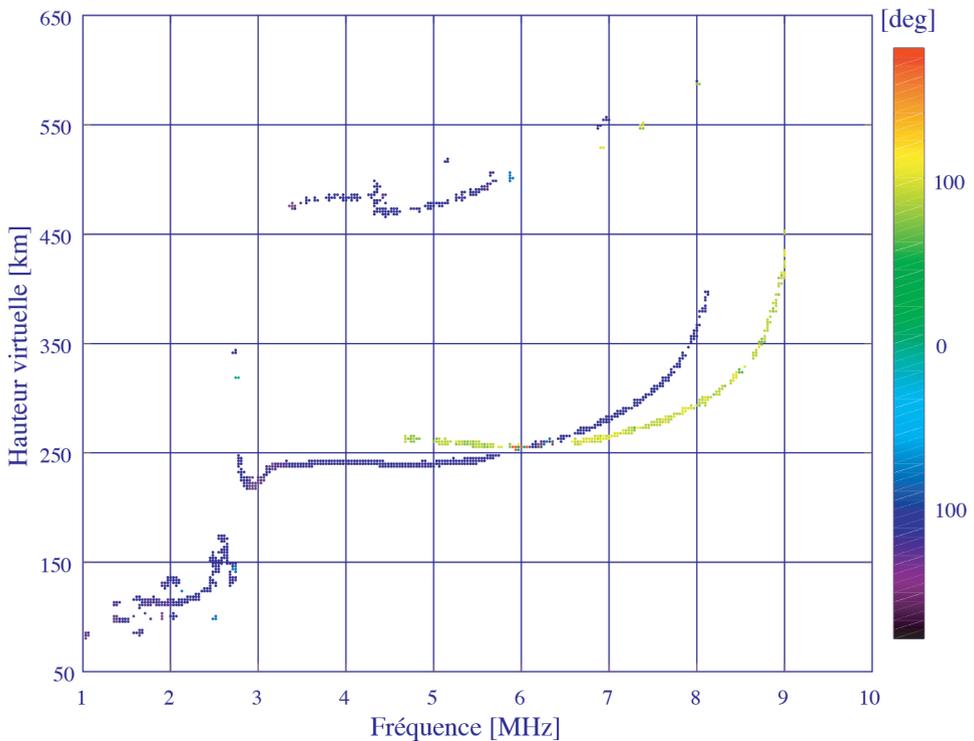


Figure AIII-1 : exploration ionosphérique par ionosonde
(crédit : M. Rietveld, EISCAT scientific association)

Sur cette figure, on voit se former une région *E* à basse altitude. L'onde ne peut bien sûr atteindre le minimum entre la région *E* et la région *F*, et ricoche, vers 200 km, là où la densité électronique devient de nouveau supérieure à celle de la région *E*. En utilisant la formule AIII-31, on peut facilement remonter à une bonne estimation de la densité électronique.

2. LA DIFFUSION INCOHÉRENTE

Au pic de densité, la fréquence de plasma est de l'ordre de quelques MHz, et les ondes ne peuvent plus être réfléchies. Comment sonder l'ionosphère au dessus de ce pic, et ce de façon permanente en un même lieu ? Comment accéder à davantage de caractéristiques de l'ionosphère que la seule densité électronique ? Au moyen de la diffusion Thomson, appelée aussi diffusion incohérente.

a. Principe de la diffusion incohérente

Si on envoie dans l'ionosphère une onde électromagnétique d'une fréquence supérieure à la fréquence de plasma au pic de densité électronique, l'onde traverse l'ionosphère. Sur son passage, elle excite les électrons (et les ions, mais ceux ci sont très massifs), qui se mettent à osciller, en diffusant de l'énergie. Cette énergie diffusée pourrait être détruite par l'onde diffusée par un autre électron en opposition de phase avec le premier, mais la distribution des électrons étant aléatoire, il y a peu de chance que cela arrive : l'onde est donc diffusée par les inhomogénéités de l'ionosphère. La distribution des électrons étant aléatoire, cette diffusion a été appelée diffusion incohérente.

Quelle est la fréquence maximale possible ? L'onde électromagnétique doit pouvoir exciter le plasma, mais si sa longueur d'onde est inférieure à la longueur de Debye, elle verra des électrons et des ions indépendants. Ces particules émettront à la fréquence reçue, sans donner d'information sur le milieu. Le spectre réémis par le plasma ainsi excité sera proche d'une gaussienne, correspondant simplement à l'effet Doppler lié à la distribution des vitesses ! Le choix est donc nécessairement celui d'une longueur d'onde plus grande que la longueur de Debye, qui verra les "pseudo-particules" caractéristiques du plasma. Les électrons excités réémettront l'énergie autour de la fréquence d'émission, mais avec des caractéristiques fonction du plasma, en particulier un élargissement acoustique-ionique (l'oscillation de l'ion est communiquée aussi aux électrons et de l'extérieur, la "pseudo particule" vibre avec cette pulsation acoustique), et une émission autour de la raie de plasma (caractéristique de la densité et de la température des électrons). Prenons un plasma de concentration $n_e = 10^{12} \text{ m}^{-3}$ et de température $T_e = 1600 \text{ K}$. On trouve alors $\lambda_D = 0,27 \text{ cm}$ et $v_D = \frac{c}{\lambda_D} = 10^{11} \text{ Hz}$. Il faut donc travailler avec une fréquence inférieure à 10^{11} Hz , soit par exemple 1 GHz .

b. Quelles informations tirer de la diffusion incohérente ?

La forme générale du spectre est représentée sur la partie droite de la figure AIII-2. Le spectre ionique-acoustique est centré autour de la fréquence d'émission, d'une largeur de quelques kilohertz. De chaque côté, à environ huit MHz, apparaît la raie de plasma. Jusqu'à présent, les études sur la raie de plasma n'ont pas abouti à des mesures de routine : cette raie est fine et en mouvement permanent, ce qui rend sa détection difficile.

Mais toute déformation du spectre ionique est porteuse d'information : sa surface totale est fonction du nombre de "réémetteurs", c'est à dire de la densité électronique ; son

élargissement peut être dû à des températures ioniques élevées ; comme le nombre de collisions est aussi fonction de la masse des ions, cette largeur donne des informations sur m_i et donc sur la composition ionique. Un déséquilibre thermique entre ions et électrons augmente la taille verticale des pics de chaque côté du spectre, et puisque T_i est connu par la largeur du spectre, on en déduit T_e . Un effet Doppler – c'est à dire une vitesse d'ensemble des ions le long de la ligne de visée – décalera en fréquence le spectre sans en altérer la forme. Les informations de base obtenues à partir de ce spectre sont donc n_e , T_e , T_i , v_i et la composition ionique. Les incertitudes sont de l'ordre de 1 % sur n_e , 1 à 10 m s⁻¹ sur v_i , une dizaine de degrés sur les températures, quelques pour cents sur la composition ionique.

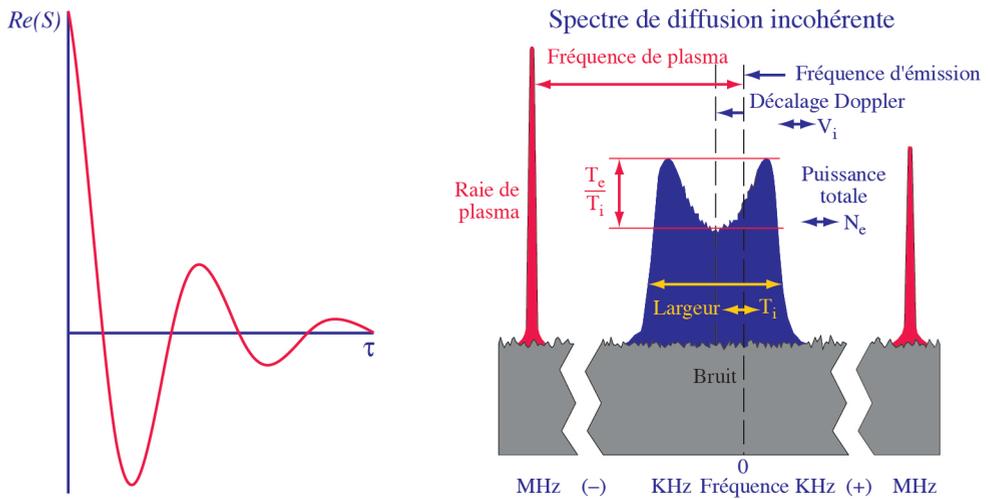


Figure AIII-2 : à droite, on a représenté le spectre de diffusion incohérente avec les informations auxquelles il permet d'accéder et on a tracé à gauche, la forme de sa transformée de Fourier qui est la fonction d'autocorrélation du signal rétrodiffusé par le plasma.

L'analyse standard des données se fait en cherchant les paramètres physiques qui ajustent au mieux une fonction d'autocorrélation théorique à la fonction mesurée, au sens des moindres carrés.

Au dessous de 120 km, les températures ioniques et électroniques s'égalisent. Dans ce cas, on déduit un paramètre supplémentaire, la fréquence de collisions ions–neutres en région E. Nous avons présenté au chapitre VI (figure VI-18) les résultats d'un sondage de l'ionosphère avec le radar UHF, fonctionnant à 931 MHz ($\lambda = 30$ cm) et le radar VHF, fonctionnant à 224 MHz ($\lambda = 1,3$ m) de l'association EISCAT. Sur cette figure, nous avons tracé en fonction du temps et de l'altitude, les valeurs des principaux paramètres du plasma, estimées à partir des fonctions d'autocorrélation selon la méthode décrite sur la figure AIII-2.

De ces paramètres issus directement de la mesure, on tire beaucoup d'autres enseignements au moyen des équations vues dans les chapitres précédents : composition ionique, convection, dynamique, ...

c. Mise en œuvre

La mise en œuvre de la diffusion incohérente se révèle un exercice difficile et coûteux. Mais les informations qu'on en tire sont tellement nombreuses qu'il existe au plan international une grande motivation.

La première réalisation a été celle du National Bureau of Standards, installé à Jicamarca, au Pérou, pour être proche de l'équateur magnétique, et sonder ainsi perpendiculairement au champ. Cet instrument fonctionne depuis 1962, avec une antenne composée de 18000 dipôles couvrant une surface de 300x300 m. Puis, l'année suivante, le Lincoln Laboratory of Massachusetts ouvrait son radar (Milestone Hill), avec une antenne de 70 m de diamètre. En 1964, l'université Cornell installait à Porto Rico ce qui reste la plus grande antenne du monde, 300 m de diamètre. La France fut le premier pays européen à se lancer dans l'aventure, avec son sondeur de Nançay/Saint Santin, en 1965. Elle innovait, avec une antenne émettrice / réceptrice et deux antennes réceptrices, acquérant un savoir faire qui lui a permis de participer activement au projet EISCAT (European Incoherent SCATter), situé en zone aurorale, et qui possède un émetteur récepteur en Norvège, un récepteur en Suède et un en Finlande. Cette configuration unique lui permet de faire des observations vectorielles, et lui a donné un rôle de leader mondial. EISCAT est géré par la France, l'Allemagne, la Grande Bretagne, la Norvège, la Suède et la Finlande.

EISCAT étudie l'ionosphère aurorale depuis 1981 sur une bande de dix degrés de latitude, entre 70 et 600 kilomètres d'altitude. Il est composé de trois antennes : l'émetteur-récepteur, une parabole de 32 mètres de diamètre travaillant à 931 MHz se trouve à Tromsø, à 69,35° de latitude nord. Il délivre une puissance de 2 MW en des impulsions de quelques dizaines de micro secondes. Deux antennes réceptrices de même dimension sont situées à Kiruna (Suède) et Sodankylä (Finlande). Cette configuration unique au monde permet d'observer un point de l'atmosphère depuis trois directions différentes, et donc d'étudier les phénomènes en trois dimensions et pas seulement le long de la ligne de visée comme les autres radars de ce type dans le monde. En plus de ce radar à Ultra Haute Fréquence (UHF), EISCAT dispose à Tromsø d'une antenne de 120 mètres de long en quatre pans rectangulaires qui, avec sa fréquence VHF de 224 MHz, permet de faire des mesures jusqu'à plus de 1000 kilomètres d'altitude.



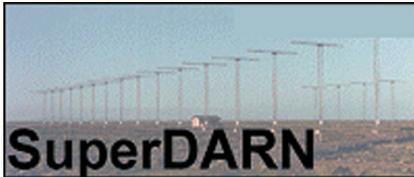
Figure AIII-3 : les antennes UHF (à gauche), VHF (au centre) de Tromsø et l'antenne ESR à Svalbard

EISCAT a inauguré en août 1996 une antenne travaillant à 450 MHz sur l'île de Svalbard (78,09° de latitude nord). Pour ce dernier projet, appelé Eiscat Svalbard Radar (ESR), le Japon a rejoint les six pays fondateurs. Sa position permettra de comprendre ce qui se passe dans le cornet polaire, et donc de mieux saisir le couplage entre l'ionosphère et la magnétosphère. Une seconde antenne a été construite en 1999.

3. CHAUFFAGE ÉLECTRONIQUE

En liaison avec un radar à diffusion incohérente, EISCAT offre la ressource unique d'une antenne de chauffage électronique de l'ionosphère. Il s'agit cette fois d'émettre une onde à la fréquence de plasma, qui va mettre en résonance des électrons. L'ionosphère est "chauffée". Le radar permet de mesurer la variation des paramètres sous l'effet du chauffage, et d'en déduire comment se fait le transfert d'énergie dans l'ionosphère.

4. RADARS COHÉRENTS



Les radars incohérents peuvent faire des mesures quel que soit l'angle entre le champ magnétique et le vecteur d'onde. Mais lorsque l'onde rencontre des inhomogénéités de plasmas dans des régions où elle se propage perpendiculairement au champ magnétique, une diffusion de Bragg se produit qui résulte en une diffusion cohérente de l'onde incidente ; c'est le principe des radars cohérents, qui détectent donc également le signal rétrodiffusé par les fluctuations d'ionisation présentes dans l'ionosphère. Ces radars fonctionnent dans la gamme HF (8 à 20 MHz). Le principe autorise des puissances d'émissions plus faibles que pour la diffusion incohérente (600 W contre 100 à 300 kW en puissance moyenne), et rend la technologie plus simple de mise en oeuvre (et donc le prix moins élevé).

Cette technique a été développée à la fin des années 70 par plusieurs groupes français. Un projet international a permis la mise sur pied d'un réseau de radars cohérents, dont la configuration est montrée sur la figure A2-6, et qui possède la particularité de couvrir l'ionosphère sur plus de 12 heures de secteur angulaire en longitude à un instant donné, avec des observations conjuguées dans l'hémisphère sud. Ce réseau, appelé SuperDARN permet l'étude simultanée d'une grande zone de l'ionosphère (environ 10 heures de secteur angulaire en longitude), et donc en particulier l'étude de sa dynamique. Nous en avons montré des exemples au cours des divers chapitres de ce livre.

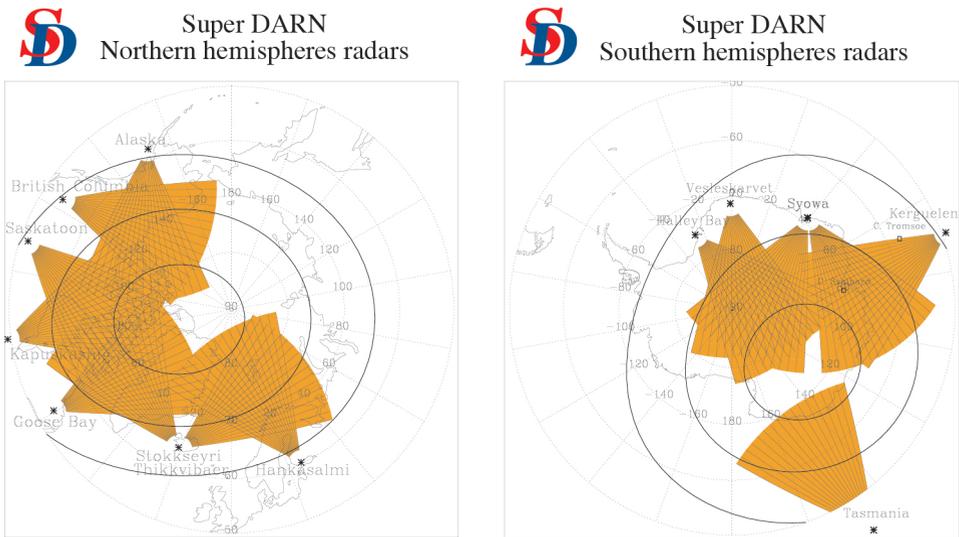


Figure AIII-4 : location des antennes du réseau SuperDARN

A gauche, dans l'hémisphère nord les latitudes et longitudes sont : Finlande (60,20 ; 24,60) ; Islande est 64,0 ; 33,60) ; Islande ouest (64,43 ; 337,98) ; Goose Bay est (53,40 ; 299,50) ; Kapuskasing (49,41 ; 277,55) ; Saskatoon est (51,50 ; 251,50) ; Alaska (57,80 ; 207,60).

A droite figure les antennes de l'hémisphère sud.

II. BIBLIOGRAPHIE

L'ensemble des techniques de sondage ionosphérique est décrit dans :

Radio technique for probing the terrestrial ionosphere, R.D. Hunsucker, Springer Verlag.

Concernant la technique de la diffusion incohérente, on pourra lire l'article fondateur de J.J. Thomson lui même :

Conduction of electricity through gases, Thomson J.J., *London cambridge Univ. Press.*, 21, 1906.

L'idée d'appliquer la diffusion Thomson aux radars est due à :

Gordon, W.E., *Proc. IRE*, 46, 1824-1829, 1958.

Deux articles, ancien pourtant, donnent une idée très clair du principe de la diffusion incohérente :

Theory of waves incoherently scattered, Bauer P., *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 280, 167-191, 1975.

Detection and estimation practices in radio and radar astronomy, Hagfors T., *Proc. IEEE*, 58, 743-759, 1970.

La mesure de la raie de plasma s'appuie sur les considérations théoriques de :

Yngvesson, K.O. and Perkins, F.W., Radar Thomson scatter studies of photoelectrons in the ionosphere and Landau Damping, *J. Geophys. Res.*, **73**, 97-102, 1968.

Un premier bilan de l'activité scientifique autour de EISCAT a été écrit dans :

EISCAT : early history and the first ten years of operation, H. Rishbeth and A.P. Van Eycken, *Journal of Atm. Terr. Phys.*, **55**, 525-542, 1993.

La diffusion cohérente et le réseau SuperDarn sont bien décrits par :

Darn / SuperDarn : A global view of high-latitude convection, Greenwald, R.A. et al., *Space Sci. Rev.*, **71**, 763-796, 1995.

Le chauffage électronique dans :

Reitveld, M. and L. Kalliopuska (eds), 4th European Heating Seminar, Ramfjordmoen, Norway, May 16-19, 1995, Extended Abstracts, Report, **12** (1995), Department of Physics, University of Oulu, Finland, 1995.

Enfin, sur la toile, on peut se connecter à EISCAT et, de là, voyager sur tous les instruments mondiaux pour l'aéronomie :

<http://www.eiscat.no.index.html>

INDEX

A

<i>absorption résonante</i>	310
<i>albédo</i>	63
<i>alizés</i>	77
<i>altitude géopotentielle</i>	55,73
<i>amplitude planétaire équivalente</i>	135
<i>angle solaire zénithal</i>	49,84
<i>anneau de courant</i>	124
<i>anticyclone</i>	75
<i>ap</i>	135
<i>arrachement</i>	168
<i>atmosphère</i>	50
<i>atmosphère solaire</i>	17
<i>atome à un électron</i>	142
<i>aurore polaire discrète</i>	325
<i>aurores diffuses</i>	325

B

<i>brise solaire</i>	37
----------------------------	----

C

<i>calotte polaire</i>	125
<i>capture</i>	168
<i>caractéristiques des flux précipités</i>	254
<i>ceinture externe de radiation</i>	124
<i>ceinture interne de radiation</i>	118
<i>ceintures de Van Allen</i>	118
<i>champ gelé</i>	41
<i>champ magnétique interplanétaire</i>	40
<i>champ moyen</i>	91
<i>chromosphère</i>	17,26
<i>cleft</i>	106
<i>CO₂</i>	voir dioxyde de carbone
<i>coefficient d'Einstein</i>	170
<i>conductances</i>	267

<i>conductivité de Cowling</i>	270
<i>conductivité thermique solaire</i>	34
<i>conductivités ionosphériques</i>	266
<i>constante de réaction</i>	173
<i>constante solaire</i>	11
<i>contenu électronique total</i>	338
<i>contraction d'un tenseur</i>	359
<i>corne polaire</i>	255
<i>cornets polaires</i>	106
<i>coronographes</i>	19
<i>couche de Chapman</i>	193,208
<i>couche E sporadique</i>	305
<i>courant aligné</i>	108,125
<i>courant de Birkeland</i>	125
<i>courant de Hall</i>	266
<i>courant de Pedersen</i>	266
<i>courant de traversée de queue</i>	116
<i>couronne solaire</i>	19
<i>cusps</i>	106
<i>cycle de Bethe</i>	14
<i>cycle proton-proton</i>	14
<i>cycles d'activité solaire</i>	24

D

<i>densité de courant</i>	101
<i>dépression</i>	75
<i>diagrammes énergétiques</i>	144
<i>diffusion moléculaire</i>	59,72
<i>dioxyde de carbone</i>	70,339
<i>distribution de Maxwell</i>	56

E

<i>échange de charge</i>	168
<i>échappement de Jeans</i>	56
<i>effet arrosoir de jardin</i>	41
<i>éjection de masse coronale</i>	28

<i>électrojet auroral</i>	132,265
<i>électrojet équatorial</i>	269
<i>électron secondaire</i>	194,197,202
<i>électrons suprathermiques</i>	198,233
<i>électrons thermiques</i>	198,233
<i>énergie d'activation</i>	162
<i>équateur thermique</i>	76
<i>équation de conservation</i>	
<i>du flux magnétique</i>	102,121
<i>équation de Maxwell-Ampère</i>	102
<i>équation de Maxwell-Faraday</i>	102,125
<i>équation de Maxwell-Gauss</i>	102,388
<i>équation du temps</i>	46,48
<i>équations de Maxwell</i>	102
<i>équilibre chimique</i>	68,177,220
<i>équilibre diffusif</i>	59,73
<i>équilibre hydrostatique</i>	33,53,74,88,89
<i>éruption solaire</i>	27
<i>évaporation thermique</i>	50,58
<i>éapotranspiration</i>	63
<i>événements à transfert de flux</i>	130
<i>excitation électronique</i>	147
<i>excitation rotationnelle</i>	147
<i>excitations moléculaires</i>	148
<i>excitations vibrationnelles</i>	147
<i>exobase</i>	57,74
<i>exosphère</i>	56
<i>expansion coronale</i>	32

F

<i>facteur de Boltzmann</i>	56,61,74,351,387
<i>facules</i>	27
<i>fente polaire</i>	255
<i>feuillet de plasma</i>	107
<i>fibrilles</i>	17
<i>filament</i>	26
<i>filaments solaires</i>	27
<i>filigri</i>	16
<i>fonction de Chapman</i>	190, 191, 215
<i>fonction de distribution</i>	349
<i>fonction de distribution de Maxwell</i>	353
<i>fontaine équatoriale</i>	270
<i>force de Coriolis</i>	74

<i>formule de Jeans</i>	57,61
<i>four nucléaire</i>	14

G

<i>géocouronne</i>	323
<i>granulations</i>	15

H

<i>H₂O</i>	voir vapeur d'eau
<i>haute ionosphère</i>	88,222
<i>hauteur d'échelle</i>	54,74
<i>héliosphère</i>	17,38
<i>hétérosphère</i>	59,73
<i>homopause</i>	59
<i>homosphère</i>	58

I

<i>IMF</i>	40
<i>indice de Wolf</i>	23
<i>indice décimétrique</i>	26
<i>indice K</i>	135
<i>instabilité de Farley-Buneman</i>	281
<i>ionosphère</i>	80
<i>ionosphère nocturne</i>	259,305

J - K

<i>Jansky</i>	26
<i>jet stream</i>	78
<i>Kp</i>	135

L

<i>latitude invariante</i>	94,277
<i>latitudes héliographiques</i>	38
<i>libre parcours moyen</i>	60
<i>lobes magnétosphériques</i>	116
<i>loi barométrique</i>	54
<i>longueur de Debye</i>	387
<i>longueur de Landau</i>	389

M

<i>macrospicules</i>	17
<i>magnétogaine</i>	104
<i>magnétopause</i>	103
<i>magnétosphère ouverte de Dungey</i>	130
<i>manteau de plasma</i>	107
<i>marées atmosphériques</i>	79,299
<i>mésosphère</i>	70
<i>miroir magnétique</i>	119
<i>molécules diatomiques homonucléaires</i>	145
<i>mousson</i>	77
<i>mouvement du centre guide</i>	111
<i>multiplication contractée</i>	359

N

<i>niveau énergétique</i>	142
<i>nombre de liaisons</i>	145
<i>nombre de Mach</i>	289
<i>nombres quantiques</i>	142
<i>nuage magnétique</i>	38

O

<i>O₃</i>	voir ozone
<i>onde de choc magnétosphérique</i>	104
<i>ondes de gravité</i>	300
<i>opacité moyenne</i>	165
<i>orage magnétique</i>	133
<i>orbitales moléculaires</i>	145
<i>ovale auroral</i>	126
<i>ozone</i>	51,67,70,71,79,95,177

P

<i>paramètre de Mac Illwain</i>	94
<i>paramètre d'impact critique</i>	153
<i>paramètre plasma</i>	390
<i>perturbations ionosphériques mobiles</i> ...	302
<i>photoionisation</i>	177
<i>photoproduction primaire</i>	194,195
<i>photosphère</i>	16,23
<i>plages chromosphériques</i>	26

<i>plasmopause</i>	117
<i>plasmaphère</i>	88,104,117,293
<i>plasmaïde</i>	131
<i>plateaux coronaux</i>	20
<i>pore</i>	16
<i>principe d'exclusion de Pauli</i>	143
<i>production secondaire</i>	194,203
<i>produit tensoriel</i>	358
<i>profondeur de collision</i>	200
<i>profondeur de pénétration</i>	259
<i>profondeur optique</i>	188,197,211
<i>protubérance</i>	18
<i>protubérance quiescente</i>	26
<i>pulsation cyclotron</i>	109

R

<i>raie rouge de l'oxygène</i>	315
<i>raie verte de l'oxygène</i>	314
<i>rayonnement auroral</i>	323
<i>rayons cosmiques</i>	118
<i>refroidissement adiabatique</i>	63
<i>région D</i>	83,182,204
<i>région E</i> .. 84,181,182,210,263,302,315,323	
<i>région F</i>	85,183,210,286,296,314,323
<i>région F1</i>	86,181,210,280
<i>région F2</i>	87,219
<i>règle des épaisseurs</i>	76
<i>rotation sidérale</i>	14
<i>rotation synodique</i>	14

S

<i>section efficace d'absorption</i>	171
<i>section efficace différentielle</i> <i>de collision élastique</i>	152
<i>SOHO</i>	12
<i>sous-orage magnétique</i>	131
<i>spectre diurne</i>	310
<i>spectre nocturne</i>	310
<i>spectre ultraviolet</i>	30
<i>spicules</i>	17
<i>stratopause</i>	70
<i>stratosphère</i>	67,79

T

<i>taches solaires</i>	23
<i>taux de la réaction</i>	172
<i>température réduite</i>	286
<i>temps magnétique local</i>	94,254
<i>tenseur</i>	358
<i>tenseur de conductivité</i>	265
<i>tenseur de mobilité</i>	265
<i>thermosphère</i>	71
<i>transition chromosphère-couronne</i>	18
<i>troposphère</i>	63,78
<i>trous coronaux</i>	20
<i>turbopause</i>	59

U

<i>ULYSSES</i>	38
<i>unité de flux solaire</i>	26

V

<i>vapeur d'eau</i>	51,63
<i>vent méridien</i>	296
<i>vent polaire</i>	88,225,275,288
<i>vent solaire</i>	20,32,88
<i>vent solaire lent</i>	17
<i>vent solaire rapide</i>	21
<i>vents cyclostrophiques</i>	76
<i>vents géostrophiques</i>	75
<i>vitesse de libération</i>	45,57
<i>vitesse thermique</i>	57

Z

<i>zone aurorale</i>	126
<i>zone convective</i>	15
<i>zone radiative</i>	15

TABLE DES MATIÈRES

<i>Préambule</i>	5
<i>Introduction</i>	7
Chapitre I - Soleil, vent et rayonnement solaires	11
I. Le Soleil	11
1. Généralités	11
2. Le four nucléaire	14
3. La zone radiative	15
4. La zone convective	15
5. Photosphère : source du rayonnement solaire	16
6. L'atmosphère solaire	17
II. L'activité solaire	22
1. Taches solaires et l'indice décimétrique $f_{10,7}$	22
2. Protubérances et éruptions solaires	26
III. Le spectre de rayonnement UltraViolet	29
IV. Le vent solaire	32
1. Théorie simple de l'expansion coronale	32
2. Caractéristiques du vent solaire	37
V. Le champ magnétique interplanétaire	40
VI. Résumé	42
VII. Bibliographie	43
Chapitre II - La Terre	45
I. Données morphologiques	45
1. Données orbitographiques	45
2. Le problème du temps	47
II. L'atmosphère terrestre	50
1. Aspects géologiques de l'atmosphère terrestre	50
2. Composition de l'atmosphère	51
3. La structure de l'atmosphère	52
4. Les vents	74
5. Les marées atmosphériques	79
III. L'ionosphère terrestre	80
1. La région D	83
2. La région E : la région dynamo	84
3. La région F	85
4. La haute ionosphère	88
5. La structure thermique de l'ionosphère	89

IV. Le champ magnétique terrestre	90
1. La dynamo interne et le champ de Gauss.....	91
2. L'approximation dipolaire.....	92
3. Système de coordonnées magnétiques	94
V. Conclusion	95
VI. Résumé	96
VII. Bibliographie	97
Chapitre III - Formation de la magnétosphère	99
I. Rappels d'électromagnétisme	100
1. Courant	100
2. Les équations de Maxwell	101
II. La magnétosphère terrestre	102
1. Zone frontière de la magnétosphère	104
2. La magnétosphère externe	107
3. La magnétosphère interne.....	117
III. Le couplage ionosphère/magnétosphère	125
1. Courants alignés.....	125
2. L'ovale auroral.....	126
IV. Champ magnétique interplanétaire réel	129
1. Evènements à transfert de flux, magnétosphère ouverte de Dungey	129
2. Les indices magnétiques	134
V. Conclusion	136
VI. Résumé	137
VII. Bibliographie	138
Chapitre IV - Processus collisionnels et éléments de chimie ionosphérique	141
I. Introduction	141
II. Structures atomiques et moléculaires	141
1. Généralités : l'atome, le noyau	141
2. Atome à 1 électron : les quatre nombres quantiques électroniques	142
3. Quantification de l'énergie des atomes	143
4. Diagrammes énergétiques de H, N et O et dénomination des états atomiques	144
5. Molécules diatomiques homonucléaires - Diagrammes énergétiques	145
6. Les états d'excitation moléculaires	147
7. Dénomination des états moléculaires	149
III. Sections efficaces de collisions élastiques	150
1. Section efficace de collision différentielle.....	150
2. Sections efficaces intégrées	154
3. Exemples de sections efficaces de collisions élastiques.....	158
IV. Section efficace de collisions inélastiques	158
1. Exemples de sections efficaces de collisions inélastiques d'excitation.....	159
2. Approche microscopique d'une réaction chimique :	
modèle atomique d'une collision réactive	160

V. Collisions avec des protons	167
VI. Interaction rayonnement / matière et sections efficaces d'absorption	169
VII. Chimie aéronomique	172
1. Approche macroscopique d'une réaction chimique	172
2. Mécanismes réactionnels intervenant en chimie ionosphérique	179
VIII. Résumé	185
IX. Bibliographie	185
Chapitre V - Formation et structure de l'ionosphère diurne	187
I. Introduction	187
1. Formation de l'ionosphère : modèle de Chapman	188
2. Formation de l'ionosphère : modèle cinétique	193
II. Les couches ionosphériques	204
1. La basse ionosphère : la région D	204
2. L'ionosphère moyenne : les régions E et F1	210
3. La haute ionosphère	217
III. Fréquence de collisions et libre parcours moyen	226
1. Collisions avec les constituants neutres	228
2. Collisions coulombiennes	230
IV. L'équilibre énergétique de l'ionosphère	231
1. L'équilibre thermique des électrons	232
2. L'équilibre thermique des ions	248
V. Conclusion	250
VI. Bibliographie	250
Chapitre VI - Couplages et dynamique	253
I. Introduction	253
II. Couplage ionosphère/magnétosphère : Les précipitations aurorales	254
1. Caractéristiques des précipitations	254
2. Effet des précipitations de particules : l'ionosphère nocturne	259
III. Couplage ionosphère / thermosphère / magnétosphère	263
1. Conductivité et électrojets	263
2. Le champ électrique des hautes latitudes	271
3. Le couplage énergétique	277
4. Un exemple de perturbation électrodynamique	283
IV. Couplage ionosphère/thermosphère : Diffusion ambipolaire dans un champ de gravité	286
V. Couplage ionosphère-magnétosphère : le vent polaire	288
VI. Calcul du vent méridien : l'ionosphère, traceur de la thermosphère	295
VII. Dynamique thermosphérique	299
1. Les marées thermosphériques	299
2. Ondes de gravité	300
VIII. Résumé	305
IX. Bibliographie	306

Chapitre VII - Emissions spectroscopiques	309
I. Introduction	309
II. Principales raies d'émission de l'oxygène atomique	310
III. Principales raies d'émission de l'oxygène moléculaire	318
IV. Principales raies d'émission de l'azote moléculaire	319
V. Espèces minoritaires	322
VI. Le rayonnement auroral	323
VII. Résumé	329
VIII. Bibliographie	329
Chapitre VIII - Aéronomie et météorologie de l'espace	331
I. Météorologie de l'espace	336
II. Planétologie	339
III. Bibliographie	343
Annexe I - Fondements cinétique et fluide de l'aéronomie	345
I. Introduction aux plasmas	345
1. Définition	345
2. Interactions particulières dans un plasma	346
II. Approche statistique	349
1. Fonction de distribution	349
2. Fonction de distribution de Maxwell	350
III. Les moments de la fonction de distribution	354
1. Moment scalaire d'ordre 0 : concentration du gaz	354
2. Moment vectoriel d'ordre 1 : flux de particules et vitesse moyenne d'écoulement ...	355
3. Moment scalaire d'ordre 2 : énergie totale et thermique	356
4. Moment tensoriel d'ordre 2 : tenseur de pression et de contrainte	358
5. Moment vectoriel d'ordre 3 : flux de chaleur	362
IV. Equation cinétique de transport : équation de Boltzmann	363
V. Le passage au macroscopique : les moments de l'équation de Boltzmann	365
1. Equation de continuité	366
2. Equation de transport de la quantité de mouvement (ou impulsion) et de la vitesse	367
3. Equation de transport de l'énergie	368
4. Equation de transport du flux de chaleur	369
5. Fermeture du système d'équation	370
6. Expression des collisions	373
VI. Bibliographie	376
Annexe II - Constantes physiques de l'aéronomie	377
I. Systèmes d'unités	377
II. Conversion des indices a_p et K_p	378
III. Coefficients de réactions	379
IV. Gamme des rayonnements	385

Annexe III - Eléments de la physique des plasmas

<i>et mesure électromagnétique</i>	387
I. Eléments de physique des plasmas	387
1. Longueur de Debye.....	387
2. Fréquence plasma.....	391
3. Onde ionique.....	394
II. Sondages électromagnétiques au sol	396
1. Ionosonde	396
2. La diffusion incohérente	398
3. Chauffage électronique.....	401
4. Radars cohérents	401
III. Bibliographie	402
<i>Index</i>	405
<i>Table des matières</i>	409

■ DU SOLEIL À LA TERRE AÉRONOMIE ET MÉTÉOROLOGIE DE L'ESPACE

Du Soleil à la Terre présente l'aéronomie et la météorologie de l'espace. Le lecteur découvre le Soleil qui émet photons et particules, puis la Terre, notre planète, avec son environnement matériel (atmosphère neutre et ionisée) et immatériel (champ géomagnétique). L'objectif de l'ouvrage est avant tout de faire connaître et comprendre les interactions qui existent entre le Soleil et la Terre, qu'elles relèvent de la physique classique, de la physique atomique et corpusculaire ou de la chimie. On comprendra ainsi les orages magnétiques, les aurores boréales... Certains passages, de lecture plus difficile, sont destinés aux passionnés et aux professionnels. Ils sont repérés dans le texte ou font l'objet d'annexes (théories fluide et cinétique, physique des plasmas...). *Du Soleil à la Terre*, avec plus de 150 illustrations couleur mêlant souvent esthétique et science, n'a pas d'équivalent en langue française.

L'ouvrage est accessible aux scientifiques possédant un niveau de second cycle universitaire.

■ LES AUTEURS



Jean Liliensten (à droite), docteur en géophysique, chercheur CNRS au laboratoire de planétologie de Grenoble, est un spécialiste du radar et de l'optique, passionné de ciel et d'espace. Il alterne publications de recherche et articles de vulgarisation.

Pierre-Louis Blelly (à gauche), ancien élève de l'Ecole polytechnique et de Sup Aéro, docteur en physique des plasmas, est chercheur CNRS au Centre d'étude spatiale des rayonnements. Ses recherches portent sur les ionosphères terrestres et planétaires.

Leur collaboration a permis de réaliser ce premier ouvrage en langue française sur les relations entre le Soleil et les hautes atmosphères de notre planète, accessible à divers publics grâce aux différents niveaux de lecture possibles.