

**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

## *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)

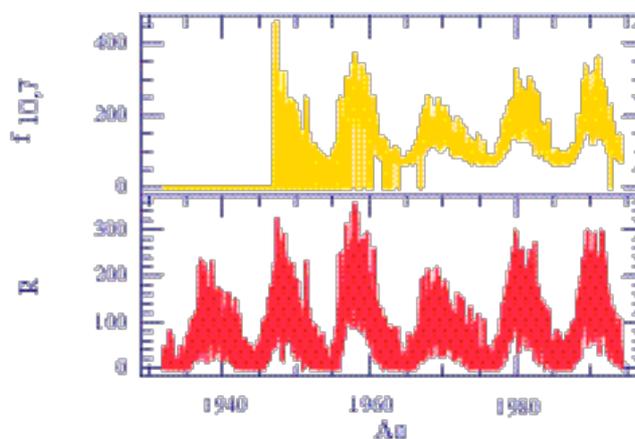
Réalisation et mise en pages, Centre technique Grenoble Sciences

**ISBN 2.86883.467.1**

© EDP Sciences, 2000

# **EXTRAITS**

$G$  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.

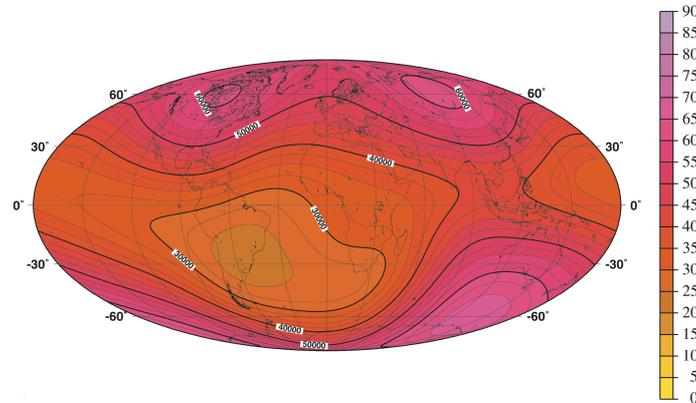


**Figure I-14 : la figure du bas représente l'évolution de l'indice  $R$  en fonction des années. Le cycle d'environ 11 ans est particulièrement visible. Au-dessus, nous avons représenté la variation de l'indice décimétrique  $f_{10,7}$ , dont nous voyons qu'il est un bon indicateur de l'activité solaire.**

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).

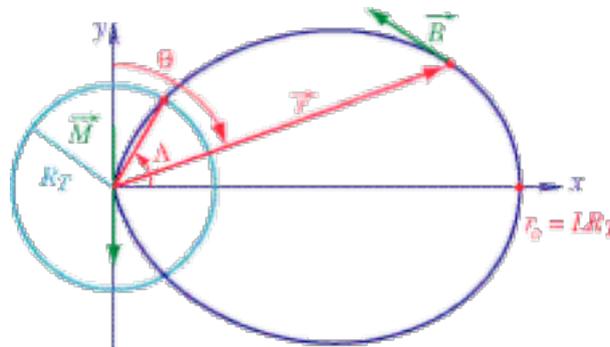
L'observation régulière des taches solaires a commencé au 18<sup>e</sup> siècle, marquant le début du comptage. En 1995 a commencé le 23<sup>e</sup> cycle. Nous connaissons une longue période pendant laquelle presque aucune tache n'a été observée : il s'agit du minimum de Maunder, de 1645 à 1715.

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



**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  $\Lambda$  et  $\theta$ .

### 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

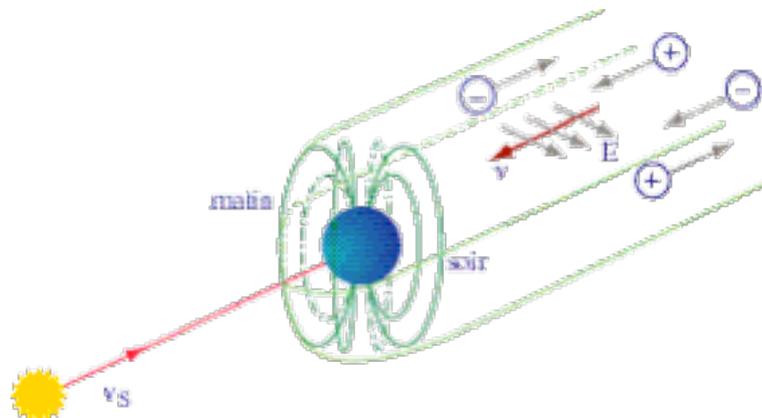


Figure III-4 : représentation schématique des courants de Chapman-Ferraro

## 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.

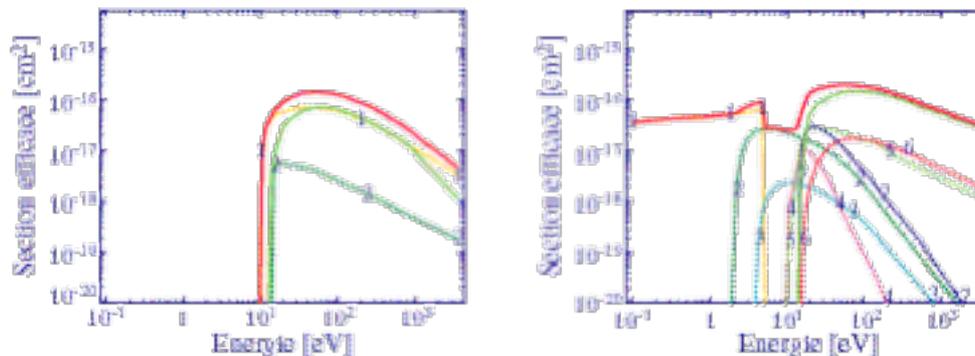
Le feuillet de plasma est composé d'un plasma chaud globalement neutre. Il se trouve dans le plan équatorial, et a une épaisseur d'environ 3 à 7 rayons terrestres. Sa frontière proche se trouve vers 7 rayons terrestres de la Terre. La densité moyenne  $n$  est de  $3 \cdot 10^5$  à  $5 \cdot 10^5$  particules 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  $\text{He}^+$  et  $\text{H}^+$ , dont environ 20 à 30 % pourrait être d'origine ionosphérique. En période active, l'ion  $\text{O}^+$  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*.

### 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  $n = 2$ .

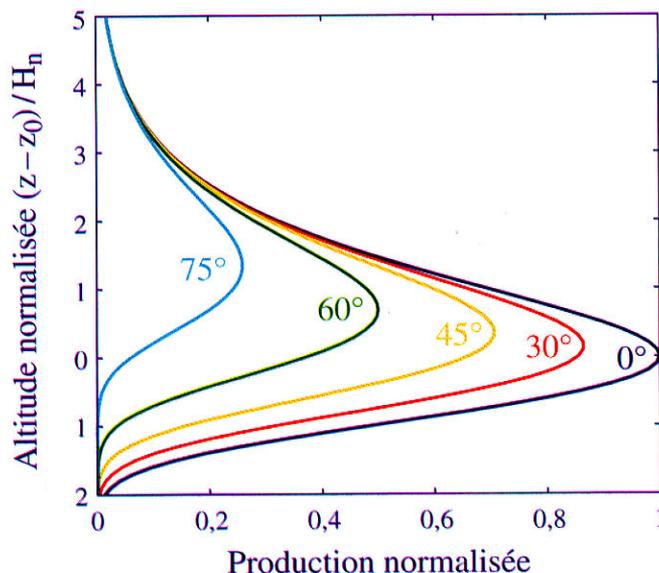
Le trait vert correspond à la section efficace d'ionisation. **A droite, principales sections efficaces inélastiques de l'oxygène atomique.** Les sections efficaces sont les suivantes : (1) : Structure fine ; (2) :  $^1\Delta$ ; (3) :  $^1\Sigma$  ; (4) :  $^5\Sigma$  ; (5) :  $^3\Sigma$  ; (6) :  $^3\Sigma^3\Delta$  ; (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.

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 :

$$P(z) = P_0 e^{-\frac{z-z_0}{H_n}} \quad V-23$$

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.

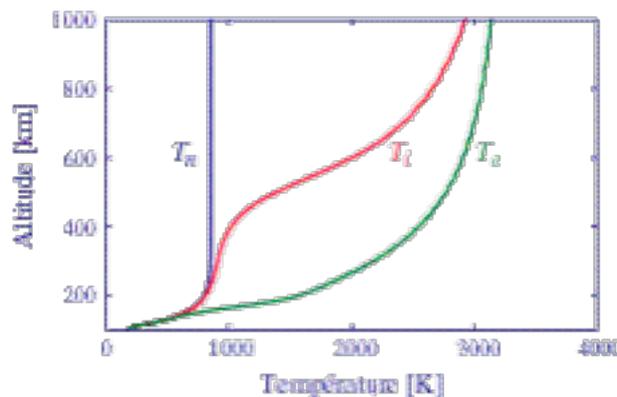
Dans la haute atmosphère, la recombinaison électronique est souvent la principale cause de destruction d'ions. Dans le cas simple où un seul ion est produit, cette recombinaison se fait avec une constante de la réaction  $\alpha$ , appelée taux de recombinaison efficace, et la perte  $L$  par recombinaison s'écrit :

$$L = -\alpha n_e^2 \quad V-24$$

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 :

$$n_e(z) = \sqrt{\frac{P_0}{\alpha}} \exp \frac{1}{2} \left\{ I - \frac{z-z_0}{H_n} - \frac{I}{\cos \chi} e^{-\frac{z-z_0}{H_n}} \right\} \quad V-25$$

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**

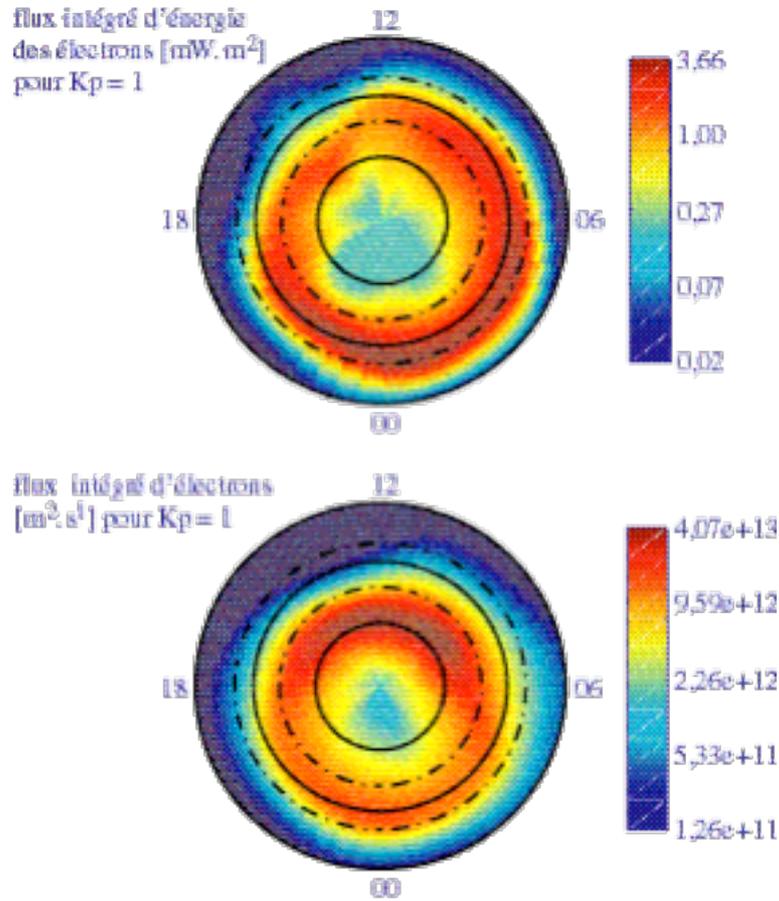
En dehors des échanges dus au caractère ouvert du milieu, ce sont les équilibres entre processus locaux associés aux collisions et mécanismes globaux associés au transport qui vont contrôler l'évolution avec l'altitude que l'on observe. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons donc décrire ces équations 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).



**Figure VI-2 : cette figure montre l'ovale auroral pour Kp = 1 dans le modèle statistique basé sur les observations de Dynamics Explorer**  
 En haut, flux d'énergie intégré, en mW.m<sup>2</sup>. Le dessin du bas représente le flux intégré de particules [s<sup>-1</sup>.m<sup>-2</sup>]. 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).

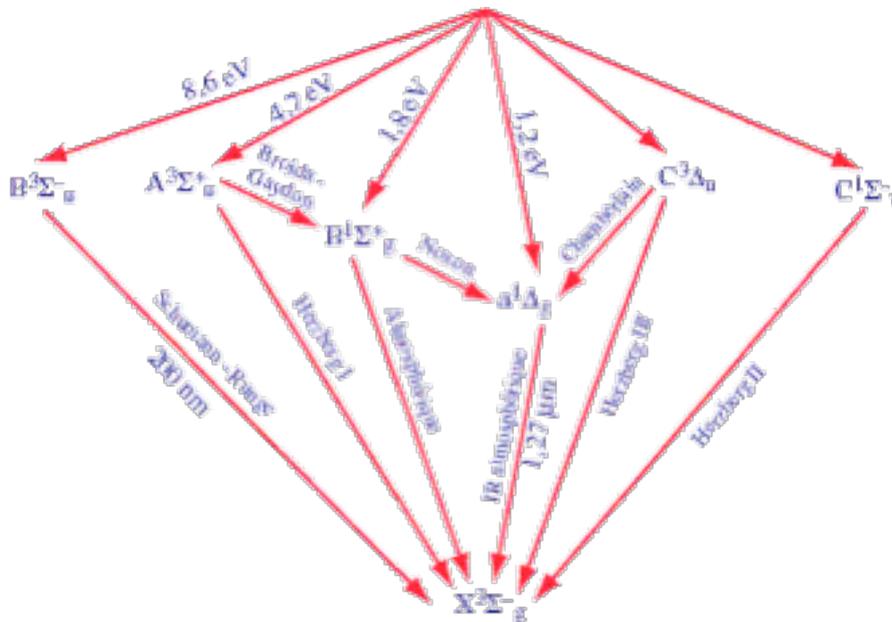
Les paramètres  $\alpha_i$  et  $\gamma_i$  sont ici encore des paramètres ajustables. L'énergie moyenne  $E_{moyenne}$  est celle du maximum de la distribution. Celle-ci est généralement de l'ordre du kilo électronvolt. L'énergie intégrée est, en général, de l'ordre du mW m<sup>-2</sup>. Cependant, 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 mW m<sup>-2</sup> alors qu'un kilomètre avant ou après, elle est négligeable !

(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.

### ***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  $\left[ E_j - \frac{dE}{2} ; E_j + \frac{dE}{2} \right]$ .

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  $f_c$  en posant :

$$f_c(E) = \frac{N}{k_b T} e^{-\frac{E}{k_b T}} \quad \text{AI-17}$$

qui vérifie :