

# Le rayonnement solaire : son origine et ses effets dans l'atmosphère

par M. AYACHI  
Maître de Conférences  
IUT-GMP Montfoulon, 61250 Damigny

---

## 1. INTRODUCTION

Si le rayonnement solaire est absorbé dans l'atmosphère terrestre, c'est parce que celle-ci n'est pas équitransparente à tous les domaines de longueurs d'onde. Cette absorption est directement liée à la composition chimique des couches atmosphériques situées à des altitudes différentes. L'aéronomie de l'atmosphère terrestre est intimement liée à la distribution spectrale du rayonnement électromagnétique ainsi qu'à ses variations temporelles. Il est donc nécessaire d'entreprendre l'étude de cette distribution si nous voulons comprendre l'absorption du rayonnement solaire. Les différentes réactions chimiques et photo-chimiques se produisant dans l'atmosphère sont directement gouvernées par la pénétration du rayonnement solaire dans l'atmosphère. Ces réactions se traduisent généralement par un effet thermique concernant le milieu atmosphérique d'absorption et fournit ainsi à l'atmosphère la majeure partie de l'énergie qui y est disponible. Dans ce chapitre, nous passerons en revue les différents spectres du rayonnement électromagnétique, ces origines, ses effets dans l'atmosphère, et ses variations avec l'activité solaire.

Les différentes régions spectrales du rayonnement électromagnétique sont caractérisées par les longueurs d'onde  $\lambda$  (m) reliées aux fréquences de vibrations  $\nu$  (Hz) par la relation :

$$c = \lambda \nu \quad (1)$$

où  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide ( $c = 2,998.10^8$  m/s). Le nombre d'ondes ( $m^{-1}$ ) est définie comme suit :

$$\bar{\nu} = 1/\lambda = \nu/c \quad (2)$$

L'énergie  $E$  (J) d'un photon de fréquence  $\nu$  est donnée par :

$$E = h \nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (3)$$

où  $h$  représente la constante de Planck ( $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Js).

## 2. ORIGINE DU RAYONNEMENT SOLAIRE

### 2.1. Le soleil

Le soleil est l'une des quelques cents milliards d'étoiles de la Galaxie. Cette Galaxie a la forme d'un disque lenticulaire dont le diamètre est de l'ordre de 100 000 années lumière ( $9,46 \cdot 10^{12}$  km). Le soleil n'est pas situé au centre de cette Galaxie mais il occupe une position excentrée à environ 30 000 années lumière de son centre, dans le plan médian.

Le soleil est une étoile naine dont la température superficielle est de l'ordre de 6000 K. Ces caractéristiques sont : rayon :  $7 \cdot 10^5$  km ; masse :  $2 \cdot 10^{30}$  kg ; distance de la Terre :  $1,496 \cdot 10^8$  km.

### 2.2. Morphologie de l'atmosphère solaire

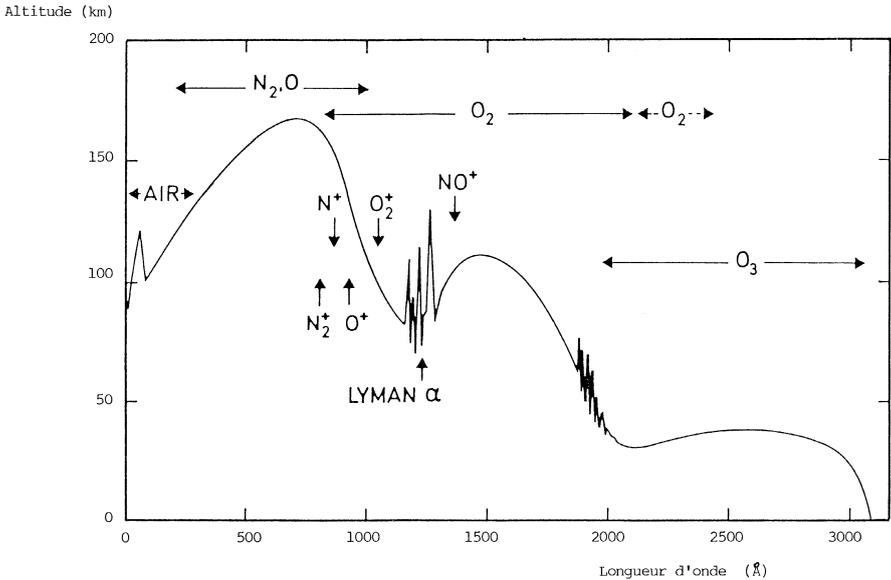
On désigne par atmosphère solaire, l'ensemble des couches superficielles. Cette atmosphère est très différente des atmosphères planétaires en général et celle de la Terre en particulier surtout par la température qui est beaucoup plus élevée au soleil. Par contre la pression reste comparable à celle de notre atmosphère. Comme l'atmosphère terrestre, celle du soleil comprend différentes couches, caractérisées chacune par sa température et par la nature du rayonnement émis.

#### a) La photosphère

La photosphère est la couche la plus profonde du soleil. Le disque solaire visible dans le ciel n'est pas autre chose que sa projection en perspective, le bord de ce disque est bien tranché. Cette apparence est due au fait que les conditions physiques varient très rapidement avec la profondeur du soleil.

La photosphère a une faible épaisseur observable (300 km) et le passage des régions qui émettent de la lumière à celles qui sont sombres se fait en moins de 100 km. Dans cette région la température varie entre 4500 et 7000 K et la pression est comprise entre 10 et 100 millibars

avec une densité variant de  $0,5$  à  $3 \text{ g / m}^3$ . Comme le montre la figure 2, la température décroît avec l'extérieur puis passe par un minimum de l'ordre de  $4000 \text{ K}$ . La photosphère est responsable de l'émission dans le visible et le proche infrarouge. Les raies photosphériques sont des raies en absorption.



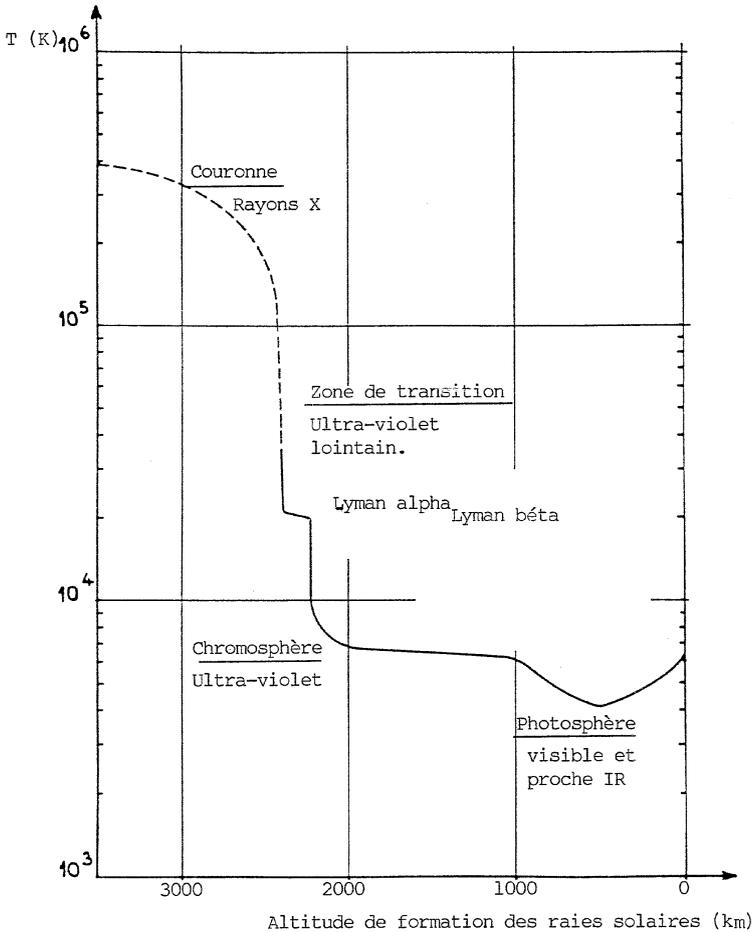
**Figure 1 :** Pénétration du rayonnement solaire dans l'atmosphère terrestre.

### *b) La chromosphère*

C'est la région située au-dessus de la photosphère, son épaisseur peut atteindre  $8000 \text{ km}$ . Le spectre chromosphérique est un spectre discontinu montrant des raies d'émission. Du fait que la température croît vers l'extérieur, cette région est responsable de l'émission dans l'ultra-violet. Parmi les raies les plus brillantes d'origine chromosphérique, on distingue la raie Lyman  $\beta$  à  $1025,7 \text{ \AA}$  et surtout la raie Lyman  $\alpha$  à  $1215,7 \text{ \AA}$  qui naît dans une région à très fort gradient de température. La coloration de la chromosphère est due principalement à ces deux radiations.

*c) La zone de transition*

C'est la région de transition entre la chromosphère et la couronne. Dans cette région, la température croît très très rapidement. En effet, elle passe brusquement de 2000 à 100 000 K. La zone de transition est responsable de l'émission dans l'ultra-violet lointain.



**Figure 2 :** Modèle des couches extérieures du soleil.  
Morphologie de l'atmosphère solaire, nature du rayonnement émis.

#### *d) La couronne*

C'est une région blanche située au-dessus de la chromosphère (après la région de transition). Cette région comporte deux sous régions : la couronne intérieure composée d'un gaz d'électrons et d'atomes très ionisés ( $T = 10^6$  K) et la couronne extérieure constituée de poussières diffusantes. Après avoir augmentée très rapidement dans cette région, la température plafonne autour de 1 à  $2.10^6$  K. La couronne est responsable de l'émission dans le domaine des rayons X, elle est aussi à l'origine des vents solaires.

### 3. LE RAYONNEMENT SOLAIRE ULTRA-VIOLET DANS L'ATMOSPHÈRE

#### 3.1. Absorption du rayonnement UV solaire

L'étude de la pénétration et des effets sur les constituants atmosphériques du rayonnement solaire nécessite d'abord la distinction entre les divers domaines spectraux. La figure 1 montre la pénétration dans l'atmosphère terrestre du rayonnement électromagnétique UV en fonction de sa longueur d'onde à l'épaisseur optique unité.

#### *a) Dans la haute thermosphère*

Le rayonnement solaire de longueurs d'onde inférieures à 1200 Å est absorbé dans la haute thermosphère, il constitue ainsi la principale source d'énergie disponible dans cette région de l'atmosphère, de ce fait responsable de l'augmentation de température du milieu d'absorption. Cette hausse de la température est essentiellement due à la production de photo-électrons à grande énergie cinétique par les réactions photo-chimiques du type :  $M + h\nu \rightarrow M^+ + e$  qui est une réaction photo-ionisante. Les électrons ainsi éjectés avec une très grande vitesse sont «très chauds», de cette façon ils participent à l'élévation de température du milieu dans lequel ils évoluent, forcément plus froid.

Le rayonnement solaire de  $\lambda < 1200$  Å photo-ionise les constituants atmosphériques neutres tels que  $O_2$ ,  $N_2$  et  $O$  dont les seuils de photo-ionisation se situent respectivement à 1027 Å, 796 Å et 911 Å.

– Pour  $911 < \lambda < 1200$  Å : le rayonnement est principalement absorbé par l'oxygène moléculaire pour produire des ions  $O_2^+$  majoritaires dans la thermosphère et participe ainsi à la formation de la région E de l'ionosphère. Ce domaine spectral est caractérisé par la radiation de

l'hydrogène Lyman  $\beta$  située à 1025,7 Å absorbée par l'oxygène moléculaire :



On rencontre également dans ce spectre la raie c(III) à 977 Å de moindre importance.

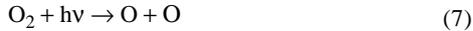
– Pour  $300 < \lambda < 911$  Å : ce rayonnement est absorbé dans la thermosphère supérieure par l'azote moléculaire et l'oxygène atomique qu'il ionise pour former la région F de l'ionosphère au-dessus de l'altitude 150 km par les réactions :



Les raies rencontrées dans ce domaine spectral sont nombreuses parmi lesquelles, la raie O(III) à 835 Å, la raie O(II) à 833 Å, la raie Mg(IX) à 368 Å et la raie H<sub>e</sub>(II) à 303,8 Å.

### *b) Dans la basse thermosphère*

Le rayonnement solaire de longueurs d'onde compris entre 1200 et 1750 Å est absorbé par l'oxygène moléculaire dans la basse thermosphère sauf la radiation de l'hydrogène Lyman  $\alpha$  située à 1215,7 Å. La production de l'oxygène atomique dans cette région, par photo-dissociation de l'oxygène moléculaire, incombe au rayonnement appartenant à ce domaine spectral :



Cette photo-dissociation de la molécule O<sub>2</sub> devient maximale pour les longueurs d'onde comprises entre 1500 et 1600 Å. Signalons que la température équivalente du soleil est comprise entre 4400 et 4450 K à 1600 Å.

Compte tenu les seuils de photo-ionisation des gaz atmosphériques présents dans cette région (NO, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> et O), le rayonnement appartenant au domaine spectral 1200 – 1750 Å ne participe pas directement à la formation de l'ionosphère.

**c) Dans la mésosphère et la stratosphère**

Le rayonnement solaire appartenant aux longueurs d'onde comprises entre 1750 et 2420 Å (Bandes de Schumann-Runge de O<sub>2</sub> et Continuum de Herzberg) est absorbé par l'oxygène moléculaire dans la mésosphère. L'énergie transportée par ce rayonnement est en effet suffisante pour photo-dissocier la molécule O<sub>2</sub> et produire ainsi l'oxygène atomique présent dans cette région en faibles quantités.

Une partie de ce rayonnement ( $2000 < \lambda < 2420$  Å) pénètre jusque dans la stratosphère pour être absorbée par l'ozone. Ce domaine spectral peut aussi photo-dissocier les constituants atmosphériques mineurs tels que le monoxyde d'azote, l'hémioxyde d'azote le dioxyde de carbone, la vapeur d'eau et les halocarbones par les réactions :



Le rayonnement de longueurs d'onde supérieure à 2100 Å est absorbé par l'ozone atmosphérique. Le maximum d'absorption est situé autour de 2500 Å c'est-à-dire dans les bandes de Hartley. Grâce aux réactions chimiques dans l'atmosphère, cette absorption de l'énergie solaire est rapidement convertie en énergie thermique. Cette énergie thermique est responsable du réchauffement de la stratosphère jusqu'au niveau de la stratopause.

**d) Dans la troposphère**

Le rayonnement solaire de  $\lambda > 3100$  Å peut pénétrer facilement dans la troposphère à cause des faibles valeurs de la section efficace d'absorption de l'ozone dans cette bande spectrale. Cette absorption photo-dissocie l'ozone atmosphérique par la réaction (8). Toute l'aéronomie de la stratosphère est directement liée à la photo-dissociation de l'ozone atmosphérique.

Ce rayonnement dissocie également N<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>...



Les domaines spectraux remarquables du rayonnement ultra-violet sont :

<b>Radiations (Å)</b>	<b>Domaines spectraux et effets</b>
1025,7	Raie solaire de l'hydrogène Lyman $\beta$ . Cette radiation est absorbée dans la thermosphère où elle ionise la molécule d'oxygène pour contribuer à la formation de la région E de l'ionosphère.
1215,7	Raie solaire de l'hydrogène Lyman $\alpha$ . Cette raie est absorbée par l'oxygène moléculaire dans la mésosphère. Son effet sur l'ozone est totalement négligeable. La raie H-Ly $\alpha$ ionise la molécule NO pour former la région D de l'ionosphère. Son effet photo-dissociatif s'exerce non seulement sur l'oxygène moléculaire mais aussi sur la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone et le méthane.
1000 à 1750	Continuum de Schumann-Runge de O <sub>2</sub> . Ce spectre est absorbé par l'oxygène moléculaire dans la thermosphère (sauf la raie H-Ly $\alpha$ ). Son effet dans la mésosphère et la stratosphère est tout à fait négligeable.
1750 à 2000	Bandes de Schumann-Runge de O <sub>2</sub> . Ces bandes sont absorbées par l'oxygène moléculaire au niveau de la mésosphère et de la stratosphère supérieure. Son effet est négligeable sur l'ozone mésosphérique.
2000 à 2420	Continuum de Herzberg de O <sub>2</sub> . Absorption par O <sub>2</sub> surtout dans la stratosphère et peu dans la mésosphère. Son absorption par l'ozone joue un rôle très important. Il convient donc de tenir compte des deux effets simultanément.
2420 à 3100	Bandes de Hartley de O <sub>3</sub> . Cette bande est absorbée par l'ozone dans la stratosphère pour donner naissance à l'oxygène atomique dans son état ( <sup>1</sup> D).

3100 à 4000	Bandes de Huggins de O <sub>3</sub> . Son absorption se fait par l'ozone dans la stratosphère et dans la troposphère. Cette absorption conduit à la formation de l'atome O( <sup>3</sup> P). Les bandes de Huggins représentent la limite d'absorption du rayonnement UV par l'ozone.
4000 à 8500	Bandes de Chappuis de O <sub>3</sub> . Ces bandes sont absorbées par l'ozone dans la troposphère. Ce rayonnement dissocie la molécule O <sub>3</sub> jusqu'au niveau du sol.

### 3.2. Les effets du rayonnement dans l'atmosphère

#### a) Régions spectrales et effets sur les molécules

$\nu(\text{Hz})$	$10^{22}$	$10^{21}$	$10^{20}$	$10^{19}$	$10^{18}$	$10^{17}$	$10^{16}$	$10^{15}$	$10^{14}$	$10^{13}$	$10^{12}$	$10^{11}$
$\lambda(\text{m})$	$10^{-14}$	$10^{-13}$	$10^{-12}$	$10^{-11}$	$10^{-10}$	$10^{-9}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$
					1 Å	1 nm			1 µm visible			1 mm
	Rayons cosmiques	Rayons γ	Rayons x			Ultra-violet			Infrarouge proche		lointain	Micro-ondes
Effets :			IONISATION			DISSOCIATION			VIBRATION			ROTATION

Suivant son énergie donc sa longueur d'onde, le rayonnement solaire pénètre plus ou moins profondément dans l'atmosphère où il entre en interaction avec l'air. Comme les molécules de l'air sont caractérisées par des états énergétiques de rotation, de vibration ou de configuration électronique, ces états correspondent à des niveaux d'énergie quantifiés. L'absorption se manifeste par des transitions faisant passer les molécules de leur état électronique fondamental vers un état d'énergie supérieur.

Comme le montre l'illustration précédente, il faut moins d'énergie pour la rotation que la vibration. Par contre la photo-ionisation exige une énergie suffisante pour arracher l'électron de son atome, cette énergie est supérieure à celle nécessaire à la photo-dissociation qui elle même est plus élevée que celle requise pour le phénomène de vibration.

En d'autres termes, le rayonnement électromagnétique de fréquences élevées ( $10^{18} - 10^{20}$  Hz) provoque plutôt l'ionisation des constituants neutres atmosphériques, alors que le domaine allant d'environ  $10^{16}$  à  $10^{18}$  Hz dissocie ces mêmes composés chimiques. Le tableau 1 donne les seuils d'énergies d'ionisation des atomes et molécules rencontrés dans l'atmosphère terrestre.

Constituants	$\lambda$ (Å)	PI (eV)	Constituants	$\lambda$ (Å)	PI (eV)
Na	2142	5,14	O <sub>3</sub>	969	12,79
Al	2071	5,98	N <sub>2</sub> O	961	12,89
Ca	2028	6,11	CH <sub>4</sub>	954	13,00
Mg	1622	7,64	OH	940	13,19
Fe	1575	7,87	H	912	13,59
Si	1521	8,15	O	911	13,61
NO	1340	9,25	CO <sub>2</sub>	899	13,79
CH <sub>3</sub>	1260	9,84	CO	885	14,00
NH <sub>3</sub>	1221	10,15	N	852	14,55
O <sub>2</sub> ( <sup>1</sup> Δg)	1118	11,08	H <sub>2</sub>	804	15,41
CH	1117	11,09	N <sub>2</sub>	796	15,58
C	1100	11,30	Ar	787	15,75
O <sub>2</sub>	1026	12,10	Ne	575	21,56
NO <sub>2</sub>	1008	12,30	He	504	24,59
H <sub>2</sub> O	985	12,60			

**Tableau 1** : Seuils d'ionisation de quelques constituants atmosphériques.

L'énergie qu'il faut fournir pour libérer un électron de son atome, est appelée potentiel d'ionisation, il est donné par la relation :

$$PI = hv = hc/\lambda \quad (14)$$

soit  $PI = 12395/\lambda$ , la longueur d'onde est ici exprimée en Å. Cette relation permet de déterminer la longueur d'onde du seuil du rayonnement électromagnétique capable d'ioniser les constituants atmosphériques. Cette formule est à la base des valeurs numériques du tableau 1.

Pour initier les réactions photo-chimiques dans l'atmosphère il convient de disposer d'une énergie relativement importante à cause de l'énergie élevée requise pour la photo-ionisation et la photo-dissociation. On estime que seule une très petite partie, environ 1 %, des

photons solaires participent au phénomène de la photo-chimie dans l'atmosphère terrestre. En général, il s'agit des radiations de faibles longueurs d'onde, ce qui est le cas du rayonnement solaire ultra-violet et des rayons X.

Le rayonnement solaire se manifeste aussi par une action thermique sur le milieu atmosphérique. L'énergie solaire est absorbée essentiellement par l'ozone dans la stratosphère et l'oxygène moléculaire dans la mésosphère supérieure et la thermosphère inférieure. Cette énergie est rapidement convertie en énergie thermique par les réactions photo-chimiques.

Les photo-électrons provenant du processus de la photo-ionisation due à l'absorption du rayonnement solaire UV peuvent avoir une grande vitesse. En effet, l'excédent de l'énergie incidente est transformé en énergie cinétique associée aux produits des réactions photo-chimiques. Ce sont les électrons qui prennent la quasi-totalité de cette énergie cinétique car ils sont très légers par rapport aux ions. Cette énergie est donnée par :

$$E_c = h\nu - PI \quad (15)$$

Les photo-électrons perdent cet excédent d'énergie par collision élastique ou inélastique avec les composés de l'air. Lorsque l'énergie des photo-électrons primaires est supérieure au PI, il se produit une ionisation secondaire, par contre pour  $E_c < PI$  il y a excitation des composés chimiques.

Pour les principaux constituants atmosphériques, les photo-électrons de :

- $E_c > 20$  eV conduit à l'excitation optique,
- $5 < E_c < 20$  eV l'excitation électronique représente la perte d'énergie,
- $E_c < 5$  eV la vibration et à plus faible énergie la rotation des espèces moléculaires conduit à la perte d'énergie des photo-électrons par collision inélastique avec les particules neutres.

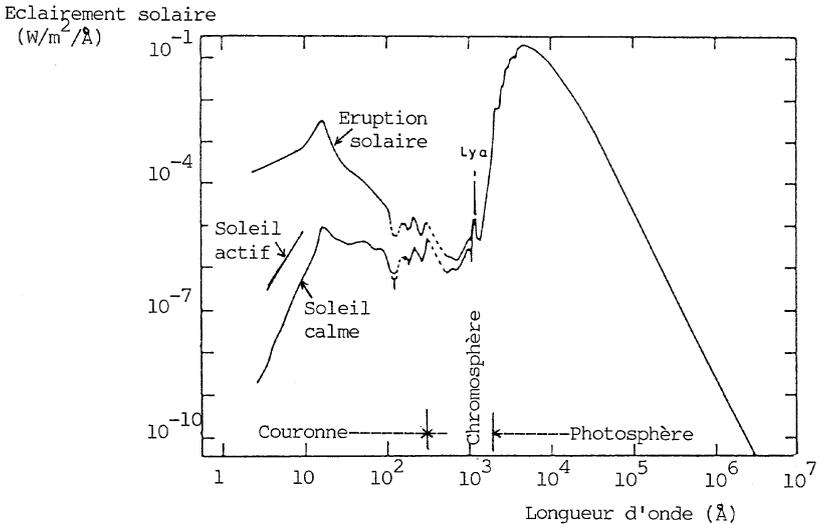
### 3.3. Variation du rayonnement solaire UV

Le rayonnement électromagnétique émis par le soleil voit son flux varier avec l'activité solaire. Les causes principales introduisant des

variations du flux associé au rayonnement solaire ultra-violet sont les suivantes :

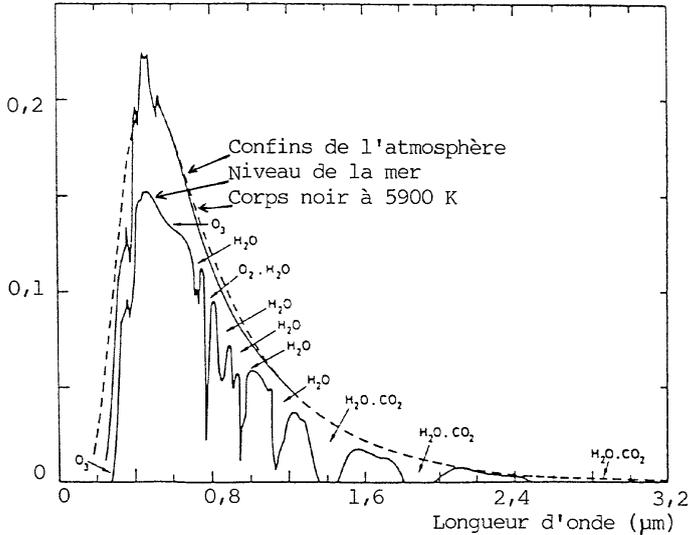
- les éruptions solaires coronales caractérisées par de courtes durées allant de quelques minutes à quelques heures. Ces éruptions provoquent des variations importantes de la concentration électronique dans l'ionosphère se traduisant par des perturbations importantes des ondes propagées par voie ionosphérique ;
- les cycles de 28 jours correspondant à la rotation du soleil. Ces cycles introduisent une modulation de même période ;
- le cycle solaire de 11 ans qui apporte une périodicité de l'amplitude.

La figure 3 montre les variations de l'éclairement solaire avec l'activité du soleil, la figure 4 met en évidence le spectre du rayonnement solaire aux confins de l'atmosphère et au niveau de la mer.



**Figure 3 :** Distribution spectrale de l'éclairement solaire.  
Variation avec l'activité solaire.

Eclairement solaire  
( $\text{W}/\text{m}^2/\text{\AA}$ )



**Figure 4 :** Spectre du rayonnement solaire (UV, visible, IR) aux confins de l'atmosphère et au niveau de la mer.

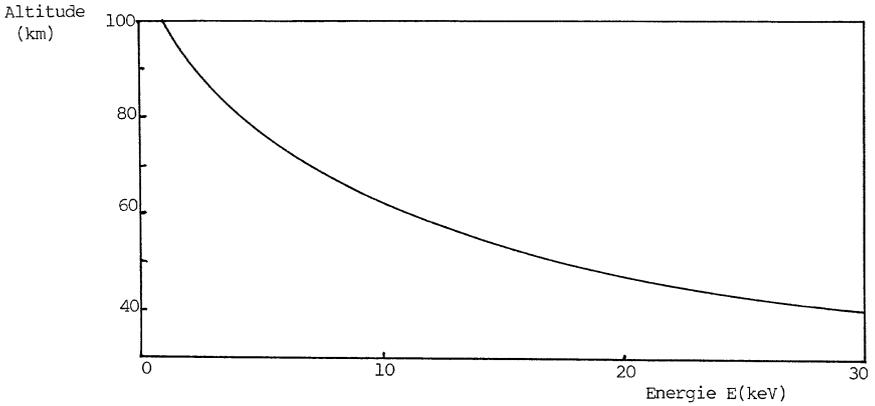
#### 4. LE RAYONNEMENT X DANS L'ATMOSPHÈRE

L'étude du rayonnement électromagnétique de longueurs d'onde inférieures à  $100 \text{ \AA}$ , nécessite de prendre en compte la pénétration des rayons X dans l'atmosphère. Cette pénétration dépend fortement de l'énergie  $E$  donc de la longueur d'onde de chaque radiation. Pour cela, nous examinerons dans la suite, l'absorption des rayons X suivant les domaines spectraux.

##### 4.1. Pénétration des rayons X dans l'atmosphère

###### a) Rayons X très durs

Sont ainsi appelés, les rayons X de longueurs d'onde comprises entre  $0,01$  et  $1 \text{ \AA}$  appartenant à la gamme d'énergie  $E > 12 \text{ keV}$ . Comme le montre la figure 5, les radiations X appartenant à ce domaine spectral pénètrent très profondément dans l'atmosphère pour être absorbés au niveau de la stratosphère où ils ionisent les principaux constituants atmosphériques telles que  $\text{O}_2$  et  $\text{N}_2$  pour produire les ions positifs  $\text{O}_2^+$  et  $\text{N}_2^+$ .



**Figure 5 :** Pénétration des rayons X dans l'atmosphère moyenne en fonction de leur énergie.

### ***b) Rayons X durs***

Ce sont les radiations de longueurs d'onde comprises entre 2 et 6 Å appartenant à la gamme d'énergies : ( $2 < E < 6$  keV). Ces rayons durs pénètrent profondément dans l'atmosphère pour venir ioniser les constituants atmosphériques gazeux dans la mésosphère où ils participent à la formation de la région D de l'ionosphère. Leur absorption dans cette région dépend plus de la nature des éléments absorbants que de leurs concentrations, ils peuvent ainsi à la fois ioniser et photo-dissocier les molécules  $O_2$  et  $N_2$ .

### ***c) Rayons X mous***

Ce genre de rayonnement appartient au domaine spectral défini par :  $6 < \lambda < 100$  Å dont la gamme d'énergies est ( $E < 2$  keV). Comme on le voit sur la figure 5, ce rayonnement peu énergétique est totalement absorbé dans la thermosphère. En ionisant l'oxygène moléculaire, l'azote moléculaire et l'oxygène atomique, les rayons X mous participent à la formation des régions E et F de l'ionosphère. Les ions atomiques positifs  $O^+$  produits sont pratiquement les premiers rencontrés à ce niveau d'altitude. C'est en effet, dans la base de la région F de l'ionosphère que la transition entre ions moléculaires positifs et ions atomiques de même signe est observée.

#### 4.2. Variation avec l'activité solaire

Puisque l'émission du rayonnement X est d'origine solaire, cette émission est très dépendante de l'activité du soleil. Les éruptions chromosphériques à rayons provoquent un réhaussement de la concentration électronique et sont responsables de certaines perturbations qui apparaissent sporadiquement telles que :

- les Perturbations Ionosphériques au Début Brusques (PIDB) qui se caractérisent par l'évanouissement soudain (d'où la dénomination Anglaise, Sudden Ionospheric Disturbances CID), total et plus ou moins prolongé du champ des ondes courtes et moyennes propagées par voie ionosphérique. En fait, leur effet est général et concerne toutes les réflexions ionosphériques de l'hémisphère éclairée ;
- Polar Cap Absorption (PCA) qui se produit à haute latitude et provoquent une forte augmentation de la concentration électronique dans ces régions. Ces événements peuvent absorber les ondes radio-électriques pouvant aller jusqu'à l'évanouissement total dans les régions polaires.

### 5. LE RAYONNEMENT COSMIQUE

#### 5.1. Classement

Généralement les rayons cosmiques sont classés en deux catégories, suivant leur composition :

- les rayons cosmiques primaires dont l'origine se situe en dehors du système solaire, sont constitués par des particules énergétiques, essentiellement des protons à 83 % et des particules  $\alpha$  à environ 12 %. Le reste est constitué de noyaux légers tels que le bore, le lithium, le bérythium... et de noyaux de numéro atomique compris entre 6 et 9 et même plus élevé  $Z \geq 10$ . Ces radiations sont souvent appelées Rayons Cosmiques Galactiques ou Extra-Galactiques (RCG ou RCEG) à cause de leur origine ;
- les rayons cosmiques secondaires sont surtout constitués de particules chargées ou non, d'électrons et de mésons, Les corpuscules chargés électriquement, de grandes énergies proviennent soit directement du soleil (Rayons Cosmiques Solaires RCS) soit de la Galaxie.

#### 5.2. Pénétration et ionisation

Les rayons cosmiques peuvent pénétrer très profondément dans l'atmosphère terrestre pour ioniser des molécules neutres telles que O<sub>2</sub>

et  $N_2$ . Ces radiations en s'approchant de la Terre ont tendance à suivre les lignes du champ magnétique avec des trajectoires hélicoïdales. Leur pénétration est d'autant plus efficace que la latitude géomagnétique est élevée, elle est maximale dans les régions polaires (effet de latitude).

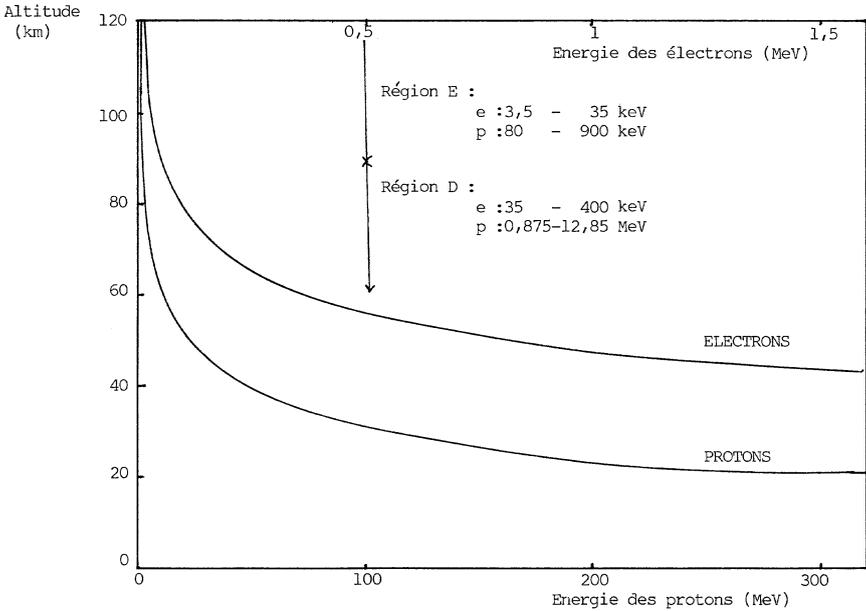
Les régions par latitude :

- Régions polaires : elles sont caractérisées par une latitude géomagnétique supérieure à  $75^\circ$ , les lignes du champ y sont généralement verticales ce qui facilite une pénétration assez profonde dans l'atmosphère des rayons cosmiques.
- Régions aurorales : la latitude est comprise entre  $70$  et  $75^\circ$ . Ce sont seulement quelques particules (de 1 à 10 keV) qui peuvent pénétrer dans l'atmosphère pour y former les aurores boréales. Ces particules dont l'origine est le plasma sheet de la magnétosphère, sont presque totalement absorbées au-dessus de 100 km d'altitude.
- Région subaurorale : la latitude est inférieure à  $70^\circ$ . Dans ces régions seules les particules de grandes énergies (MeV) peuvent pénétrer jusque dans la stratosphère.

La pénétration des rayons cosmiques dans l'atmosphère est certes gouvernée par le champ magnétique terrestre, mais dépend également de l'énergie des particules que le compose, figure 6 :

- Gamme des GeV : il s'agit des rayons cosmiques galactiques et extra-galactiques qui fournissent les particules les plus énergétiques qui affecte toute la surface de la terre en pénétrant très profondément pour venir ioniser l'atmosphère située au-dessous de la région D de l'ionosphère. Ces événements rares ne contribuent donc pas à la formation de l'ionosphère proprement dite. Ils seraient à l'origine d'une couche appelée couche C. Le maximum de production de paires d'ions se situe vers 15 km d'altitude (tropopause) ;
- Gamme des BeV : ce sont les rayons cosmiques composés de particules relativistes (REP). Ces protons relativistes émises lors de grandes flambés solaires peuvent participer à l'augmentation de l'ionisation de la région D de l'ionosphère ;
- Gamme des MeV : en période d'activité solaire, on observe des particules d'énergie moyenne qui sont efficaces près des pôles où elles participent à un réhaussement de l'ionisation de la région D de

l'ionosphère (PCA). Ces particules qui ont la particularité d'atteindre la mésosphère le jour (partie éclairée de la terre), suivent l'arrivée des rayons X lors des éruptions chromosphériques ; elles sont donc d'origine solaires.



**Figure 6** : Distribution verticale de la pénétration dans l'atmosphère des électrons et des protons en fonction de leurs énergies.

Le déplacement rapide des particules chargées composant le rayonnement cosmique dans les gaz atmosphériques, provoque une perturbation électronique des électrons périphériques des atomes de ces gaz. Une telle perturbation peut avoir deux conséquences : soit une excitation soit une ionisation. Les électrons rapides car très légers perdent leur énergie de deux façons, par ionisation et par radiation.

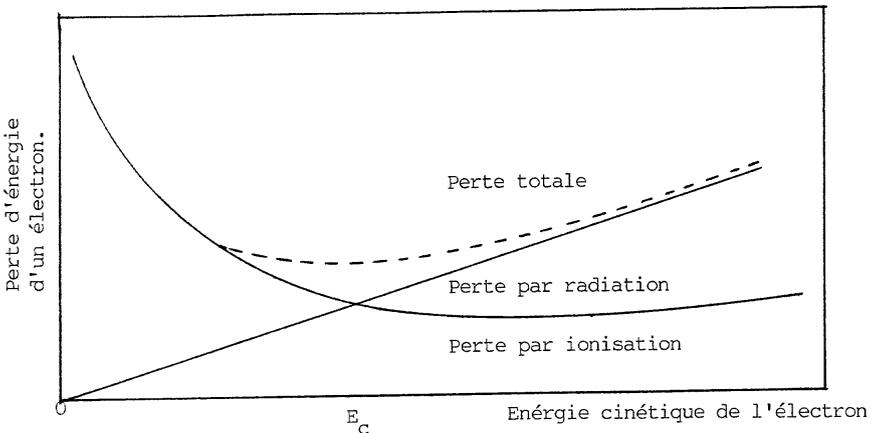
- La perte d'énergie par ionisation dépend de :
  - la matière traversée : elle est sensiblement proportionnelle à la charge électrique  $Z$  des noyaux atomiques de cette matière,
  - la particule : elle est proportionnelle au carré de la charge mais elle dépend aussi de sa vitesse par une loi très compliquée.

• La radiation est un procédé de perte d'énergie des électrons par interaction conduisant à leur freinage. Ce phénomène se produit lorsqu'un électron rapide passe à côté d'un atome de matière, il y a alors interaction entre le champ coulombien de celui-ci et la charge électrique de l'électron. Cette perte d'énergie qui ne concerne pratiquement que les électrons puisqu'elle est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule, conduit à l'émission des photons très énergétiques qui se matérialiseront en une paire d'électrons capables de reproduire le processus initial. Ce phénomène porte le nom de cascade photo-électrique.

La figure 7 met en évidence le phénomène de perte d'énergie. Elle montre qu'à basse énergie, la perte par ionisation est très grande et diminue rapidement jusqu'à une valeur critique de l'énergie donnée par :

$$E_c = 2 m c^2 \quad (16)$$

après cette valeur, elle reste pratiquement constante quand l'énergie augmente. La perte d'énergie par radiation est en première approximation linéairement croissante avec l'énergie et son intersection avec la courbe traduisant le comportement de la perte par ionisation se fait au point caractérisé par  $E_c$ . Dans le cas d'un milieu constitué d'atomes de faible numéro atomique, ce qui est le cas de l'air, l'énergie critique est comprise entre 100 et 120 MeV.



**Figure 7 :** Variation de la perte d'énergie d'un électron.

## 6. LE FLUX DU RAYONNEMENT SOLAIRE

### 6.1. Le soleil assimilé à un corps noir

En première approximation, il est très commode de considérer que le soleil se comporte comme un corps noir caractérisé par une exittance énergétique  $M$  ( $\text{W cm}^{-2}$ ) liée à la température  $T$  par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$M = \sigma T^4 \quad (17)$$

dans cette relation  $\sigma$  représente la constante de Stefan-Boltzmann :

$$\sigma = 5,67.10^8 \text{ mW cm}^{-2} = 7,98.10^{-11} \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ K}^{-4}$$

$$= 5,67.10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s.}$$

La constante solaire théorique (éclairage global du soleil) est donnée par :

$$S = \beta_s M \quad (18)$$

où  $\beta_s$  représente le facteur de dilution donné par la relation :

$$\beta_s = R^2/d^2 \quad (19)$$

dans laquelle  $R$  désigne le rayon du soleil et  $d$  la distance Soleil-Terre. La valeur du facteur de dilution est variable avec celle de  $d$  qui varie avec les saisons.  $\beta$  varie entre  $2,093.10^{-5}$  et  $2,35.10^{-5}$ . Cette variation de 3,3 % se traduit par une variation de la constante solaire de 6,6 % entre début juillet et début janvier. On adoptera une valeur moyenne égale à  $2,164.10^{-5}$ .

La distribution spectrale de  $M$  d'un corps noir est donnée par la loi de Planck :

$$M(\nu) = \frac{dM}{d\nu} = \frac{2 \pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h \nu}{k T}\right) - 1} \quad (20)$$

où  $h$  est la constante de Planck :  $h = 6,625.10^{-34} \text{ Js} = 6,625.10^{-27} \text{ erg s}$  et  $k$  représente la constante de Boltzmann :  $k = 1,38.10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ , les autres grandeurs ont été définies précédemment.

Le flux de photons de fréquence comprise entre  $\nu$  et  $\nu + d\nu$  atteignant le sommet de l'atmosphère est donné par :

$$q(\nu) d\nu = \beta_s \frac{M(\nu) d\nu}{h\nu} = \frac{2 \pi \nu^2}{c^2} \beta_s \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} d\nu \quad (21)$$

Dans le domaine du visible et de l'ultra-violet où  $\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \gg 1$ , le nombre de photons par unité de surface et par unité de temps est donné par :

$$q(\nu_1 - \nu_2) = \beta_s \frac{2\pi}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 \left\{ e^{-h\nu/kT} \left[ \left(\frac{h\nu}{kT} + 1\right)^2 + 1 \right] \right\}_{\nu_1}^{\nu_2} \quad (22)$$

Le nombre total de photons Q pour une fréquence plus grande que  $\nu$  est donné par :

$$Q = \int_{\nu}^{\infty} q(\nu) d\nu = \beta_s \frac{2\pi}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 \left[ \left(\frac{h\nu}{kT} + 1\right)^2 + 1 \right] e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (23)$$

## 6.2. Phénomène d'ionisation par le rayonnement

L'effet d'ionisation ne peut être déterminé qu'à partir d'une bonne connaissance de la radiation solaire et de son identification dans une région spectrale bien déterminée. Le phénomène d'ionisation de tous les constituants atmosphériques par le rayonnement est un processus complexe. En effet, il faut distinguer l'ionisation primaire de l'ionisation secondaire. L'absorption d'un photon par une particule atmosphérique neutre conduit à sa ionisation et à la libération de photo-électrons avec une énergie cinétique suffisante pour ioniser d'autres atomes et molécules. Le taux de réussite de l'ionisation secondaire dépend de l'énergie des photons incidents.

Le nombre d'électrons produits peut être estimé à partir de l'énergie moyenne nécessaire à la formation d'une paire ion-électron qui est de 35 eV pour l'air.

<b>I (Å)</b>	0,01	1	2	6	8	10	50	100	1215,7
<b>E (keV)</b>	1240	12,4	6,2	2	1,5	1,24	0,25	0,124	0,0102
<b>(e/ph)</b>	35400	354	117	57	43	35	7	3,5	0,29

Ce calcul simple montre bien entendu que plus la longueur d'onde est courte plus l'efficacité du rayonnement incident est grande.

Pour connaître le nombre d'électrons libérés il convient de connaître le flux  $\Phi$  (ph / cm<sup>2</sup> / s) de photons de rayonnement dans l'atmosphère, il est relié à l'intensité  $I'$  (erg / cm<sup>2</sup> / s) par la relation :

$$I' = E \phi \quad (24)$$

dans cette relation, l'énergie  $E$  est exprimée en erg (1 eV = 1,6.10<sup>-12</sup> erg). Le flux  $\phi$  représente donc le nombre de photons par cm<sup>2</sup> par unité de temps. Cette grandeur physique est mesurée généralement aux confins de l'atmosphère. En assimilant le soleil à un corps noir, on peut calculer un ordre de grandeur du flux  $\phi$  par la relation (23).

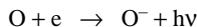
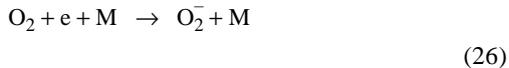
De jour et en période de moyenne activité solaire, la valeur adoptée pour le flux de photons au sommet de l'atmosphère relatif à la raie solaire de l'hydrogène Lyman  $\alpha$  est de 3.10<sup>11</sup> ph cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> ce qui correspond à une intensité de 5 erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Pour la même radiation le calcul du flux à l'aide de la relation (23) conduit à la valeur 3,37.10<sup>11</sup> ph cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> pour une température de 6000 K. Le nombre d'électrons libérés par l'action de la seule raie H - Ly  $\alpha$  est de 8,7.10<sup>10</sup> électrons /cm<sup>2</sup> / s. Cette quantité ne représente évidemment pas le nombre d'électrons libres. Comme la concentration électronique dans l'ionosphère supérieure est de l'ordre de 1 0<sup>6</sup> e / cm<sup>3</sup>, une bonne proportion des électrons libérés disparaît donc rapidement par :

- Recombinaison dissociative :



- Attachement :

L'attachement des électrons se fait essentiellement sur l'oxygène moléculaire et sur l'oxygène atomique par les réactions :



La réaction d'attachement des électrons sur la molécule d'oxygène est d'autant plus rapide que la pression atmosphérique est élevée, c'est pourquoi au-dessous d'une certaine altitude, les électrons disparaissent. Dans cette réaction le constituant  $M$  peut aussi bien être  $\text{O}_2$  que  $\text{N}_2$  (processus à collision triple).

**BIBLIOGRAPHIE**

P.-M. BANKS et G. KOCKARTS - *Aeronomy*, Academic Press, 1977.

S.-J. BAUER - *Physics and chemistry in space*, Vol. 6, Springer-Verlag, Berlin, 1977.

G. BRASSEUR - *Physique et chimie de l'atmosphère moyenne*, Masson, Paris, 1982.

A. GIRAUD et M. PETIT - *Physique de l'ionosphère*, Collection Sup, Presses Universitaires de France, 1975.