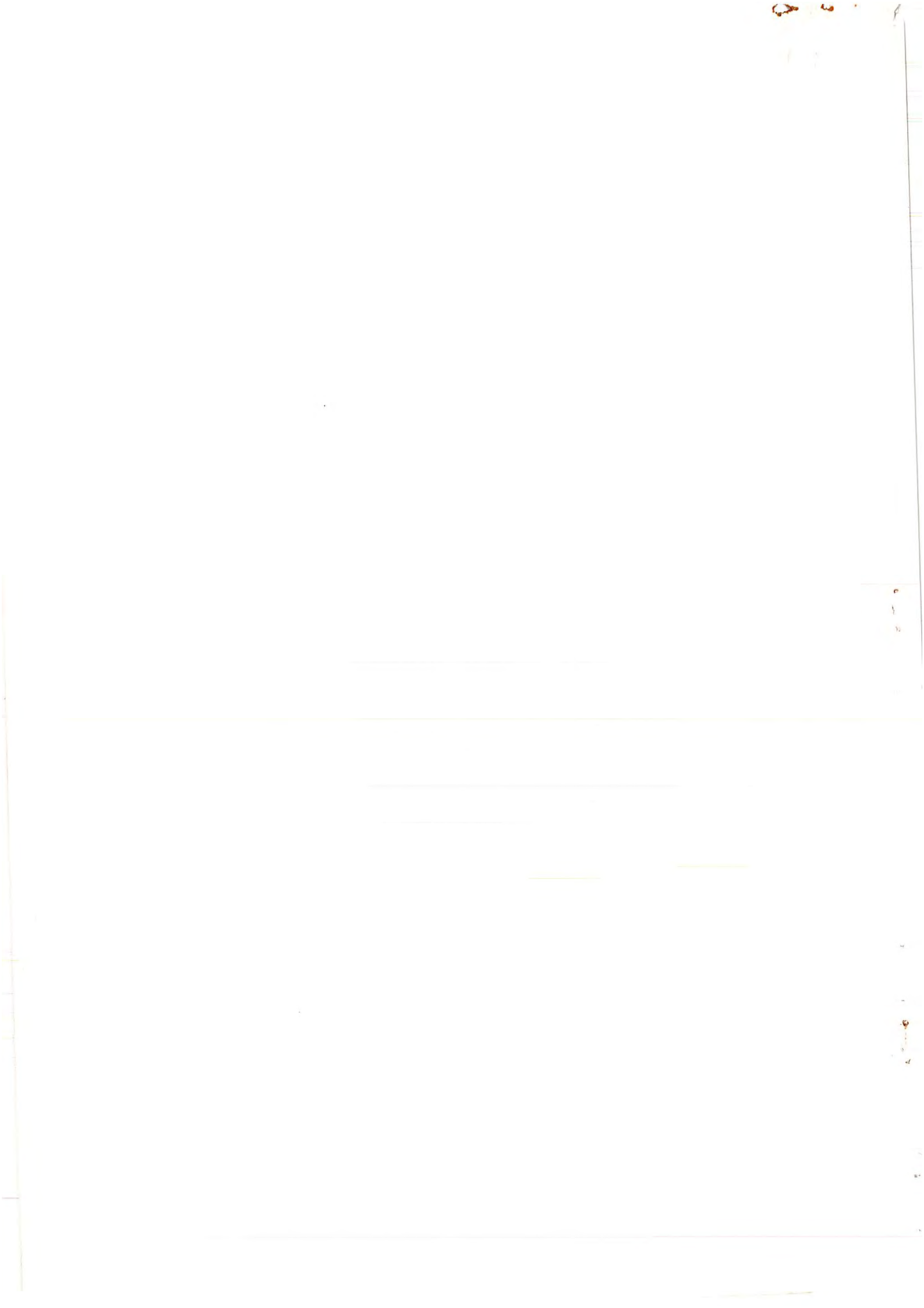


LA PRODUCTION, PAR LE RAYONNEMENT, DES REGIONS IONISEES  
AUTOUR DES ASTRES (REGIONS HII, IONOSPHERES)



— Malheur ! Il possède le secret de la bombe atmosphérique !



Considérons un gaz sur lequel est incident un flux de rayonnement ionisant. Deux processus concurrentiels se produisent :

- ionisation du milieu
- recombinaison des atomes

A l'équilibre (et dans la suite nous allons considérer seulement des états à l'équilibre) :

taux d'ionisation = taux de recombinaison.

Nous allons étudier deux exemples extrêmes des régions ionisées.

#### Régions H II :

Ce sont les zones entourant une ou plusieurs étoiles chaudes ; le rayonnement U-V de ces étoiles ionise les atomes partiellement ou complètement et l'émission optique due aux recombinaisons est responsable pour l'aspect visuel de ces objets (spectres d'émission). En général, les atomes de l'hydrogène sont presque tous ionisés jusqu'à une certaine distance critique de l'étoile excitatrice, d'où le nom "région H II" ; on les appelle aussi parfois "sphères de Strömgren".

#### Ionosphère des Planètes :

Le flux U-V  $\propto \frac{1}{r^2}$  du Soleil ionise les couches supérieures des atmosphères planétaires ; l'ionisation est faible, car le flux U-V l'est aussi, mais entièrement suffisante pour produire des couches détectables par leurs effets sur la propagation des ondes radio. La structure détaillée de ces couches est fonction de la composition chimique, et surtout de la teneur de certaines composantes qui règlent le taux de recombinaison - l'étude des ionosphères planétaires est donc un moyen d'étudier par télédétection les processus chimiques d'une atmosphère.

Jupiter présente un cas particulier, où l'ionosphère est le siège des phénomènes très énergétiques.

#### La production des régions H II :

Considérons les conditions à la distance  $r$  d'une étoile de rayon  $R$  et de température  $T$ .



On suppose que le milieu contient  $N_0$  atomes neutres, ce qui re présente la fraction  $\xi = N_0/N$  du nombre total  $N$  d'atomes.

- Nous allons étudier le phénomène d'ionisation en deux temps :
- d'abord, en négligeant l'effet sur la pénétration du rayonnement stellaire, de la composante neutre du milieu ; ainsi, nous aurons une toute première idée de l'importance du phénomène et de la démarche à suivre ;
  - puis, en tenant compte de l'absorption du milieu.

Taux d'ionisation, en négligeant l'absorption du rayonnement incident :

$$\begin{aligned} & \text{Nombre d'ionisations/sec/cm}^3 \\ &= N_0 \times \left\{ \begin{array}{l} \text{nombre de photons} \\ \text{ionisants par cm}^2 \\ \text{par sec.} \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \text{section efficace} \\ \text{pour une ionisation} \end{array} \right\} \\ &= N_0 \times N_{ph} \times \alpha \end{aligned}$$

Le flux d'énergie ionisante émise à la surface de l'étoile est donné par la loi de Planck :

$$\text{Flux d'énergie} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu$$

où :  $\nu_0$  = limite d'ionisation ; cette fréquence est différente pour chaque atome.

Donc, le flux de photons ionisants est donné par :

$$\text{Flux photons} = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \cdot \frac{d\nu}{h\nu}$$

Finalement, à la distance  $r$ , le flux de photons est donné par :

$$N_{\text{photons}} = \frac{4\pi R^2}{4\pi r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \cdot \frac{d\nu}{h\nu}$$

En général, il faut intégrer cette expression numériquement ; pourtant, pour nos besoins, il suffit de trouver une valeur approchée du résultat. Nous exposons deux méthodes très approchées :

$$\begin{aligned} 1) \quad & \int_{\nu_0}^{\infty} \Rightarrow \int_0^{\infty} \\ & e^{\frac{h\nu}{kT} - 1} \Rightarrow e^{\frac{h\nu}{kT}} \end{aligned}$$

$$\text{Donc : } \int_{\nu_0}^{\infty} 4\pi R^2 \cdot \frac{2\pi h \nu^3}{c^2 (e^{h\nu/kT} - 1)} \cdot \frac{d\nu}{h\nu} \Rightarrow \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 e^{-h\nu/kT} d\nu$$

$$= \frac{16\pi^2 R^2}{c^2} \cdot 2 \left( \frac{kT}{h} \right)^3 \simeq 2 \times 10^{12} R^2 T^3$$

2) Flux de photons ionisants à la surface stellaire d'une étoile très chaude  
 $\approx$  flux total de photons

$$= \frac{\text{flux d'énergie}}{\text{énergie moyenne d'un photon}}$$

$$= 4\pi R^2 \sigma T^4 / kT$$

$$\simeq 5 \times 10^{12} R^2 T^3$$

Nous voyons que les deux approximations différentes sont relativement "proches" ; dans la suite, nous prendrons une valeur de  $3 \times 10^{12} R^2 T^3$ .

Donc :

$$N_{\text{ph}} = \frac{3 \times 10^{12} R^2 T^3}{4\pi r^2}$$

$$\simeq 2 \times 10^{11} R^2 T^3 / r^2$$

Par conséquent, le taux d'ionisation est donné par :

$$N_0 \times \frac{2 \times 10^{11} R^2 T^3}{r^2} \times \alpha$$

$$\simeq 10^{-6} \frac{N_0 R^2 T^3}{r^2}$$

$$= 10^{-6} \frac{5 N R^2 T^3}{r^2}$$

où nous avons pris :  $\alpha = 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$  comme une valeur caractéristique pour l'hydrogène ; il est supposé que la section efficace ne dépend pas de la fréquence, ce qui n'est pas trop faux en pratique.

Taux de recombinaison :

$$\begin{aligned} & \text{Nombre de recombinaisons/sec/cm}^3 \\ = & \text{Nombre ions} \times \text{nombre électrons} \times \left\{ \begin{array}{l} \text{coefficient de} \\ \text{recombinaison} \end{array} \right\} \\ = & \underset{\uparrow}{N_p} \times \underset{\downarrow}{N_e} \times \underset{\downarrow}{\beta} \end{aligned}$$

Si le milieu est dominé par l'hydrogène, on aura :

$$N_p = N_e = (1 - \xi) N$$

Par ailleurs, une valeur représentative pour  $\beta$  est :

$$\beta \approx 4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

Donc :

$$\text{taux de recombinaison} = 4 \times 10^{-13} (1 - \xi)^2 N^2$$

Etat d'équilibre :

$$4 \times 10^{-13} (1 - \xi)^2 N^2 = 10^{-6} \frac{N R^2 T^3}{r^2}$$

d'où :

$$\xi / (1 - \xi)^2 \approx 4 \times 10^{-7} N r^2 / R^2 T^3$$

$\approx 10^{-3}$  pour le cas suivant :

$$T = 4 \times 10^4$$

$$R = 1.3 R_\odot$$

$$r = 5 \text{ pc}$$

$$N = 10 \text{ cm}^{-3}$$

On trouve immédiatement que :

$$\xi \approx 10^{-3}$$

A titre d'intérêt, un calcul exact pour la même étoile et à la même valeur de  $r$  donne :

$$\xi = 4 \times 10^{-4} \quad !!$$

On voit alors que le milieu autour de l'étoile est très fortement ionisé et jusqu'à des distances relativement grandes ; par conséquent, comme un milieu ionisé absorbe moins de rayonnement qu'un milieu neutre, le passage du rayonnement change notablement l'opacité du milieu. Donc, en toute rigueur, on n'a pas a priori le droit de négliger l'absorption du milieu pour calculer l'état d'équilibre - l'équilibre s'établit progressivement, avec un changement des propriétés du milieu.

Pénétration du rayonnement dans le milieu interstellaire :

Nous avons déjà vu à plusieurs reprises que la pénétration d'un rayonnement dans un milieu peut être paramétrisée à l'aide de la profondeur optique  $\tau$  :

$$\text{flux} \propto e^{-\tau}$$

où :

$$\tau = \int_0^r N_0(r) \alpha dr$$

Dans la suite, nous allons supposer que la section efficace pour une ionisation ne varie pas avec  $r$ .

Donc, les relations précédentes que nous avons trouvées sont très faciles à ajuster pour tenir compte de ce phénomène (nous ne répétons pas ici les calculs) :

Taux de photons ionisants à  $r$  :

$$\approx 2 \times 10^{11} \frac{R^2 T^3}{r^2} \exp \left[ - \int_0^r N_0 \alpha dr \right]$$

taux d'ionisation à  $r$  :

$$= 2 \times 10^{11} \frac{R^2 T^3}{r^2} N_0 \alpha \exp \left[ - \int_0^r N_0 \alpha dr \right]$$

$$= 2 \times 10^{11} \frac{R^2 T^3}{r^2} N \xi(r) \alpha \exp \left[ - N \alpha \int_0^r \xi dr \right]$$

= nombre de recombinaisons

$$= (1 - \xi)^2 \beta N^2$$

d'où :

$$\xi(r) / [1 - \xi(r)]^2 = \frac{\beta N r^2}{\alpha R^2 T^3} \times 5 \times 10^{-10} \exp \left[ \int_0^r N \alpha \xi dr \right]$$

$$\approx 4 \times 10^{-5} r^2 \exp \left[ 180 \int_0^r \xi dr \right]$$

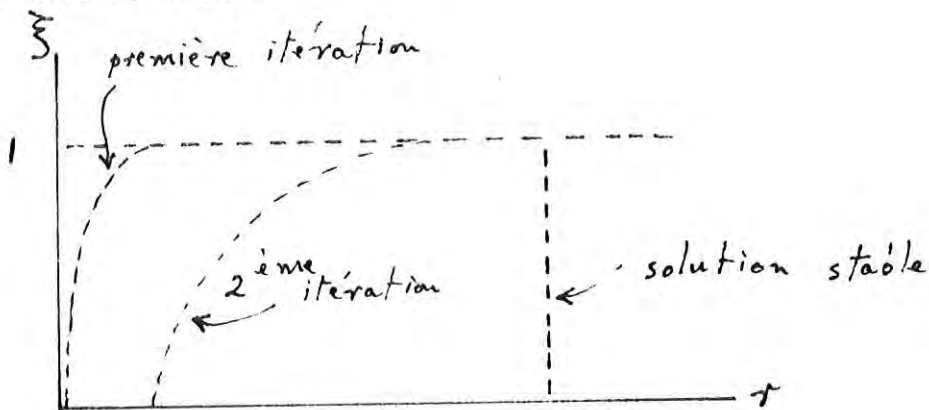
pour le cas numérique que nous avons étudié auparavant.

Nous avons ici une équation qui n'a pas de solution analytique : il faut donc la résoudre numériquement par une méthode itérative ; pour ceci, il est commode d'exprimer l'expression sous la forme :

$$\xi(r) = (1 - \xi)^2 \times 4 \times 10^{-5} r^2 \exp \left[ 180 \int_0^r \xi dr \right]$$

Il y a plusieurs méthodes possibles ; on peut démarrer le calcul en posant une loi simple quelconque pour la variation de  $\xi$  en fonction de  $r$  ; par exemple, on peut supposer que seulement la couche très proche de l'étoile excitatrice sera ionisée. Puis, à l'aide de cette loi, la relation précédente nous permet de calculer, à chaque valeur de  $r$ , une nouvelle valeur de  $\xi(r)$ , ce qui nous donne alors une nouvelle approximation à la loi  $\xi(r)$  en fonction de  $r$ . Cette nouvelle loi, substituée dans le deuxième terme de la relation précédente, nous donne une troisième approximation, et ainsi de suite; en effet, par cette méthode, nous suivons la progression de l'ionisation du milieu circumstellaire, à partir d'un état initial donné. On poursuit les calculs jusqu'à ce que deux itérations successives donnent sensiblement le même résultat : on a atteint alors "un état d'équilibre".

Schématiquement :



Ce calcul itératif peut être effectué sur une petite calculatrice de poche programmable en simplifiant l'équation de départ pour éviter le calcul d'une intégrale ; posons :

$$\int_0^r \bar{\xi} dr = \bar{\xi} r$$

où :

$$\bar{\xi} = \text{valeur moyenne de } \xi \text{ entre } 0 \text{ et } r.$$

Ce procédé n'est pas justifiable physiquement : on l'introduit seulement à titre indicatif, pour pouvoir effectuer les calculs de façon simple. On trouve alors :

$$\bar{\xi}(r) = \left[ 1 - \bar{\xi} \right]^2 r^2 \times 4 \times 10^{-5} \exp \left[ 180 \bar{\xi} r \right]$$



Le deuxième terme est facile à programmer sur une calculatrice, et le résultat de chaque calcul à chaque valeur de  $r$  est réutilisé pour une nouvelle évaluation jusqu'à ce que la solution soit stable. Signalons un problème numérique ; cette itération a une tendance à diverger rapidement pour  $\bar{\xi} \approx 1$ . La raison est que  $\exp(180 \bar{\xi} r)$  devient très grand plus rapidement que  $(1 - \bar{\xi})^2$  tend vers zéro. Un calcul sérieux tiendrait compte de ceci pour éviter une telle divergence ; ici, nous pouvons considérer que au moment où le calcul diverge,  $\bar{\xi} = 1$ .

Avec ce procédé, nous trouvons que  $\bar{\xi}$  est très faible, jusqu'à une valeur particulière de  $r$  ; puis au-delà de cette valeur,  $\bar{\xi}$  est sensiblement égal à 1. Le sens physique est que, autour de l'étoile excitatrice se forme une zone presque entièrement ionisée, ayant un rayon bien défini ; au delà de cette zone, le milieu est sensiblement neutre. Le calcul itératif simplifié donne pour le rayon de cette zone  $\approx 7$  pc (on trouve 10 pc avec un calcul "correct").

En admettant l'existence autour de l'étoile d'une zone entièrement ionisée, nous pouvons trouver son rayon de la façon suivante instructive :



On a :

$$\tau = \int N_0 \alpha dr$$

d'où :

$$d\tau/dr = N_0 \alpha$$

Par conséquent, l'équation d'équilibre est donnée par :

$$\frac{N_0 \alpha}{4\pi r^2} \int \frac{4\pi R^2}{h\nu} \cdot \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_1}} \cdot e^{-\tau} d\nu = N_p N_e \beta$$

Donc :

$$\frac{d\tau}{dr} \int \frac{4\pi R^2}{h\nu} \cdot \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_1}} \cdot e^{-\tau} d\nu = N_p N_e \beta \cdot 4\pi r^2$$

$$\begin{aligned} \text{d'où : } & \int \frac{4\pi R^2}{h\nu} \cdot \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_1}} \cdot \int_0^\infty e^{-\tau} d\tau \\ & = \int_0^\infty N_p N_e \beta \cdot 4\pi r^2 dr \end{aligned}$$

Or :

$$(a) \int_0^\infty e^{-\tau} d\tau = 1$$

(b) comme la région est entièrement ionisée jusqu'à  $r$ , et neutre après :

$$N_p = N_e \quad \text{pour } r < r_1$$

$$N_p = N_e = 0 \quad \text{pour } r > r_1$$

ce qui donne :

$$\int_0^\infty N_p N_e \beta \cdot 4\pi r^2 dr = \frac{4\pi}{3} r_1^3 N^2 \beta$$

On a alors :

$$\int \frac{4\pi R^2}{h\nu} \cdot \frac{2\pi h}{c^2} \cdot \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_1}} d\nu = \frac{4\pi}{3} r_1^3 N^2 \beta$$

qui a une interprétation physique élémentaire, à savoir, que la zone ionisée s'étend jusqu'à ce que le nombre de photons ionisés disponibles à la surface de l'étoile (1er terme) soit égal au nombre total de recombinaisons (2e terme).

Or :

$$1\text{er terme : } \approx 3 \times 10^{12} R^2 T^3$$

$$2\text{e terme } \approx 4 \times 10^{-13} \cdot \frac{4\pi}{3} r_1^3 N^2$$

Donc :

$$\frac{4\pi}{3} r_1^3 N^2 \times 4 \times 10^{-13} = 3 \times 10^{12} R^2 T^3$$

d'où :

$$r_1 \approx 10^8 \left[ \frac{R}{N} \right]^{2/3} T$$

$$\approx 2 \times 10^{19} \text{ cm} = 7 \text{ pc}$$

pour le cas choisi précédemment.

Épaisseur de la zone de transition entre HII et HI :

Cette épaisseur peut se calculer, bien sûr, d'après le procédé itératif. Toutefois, on sait que l'épaisseur doit être de l'ordre de grandeur du libre parcours  $\lambda$  moyen de photons ionisants :

$$\lambda = 1/N_0 \alpha = 1/\xi N \alpha$$

Or, près du bord de la région :

$$\xi = 0.5 \text{ (ou n'importe quelle autre valeur voisine de 1 !!)}$$

Donc :

$$\lambda \approx 1/0.5 \times 10 \times 6 \times 10^{-18} \approx 0.01 \text{ pc} \ll \tau_1$$

On voit donc que la transition de zone H II en zone HI est très rapide.

Souvent, on appelle ces zones ionisées autour d'une étoile excitatrice :

"Sphère de Strömgren"

On appelle leur rayon :

"Rayon de Strömgren".

Mise en garde :

L'analyse présentée ici a été très simplifiée afin de dégager les principes essentiels. En particulier, nous avons :

- 1) supposé une densité et une composition chimique constantes ;
- 2) négligé l'absorption des photons par les processus non ionisants (excitations, par exemple) ;
- 3) négligé la production à l'intérieur de la sphère de Strömgren des photons ionisants par recombinaison au niveau fondamental ;
- 4) supposé que la section efficace pour une ionisation ne varie pas avec la fréquence.

L'ETUDE DES REGIONS H II A L'AIDE DE LEUR RAYONNEMENT CONTINU RADIO

Comme nous l'avons vu, une région HII est formée autour d'une étoile très chaude à cause de son rayonnement ionisant (UV etc). Par conséquent, une telle région émet, dans le domaine du visible, des raies d'émission qui correspondent aux recombinaisons "en cascade ; de même, -elle peut émettre des raies radio qui correspondent aux transitions entre les niveaux près du niveau d'ionisation. Une telle région n'émet pas du rayonnement continu dans le domaine du visible ; éventuellement, si dans la même région il y a de la poussière, il peut y avoir une émission continue infra-rouge.

Il n'en est pas ainsi dans le domaine hertzien. En effet, une région HII est un plasma chaud ; par conséquent, chaque élément du volume de la région émet un *Bremstrahlung* thermique -c'est à dire, un rayonnement continu. Cette émission est fonction, à la fois de la densité électronique et de la température, ce qui nous permet donc en principe d'envisager à l'aide du rayonnement continu hertzien, une détermination de ces grandeurs.

Un plasma chaud est à la fois un milieu émissif et absorbant : pour calculer sa brillance, il faut donc tenir compte de son :

- coefficient d'émission  $j$  ( $\text{erg g}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ )
- " d'opacité  $K$  ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ )

Nous avons déjà vu (voir "Quelques définitions thermodynamiques et photométriques" dans le tronc commun) que la brillance  $B$  d'un plasma ayant épaisseur géométrique  $\tau$  est donnée par :

$$B = \frac{j}{4\pi K} (1 - e^{-K\tau})$$

où

$$\rho = \text{densité (supposée uniforme)}$$

La quantité  $\kappa \rho \tau$  est égale à la profondeur optique  $\tau$ .

Or, comme nous l'avons vu, dans un plasma en équilibre thermodynamique local, on a

$$j/4\pi K = \text{fonction de Planck}$$

$$= \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

$$\approx \frac{2\nu^2 T}{k c^2} \text{ pour } h\nu \ll kT$$

Comme le coefficient d'émission d'un plasma par le processus de Bre<sup>m</sup>strahlung est connu (voir "la production du rayonnement" dans le tronc commun), nous pouvons, comme nous l'avons constaté, trouver la valeur du coefficient d'opacité  $\kappa$  dû au Bre<sup>m</sup>strahlung invers ; on obtient ainsi, pour le cas où  $h\nu \ll kT$  :

$$\kappa \approx 0.02 \frac{Z^2 n_i n_e}{\rho} \cdot \frac{1}{\nu^2 T^{3/2}}$$

Nous limiterons maintenant l'analyse à un gaz d'hydrogène ; on a donc

$$Z = 1$$

$$n_i = n_e$$

d'où

$$\kappa \rho \approx \frac{0.02 n_e^2}{\nu^2 T^{3/2}}$$

Dans une analyse plus détaillée, on trouve que :

$$K\rho \propto n_e^2 / \nu^{2.1} T^{1.35}$$

mais dans la suite nous allons utiliser la relation simple.

La profondeur optique  $\tau$ , pour un milieu non-uniforme, est donnée par :

$$\begin{aligned} \tau &= \int_0^r K\rho \, dr \\ &= \frac{0.02}{\nu^2 T^{3/2}} \int_0^r n_e^2 \, dr \end{aligned}$$

où

$r$  = profondeur géométrique du milieu

On appelle la quantité

$$\int_0^r n_e^2 \, dr$$

"la Mesure d'Emission" ; en toute rigueur, comme en général on ne connaît pas la distribution électronique le long de la ligne de visée, toute mesure ne donne que "la Mesure d'Emission".

Les unités utilisées jusqu'ici ont été le système c.g.s. ; en radioastronomie, pour le milieu interstellaire, il est en général commode d'exprimer

-3

$n_e$	en cm
$r$	en parsec
$\nu$	en GHz

Dans ce cas la relation pour la profondeur optique prend la forme :

$$\tau \approx \frac{0.06}{\nu^2 T^{3/2}} \int n_e^2 \, dr \quad \text{parsec}$$

Revenons à la brillance hertzienne du nuage ; elle est donnée par :

$$B = \frac{2\nu^2 T}{k c^2} \left(1 - e^{-\kappa \rho \tau}\right)$$

pour un milieu uniforme.

On remarque deux régimes extrêmes :

-  $\nu$  faible ; dans ce cas :

$$\kappa \rho \tau = \frac{0.06}{\nu^2 T^{3/2}} n_e^2 \tau \quad \text{est grand}$$

d'où

$$1 - e^{-\kappa \rho \tau} \rightarrow 1$$

Donc :

$$B \simeq \frac{2\nu^2 T}{k c^2}$$

C'est le corps noir : un milieu opaque rayonne comme un corps noir.

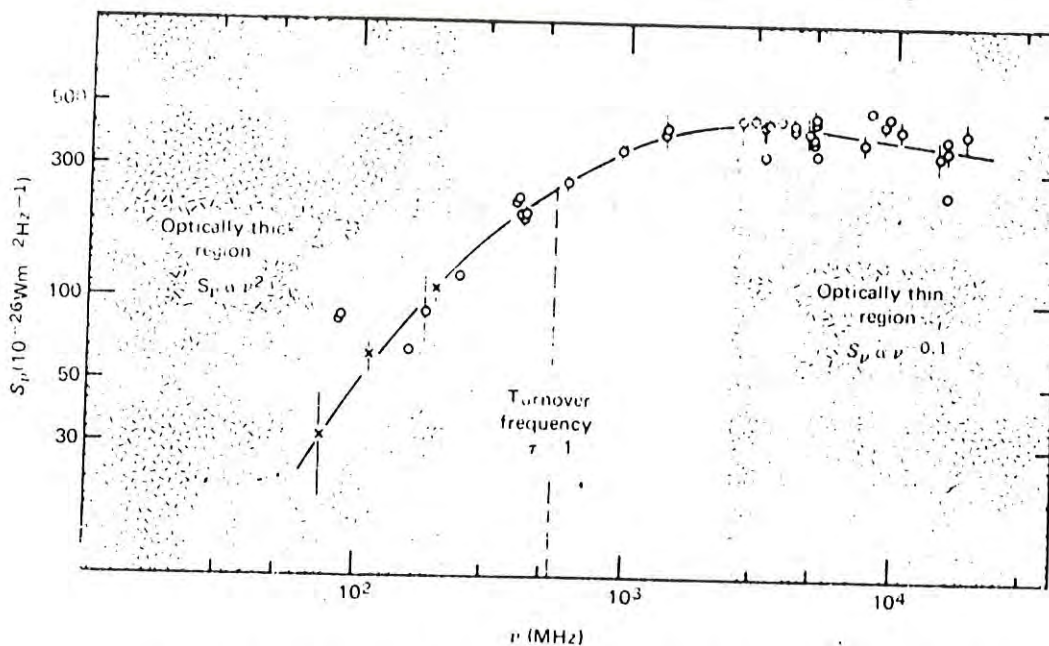
-  $\nu$  élevée : dans ce cas :

$$1 - \exp\left(-\frac{0.06 n_e^2 \tau}{\nu^2 T^{3/2}}\right) \rightarrow \frac{0.06 n_e^2 \tau}{\nu^2 T^{3/2}}$$

d'où

$$B \simeq \frac{0.12 n_e^2 \tau}{k c^2 T^{1/2}}$$

La brillance est alors indépendante de la fréquence .



Spectral flux density of the Orion Nebula plotted against frequency. The shaded regions mark the optically thick and thin regions of the spectrum. (Terzian and Parrish, 1970. *Astrophys. Lett.* 5:261.)

On voit alors les opérations qu'il faut effectuer pour mesurer  $n_e$ ,  $T$ .

- Dégager le domaine spectral où :

$$B \propto 1/\nu^2$$

Dans ce domaine, une seule mesure de  $B$  à une fréquence connue donne immédiatement  $T$ , la température de brillance.

- Dégager le domaine où :

$$B \approx \text{cte.}$$

La valeur de  $B$  est donnée par :

$$\frac{0.12 n_e^2 r}{k c^2 T^{1/2}}$$

A l'aide de la température que nous venons de trouver, une mesure de  $B$  dans ce domaine nous donne la mesure d'émission

$$\int_0^r n_e^2 dr \quad \text{ou} \quad n_e^2 r$$

- Déterminer  $r$  :
- par calcul (rayon de Strömgen)
- par observation optique, en supposant que la zone émissive soit sphérique, de la même dimension etc. Ceci nous permet alors d'estimer la densité électronique.



En pratique, la grandeur mesurée par un radio-télescope est la température d'antenne  $T_a$ , et les énergies émises par les sources sont généralement citées en termes de la densité de flux  $S$  :

$$S = \int_{\text{source}} B d\Omega$$

$$2kT_a = \text{puissance absorbée par l'antenne}$$

$$= S \times \text{surface effective de l'antenne}$$

Nous avons déjà vu (voir "Etude de la Galaxie à l'aide de la raie à 21 cm") que

$$T_a = \frac{\Omega_{\text{source}}}{\Omega_{\text{antenne}}} T (1 - e^{-\tau}) \quad \text{si } \Omega_{\text{source}} \ll \Omega_{\text{ant.}}$$

$$T_a = T (1 - e^{-\tau}) \quad \text{si } \Omega_{\text{source}} \geq \Omega_{\text{antenne}}$$

On remarque donc qu'il est nécessaire de connaître la dimension angulaire du nuage, qu'il soit résolu ou non par le télescope.

On trouve ainsi typiquement que la température des nuages HII est de l'ordre de  $10^4$  K, et que la densité électronique varie de  $10^3$  à  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

Question : La distribution suivante donne la densité de flux dans la nébuleuse d'Orion. On remarque que, au-delà de la fréquence de transition, le flux n'est pas strictement constant, mais décroît lentement.

Pourquoi ?

IONOSPHERES PLANETAIRES

---

## IONOSPHERES PLANETAIRES

La haute atmosphère d'une planète étant éclairée par le rayonnement du Soleil, elle sera ionisée par la composante ionisante de ce rayonnement (rayons X, U-V principalement, mais le rayonnement corpusculaire, que nous allons négliger ici, joue un rôle aussi).

De façon générale, le problème est analogue à celui des sphères de Strömgen : le milieu atteint un état d'équilibre où :

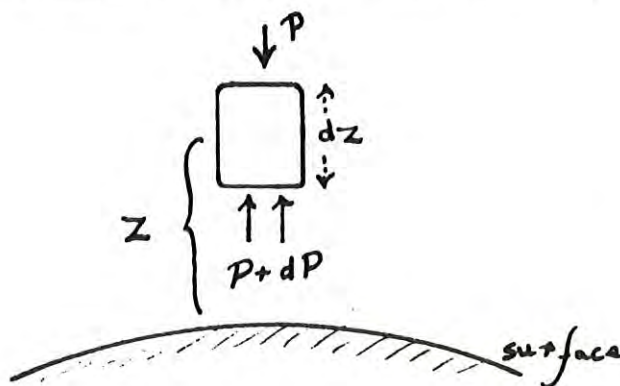
$$\text{taux d'ionisation} = \text{taux de recombinaison.}$$

Les différences essentielles portent sur :

- 1) La distribution de la densité : elle décroît systématiquement de la surface vers l'espace interplanétaire.
- 2) Le taux d'ionisation se révèle être très faible ; de ce fait, l'absorption des photons solaires au cours de leur traversée par les couches atmosphériques est importante, et il faut en tenir compte dès le départ. Toutefois, la faiblesse du taux d'ionisation introduit une simplification par rapport au cas stellaire : le passage du rayonnement ne change pas de façon importante l'opacité de l'atmosphère et donc il n'y a pas lieu de poursuivre le type de calcul itératif qui fut nécessaire pour le cas stellaire.
- 3) La composition de l'atmosphère change avec l'altitude et donc les processus de recombinaison en sont fonction. Ceci peut amener à la formation de différentes couches ionisées bien distinctes.

Dans la suite, nous allons simplifier considérablement les calculs ; par exemple, nous prendrons une atmosphère isotherme, en équilibre hydrostatique à composition uniforme.

Distribution de la densité d'une atmosphère isotherme,



L'équilibre hydrostatique exige que, pour chaque volume élémentaire atmosphérique :

$$dP = - \frac{GM}{R^2} \rho(z) dz$$

où

$$\begin{aligned} P(z) &= \text{pression} \\ z &= \text{altitude} \\ \rho(z) &= \text{densité} \\ M &= \text{masse de la planète} \\ R &= \text{rayon} \end{aligned}$$

Nous supposons que :

$$z \ll R$$

Si l'atmosphère est isotherme

$$P(z) = N(z) k T / \mu$$

où

$$\begin{aligned} N &= \text{nombre de particules par cm}^3 \text{ à l'altitude } z \\ \mu &= \text{masse moléculaire (supposée constante)} \\ T &= \text{température} \end{aligned}$$

On a alors

$$\frac{dP}{dz} = \frac{kT}{\mu} \cdot \frac{dN}{dz}$$

d'où

$$\begin{aligned} \frac{dN}{N} &= - \frac{GM}{R^2} \cdot \frac{\mu}{kT} \cdot dz \\ &= - \frac{dz}{H} \end{aligned}$$

où

$$H = R^2 k T / GM \mu$$

H = "échelle de hauteur"

= grandeur caractéristique d'une atmosphère

En intégrant

$$N(z) = N(0) e^{-z/H}$$

C'est "la formule barométrique" ; nous allons l'appliquer à la composante neutre de l'atmosphère.

Remarque sur la notation pour la suite

$$N_0(z) = \text{nombre de particules neutre par cm}^3$$

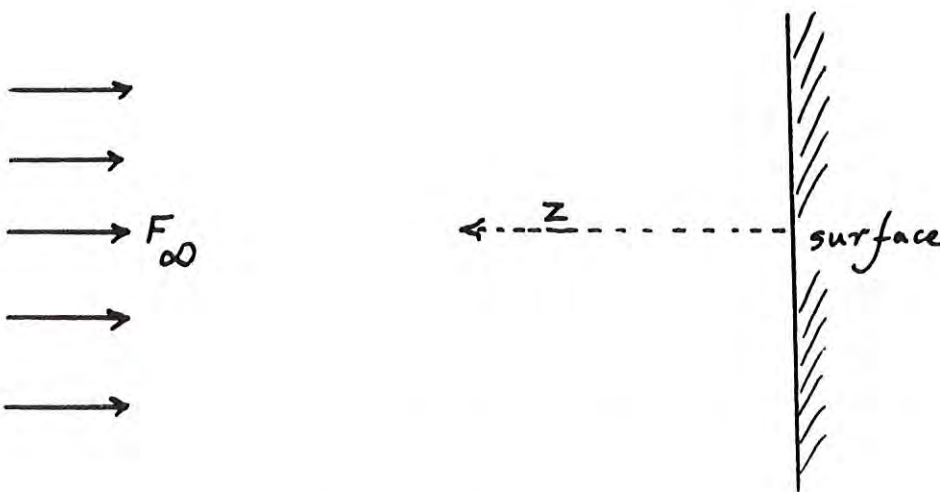
$$N_i(z) = \text{taux d'ionisation}$$

$$N_e(z) = \text{nombre d'électrons par cm}^3$$

Pénétration du rayonnement

Tout d'abord, pour simplifier l'écriture des formules, nous allons prendre le cas où le rayonnement ionisant est incident verticalement. Son flux à l'extérieur de l'atmosphère (mais néanmoins à la distance de la planète) est  $F_\infty$  photons  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Remarquons que "extérieur" n'est pas bien défini : on entend par ceci une distance de la surface planétaire où l'absorption est totalement négligeable.



On sait que le changement du flux en traversant une épaisseur  $dz$  de l'atmosphère est donné par (on remarque le signe, dû aux directions opposées de  $z$  et  $F$ )

$$dF = N_0(z) \alpha F dz$$

où

$\alpha$  = section efficace pour enlever un photon : nous allons considérer que celle-ci se confond avec la section efficace pour une ionisation.

A l'aide de la formule barométrique, on a

$$dF = N_0(0) e^{-z/H} \alpha F dz$$

d'où

$$\ln F = -\alpha H N_0(0) e^{-z/H}$$

Donc, le flux à  $z$  est donné par

$$F(z) = F_0 \exp \left[ -\alpha N_0(0) H e^{-z/H} \right]$$

Or, le taux de production des ions est donné par

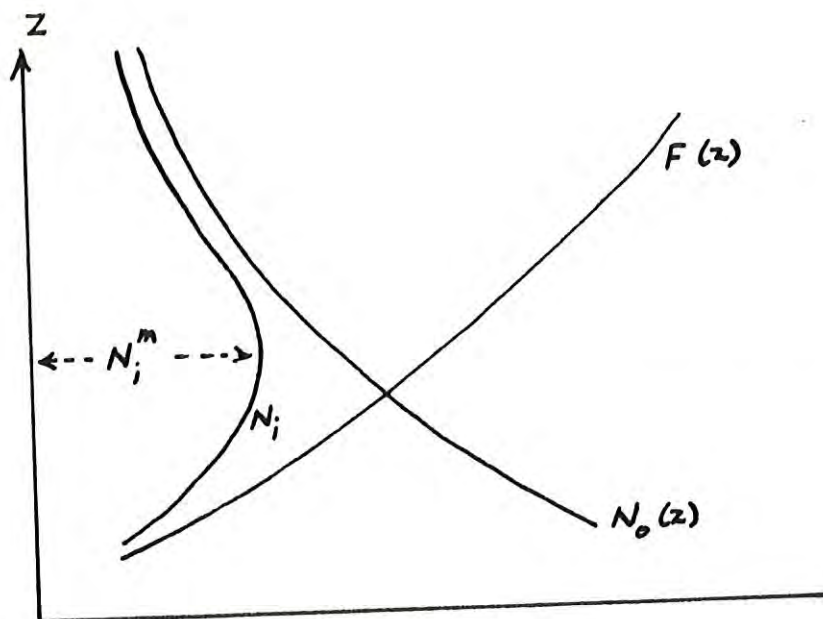
$$N_i(z) = \alpha N_0(z) F(z)$$

Nous avons mis ici explicitement l'hypothèse que la section efficace pour l'ionisation se confond avec celle pour l'absorption. A l'aide des expressions pour  $N_0(z)$  et  $F(z)$  on a

$$N_i(z) = \alpha N_0(0) F_0 \exp \left[ -\frac{z}{H} - \alpha N_0(0) H e^{-z/H} \right]$$

Il convient d'abord de comprendre intuitivement la forme de  $N_i(z)$ .

En effet, le flux ionisant est une fonction croissante avec  $z$ , tandis que le nombre de particules neutres <sup>en</sup> est une fonction décroissante ; par conséquent, le taux d'ionisation, qui est un produit, aura une valeur maximale pour une certaine valeur de  $z$ .



De plus, comme le flux intervient comme facteur multiplicatif, l'altitude du maximum  $N_i^m$  sera indépendante du flux. Ces propriétés sont vérifiées facilement en prenant le dérivé de  $N_i(z)$  pour un maximum :

$$\frac{\partial N_i}{\partial z} = 0$$

ce qui donne

$$-\frac{1}{H} + \alpha N_o(0) e^{-z_m/H} = 0$$

où

$$z_m = \text{altitude du maximum d'ionisation.}$$

Donc

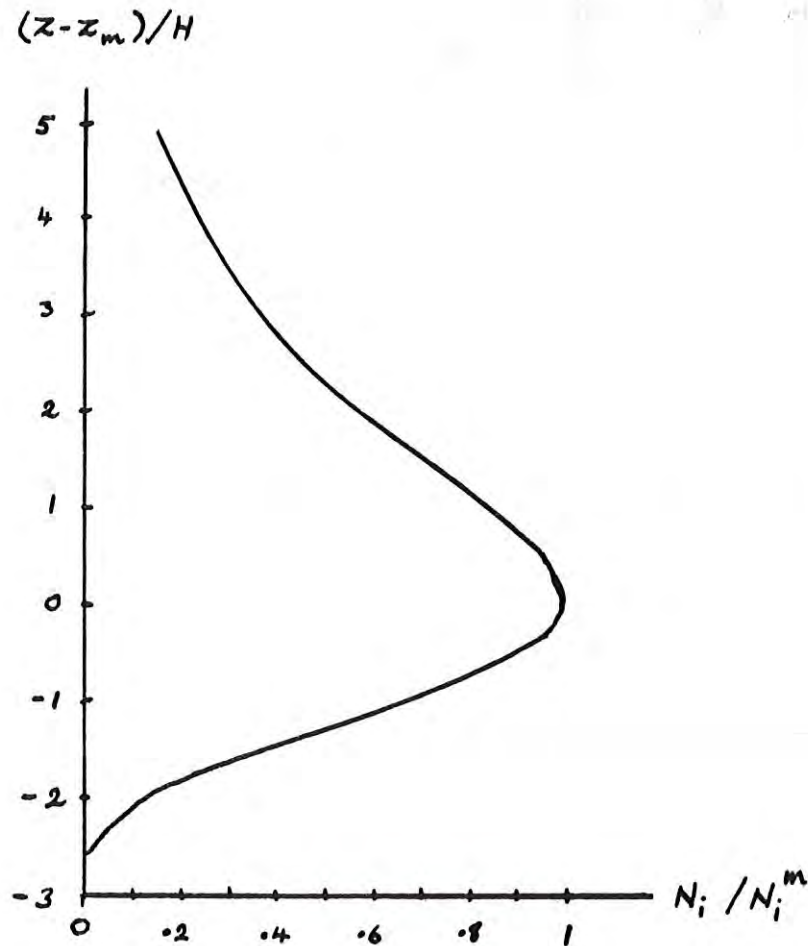
$$z_m = H \ln [\alpha N_o(0) H]$$

Ceci nous permet, par substitution, de trouver la valeur du maximum d'ionisation  $N_i^m$  :

$$N_i^m = F_\infty / eH$$

Finalement, à l'aide de ces deux paramètres, on peut exprimer le taux d'ionisation en fonction de  $z$  de façon très simple :

$$N_i(z) = N_i^m \exp \left[ 1 - \frac{z-z_m}{H} - e^{-(z-z_m)/H} \right]$$



a) on retrouve immédiatement que l'altitude du maximum est indépendante du flux incident

b) le taux d'ionisation au maximum est indépendant de la section efficace. Ceci se comprend physiquement de la façon suivante : si  $\alpha$  est faible, le taux d'ionisation est faible, mais la disparition des photons l'est aussi, tandis que dans le cas contraire, l'ionisation est forte, mais beaucoup de photons sont enlevés avant de pouvoir atteindre le niveau  $z_m$ .



c) pour  $(z-z_m)/H \gtrsim 2$  :

$$N_i(z) = N_i^m e^{-(z-z_m)/H}$$

l'ionisation suit essentiellement la loi barométrique

d) nous pouvons exprimer le flux de rayonnement ionisant de deux façons différentes

$$dF = N_0(z) \alpha F dz$$

d'où

$$F(z) = F_\infty \exp\left[-\alpha N_0(0) H e^{-z/H}\right]$$

puis:

$$F(z) = F_\infty \exp(-\tau)$$

où

$\tau$  = "profondeur optique" du parcours du rayonnement, mesurée dans le sens du mouvement du rayonnement.

Nous pouvons alors identifier  $\tau$  :

$$\tau \equiv \alpha H N_0(0) e^{-z/H}$$

Or, on voit que, pour  $z = z_m = H \ln[\alpha N_0(0) H]$  :

$$\tau = 1$$

Donc, la profondeur optique du parcours jusqu'au maximum d'ionisation est 1, ce qui n'est pas étonnant en vue de tout ce que nous avons toujours affirmé pour la profondeur optique.

e) Finalement, nous posons l'équilibre d'ionisation, pour calculer la densité électronique  $N_e$  :

Si le taux de recombinaison est donné par :

$$\beta N_e N_p = \beta N_e^2$$

où

$\beta$  = coefficient de recombinaison

nous avons

$$N_i = \beta N_e^2$$

d'où

$$N_e = \left[ \frac{N_i}{\beta} \right]^{1/2}$$

Remarquons que cette expression pour le taux de recombinaison n'est pas toujours applicable. En effet, la recombinaison directe électron-ion sans participation d'un quatrième corps n'est pas *facile* - il est *difficile* de conserver simultanément l'énergie et la quantité de mouvement. En général, si les recombinaisons se font dans une zone dense, il y a toujours une grande probabilité pour qu'un autre corps voisin participe - dans ce cas la relation est valable. Par contre, dans la haute ionosphère, cette probabilité est faible et des processus plus favorisés l'emportent - par exemple les échanges de charge. Toutefois, dans ces cas, le taux de recombinaison n'est <sup>pas</sup> fonction de  $N_e N_p$ , mais plutôt de  $N_e$ . Nous verrons un exemple plus précis dans la suite.

### Théorie de Chapman

Le calcul qui a été présenté schématiquement est généralement appelé "la théorie de Chapman"; les couches ionisées qui vérifient les lois que nous avons trouvées sont "les couches de Chapman".

#### Question

Si le rayonnement est incident à un angle  $\theta$  par rapport à la normale, montrer que :

$$N_i^m = \frac{F_\infty}{eH} \cos \theta$$

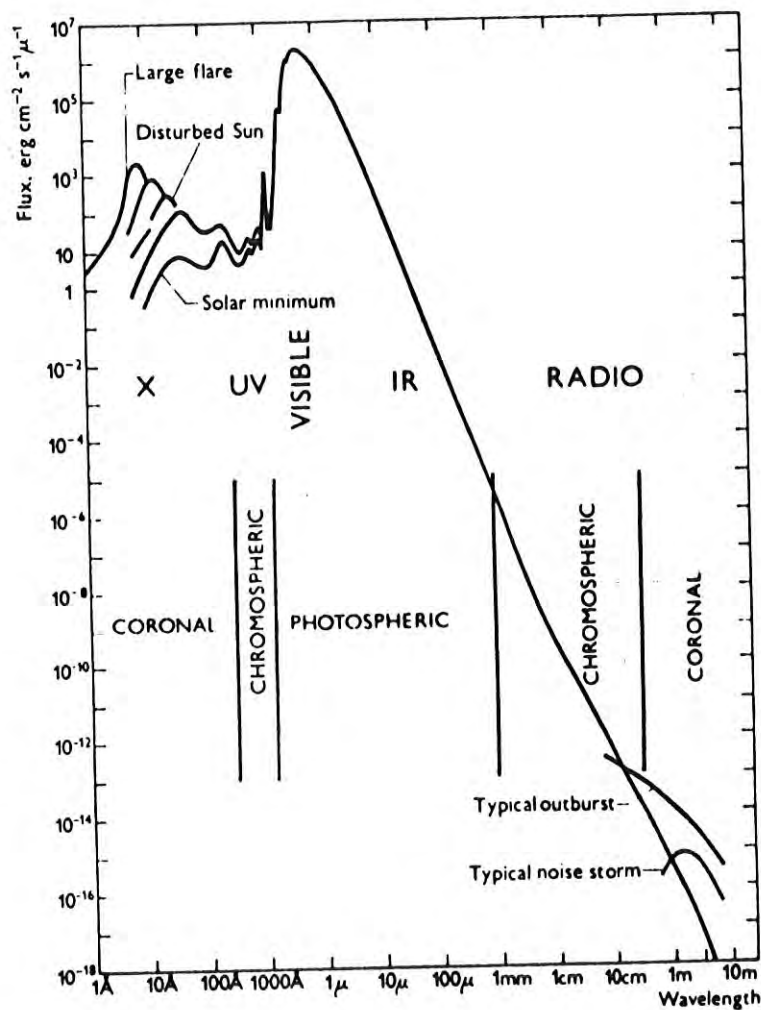
$$N_i(z) = N_i^m(\theta=0) \exp \left[ 1 - \frac{z-z_m}{H} - e^{-\frac{(z-z_m)/H}{\sec \theta}} \right]$$

$$z_m = H \ln \left[ \alpha H N_0(0) \sec \theta \right]$$

DEGRE D'IONISATION DE L'IONOSPHERE TERRESTRE

Nous pouvons maintenant tenter une première estimation de l'ordre de grandeur de la densité électronique de l'ionosphère terrestre ..... ne serait-ce que pour justifier l'hypothèse initiale que cette grandeur est très faible.

Le rayonnement ionisant sera la composante au-delà de l'ultra-violet proche solaire. Le graphique montre la distribution spectrale solaire, à la distance terrestre et à l'extérieur de l'atmosphère.



On remarque immédiatement que, par rapport au rayonnement de corps noir à 6000 K, il y a un grand excès de rayonnement de haute énergie -elle vient essentiellement de la haute couronne solaire dont la température monte jusqu'à quelques millions de degrés (vois "le Soleil", cours d'Astronomie).

Cet excès est :

- variable dans le temps ; ces variations se repercutent sur la densité électronique de l'ionosphère. Nous prendrons pour l'estimation un Soleil d'activité "moyenne"
- fonction de la longueur d'onde ; nous prendrons une valeur moyenne constante de 0 à 1000 Å

Nous voyons donc que le flux moyen entre 0 et 10000 Å est, à un ordre de grandeur près,  $\approx 50 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  par micron de bande passante, soit un flux total dans la bande 1000 Å  $\approx 50 \times 0.1 = 5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Par conséquent, le nombre de photons ionisants  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

$$\begin{aligned}
 = F_{\infty} &= \frac{\text{flux}}{h\nu} \\
 &= \frac{\text{flux} \times \bar{\lambda}}{hc} \\
 &= \frac{5 \times (500 \times 10^{-8})}{hc} \\
 &\approx 5 \times 10^{10}
 \end{aligned}$$

L'échelle de hauteur de l'atmosphère terrestre est donnée par

$$H = kT/\mu g$$

.../...

En prenant (juste pour l'estimation approchée - nous verrons que ces valeurs ne sont pas très représentatives) :

$$T \approx 300 \text{ K}$$

$$\bar{m} \approx 30 \times 10^{-24}$$

$$g \approx 1000 \text{ cm s}^{-2}$$

On trouve :

$$H \approx 10^6 \text{ cm}$$

Finalement, comme la densité atmosphérique au sol est  $\approx 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$  :

$$\begin{aligned} N_0(0) &\approx 10^{-3} / 30 \times 10^{-24} \\ &\approx 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

De plus, nous prendrons, comme valeurs caractéristiques :

section efficace pour une ionisation

$$= \alpha = 10^{-17} \text{ cm}^2$$

taux de recombinaison

$$= \beta = 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Nous pouvons donc calculer :

- altitude du maximum d'ionisation

$$z_m = H \ln [\alpha N_0(0) H]$$

$$= 10^6 \ln (3 \times 10^8)$$

$$\approx 200 \text{ km}$$

- densité électronique au maximum

$$\begin{aligned}
 N_e^m &= [F_{\infty} / e \beta H]^{1/2} \\
 &= [5 \times 10^{10} / 10^6 \times 10^{-7} \times e]^{1/2} \\
 &\approx 4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}
 \end{aligned}$$

- Nombre de particules neutres à  $z_m$  :

$$\begin{aligned}
 N_0(z) &= N_0(0) e^{-z/H} \\
 &\approx 3 \times 10^{19} e^{-200/10} \\
 &\approx 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}
 \end{aligned}$$

Ce nombre est très supérieur à la densité électronique, ce qui justifie le procédé de calcul utilisé.

Enfin, il est intéressant de constater que une telle couche pourrait avoir des conséquences observables en ce qui concerne la propagation de certaines ondes hertziennes

On sait que, à tout plasma, est associé une fréquence critique  $\nu_n$  :

$$\nu_n = \left( \frac{e^2 N_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \approx 9 \times 10^3 N_e^{1/2} \text{ Hz}$$

Des ondes dont les fréquences sont inférieures à cette "fréquence de plasma" sont réfléchies, tandis que les fréquences supérieures sont transmises.

Dans le cas de l'ionosphère terrestre, au maximum :

$$\nu_n \approx 9 \times 10^3 \times (4 \times 10^5)^{1/2} \approx 6 \text{ MHz}$$

ce qui correspond à une longueur d'onde de

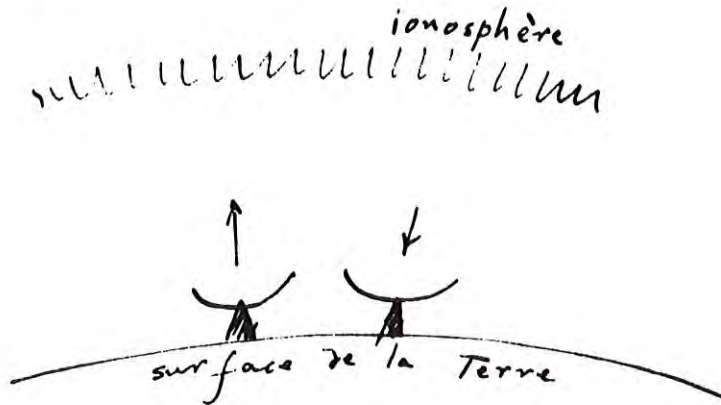
$$\begin{aligned}
 \lambda_n &\approx 3 \times 10^{10} / 6 \times 10^6 \text{ cm} \\
 &\approx 50 \text{ m.} \quad \dots/\dots
 \end{aligned}$$

Ce phénomène nous donne un moyen relativement simple d'étudier expérimentalement l'ionosphère terrestre.

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'IONOSPHERE TERRESTRE

Nous avons vu que, d'après les calculs très approchés, l'ionosphère de la Terre devrait réfléchir des ondes dont les fréquences sont inférieures à de l'ordre de 6 MHz

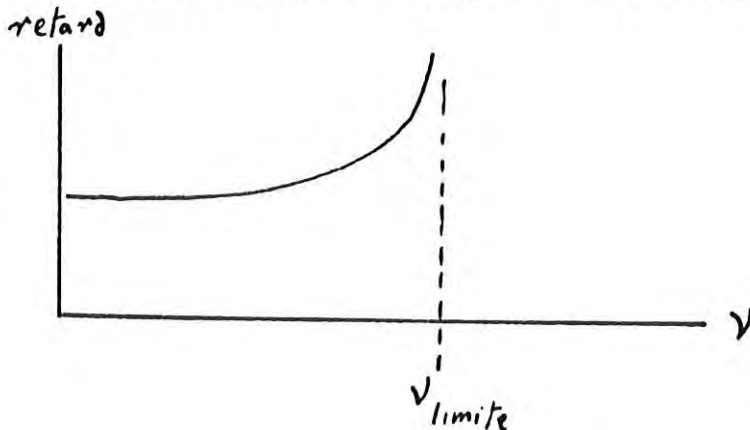
Considérons le dispositif suivant :



Un émetteur au sol transmet verticalement une courte impulsion (durée  $\lesssim 100$  s) à une fréquence  $\nu$ .

Question : Quel est le sens physique d'une impulsion courte (donc non-monochromatique) ayant une fréquence donnée ?

Ce signal est réfléchi par une couche ionosphérique et revient, avec un retard  $\tau$ , à un récepteur placé dans le voisinage de l'émetteur (en pratique, l'émetteur et le récepteur peuvent faire partie d'une même installation). En variant la fréquence du signal émis, on remarque que le retard en est fonction ; en général, la variation du retard en fonction de la fréquence suit la courbe suivante :



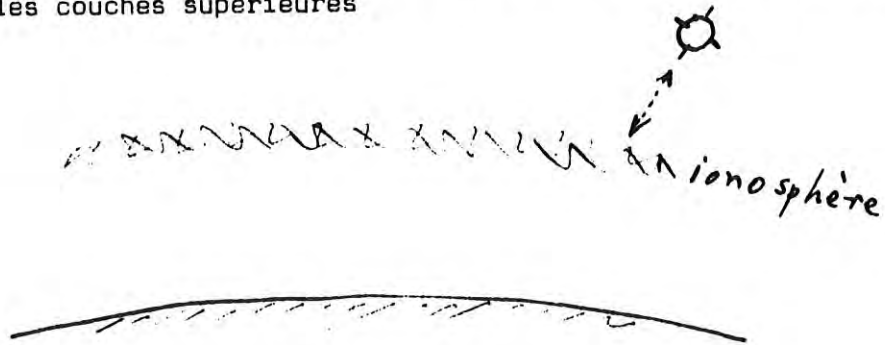


en particulier, on remarque une fréquence limite au-delà de laquelle plus aucun "écho" n'est reçu.

L'interprétation de ce comportement est très simple. Un retard donné correspond à une altitude particulière à laquelle s'est effectué le reflet ; la fréquence correspondante indique la fréquence du plasma, et donc la densité électronique, à cette altitude. Par conséquent, la variation du retard en fonction de la fréquence nous donne directement (mais voir plus loin) le profil  $N_e(z)$  ; il y a une fréquence limite au delà de laquelle plus aucun échos ne revient, car la densité électronique atteint une valeur maximale.

Par conséquent, les émetteurs au sol ne peuvent étudier que les couches en dessous de  $Z_m$ .

En plaçant des dispositifs semblables en satellite, on peut à l'aide du même principe étudier les couches supérieures



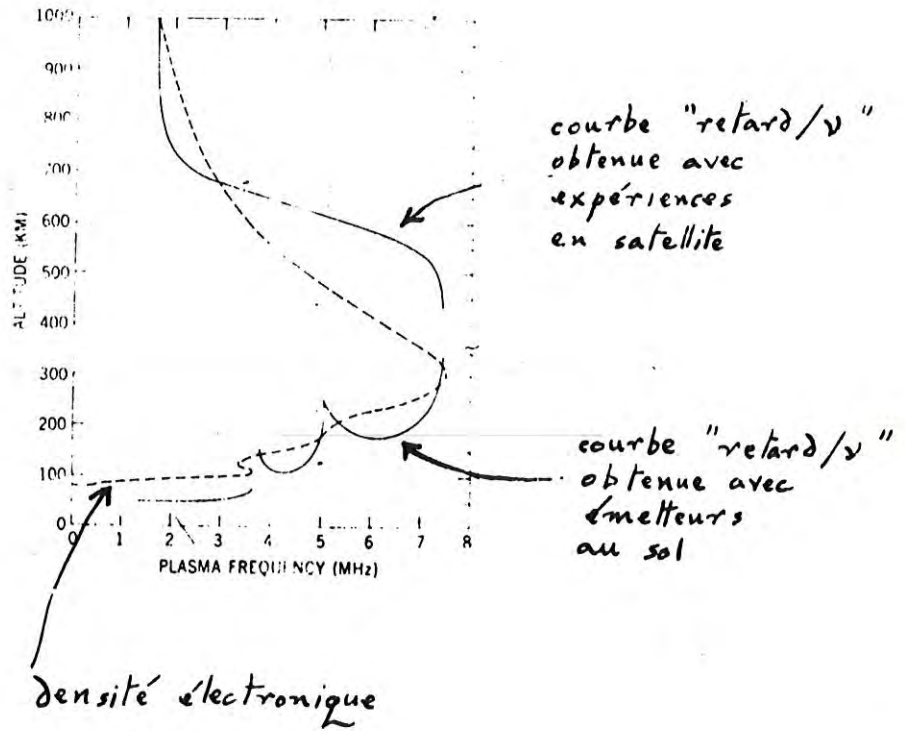
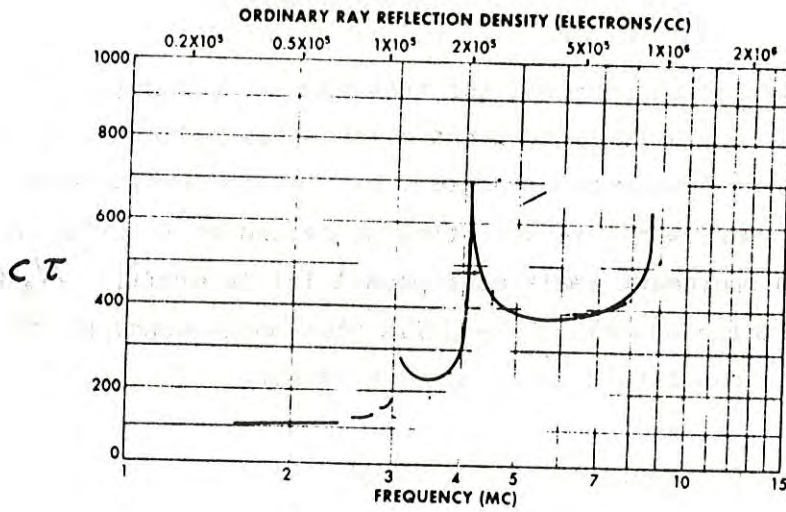
On appelle cette méthode "le sondage ionosphérique"

Soulevons ici un petit détail concernant la transformation du "retard" en "altitude" de la couche réfléchissante. En toute rigueur, l'altitude n'est pas donnée par  $c\tau$ , car l'onde traverse des régions où l'indice de réfraction  $\neq 1$  ; en effet :

$$z = c\tau/\mu$$

où :

$\mu$  = indice de réfraction, obtenue d'après la densité électronique

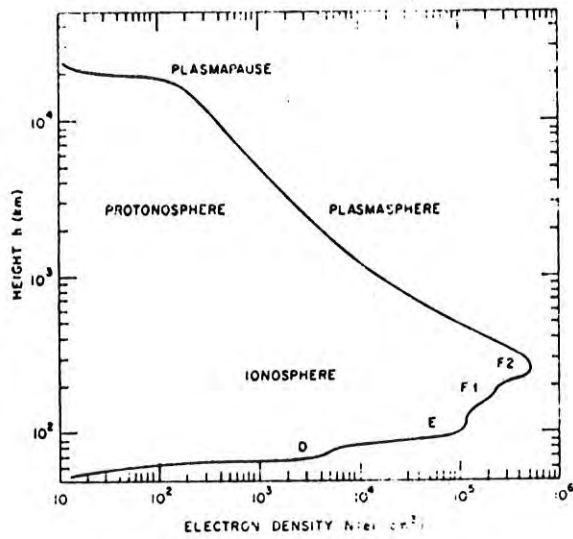


Les résultats obtenus par ces méthodes montrent :

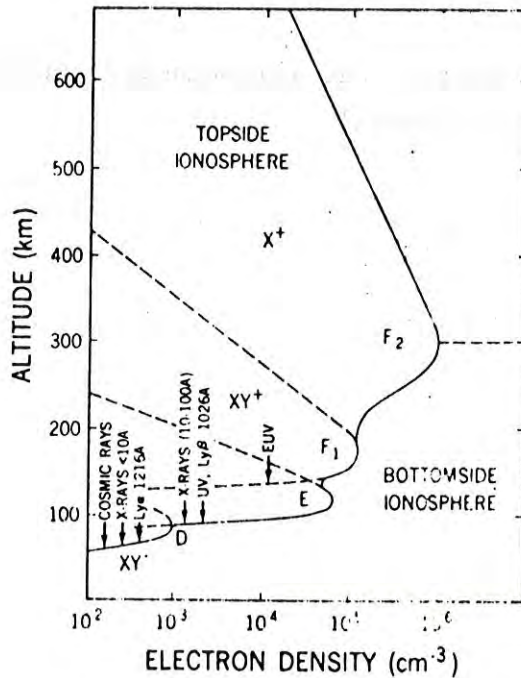
- un accord assez satisfaisant avec les calculs simplifiés ; en particulier, le profil  $N_e(z)$ , ainsi que  $Z_m$  et  $N_e^m$  vérifient à un ordre de grandeur près la théorie simple.

- des écarts par rapport à la théorie. Ces écarts se présentent sous forme de "pics" superposés sur la variation globale.

Les écarts peuvent être interprétés comme étant dûs à la superposition de quelques couches indépendantes.



A typical daytime profile of the ionosphere



La présence de telles couches, où la théorie prévoit une seule, suggère que l'atmosphère est stratifiée, chaque couche étant produite par un ensemble de processus particuliers. Il faut donc considérer plus en détail les constituants atmosphériques et leur distribution.

CONSTITUANTS ATMOSPHERIQUES

Constituant	Rayonnement ionisant Å
O <sub>2</sub>	1025
N <sub>2</sub>	795
O	910
N	852
NO	1340
H	912
He	504

DISTRIBUTION DES CONSTITUANTS

Z en km	Constituants importants
0 - 50 km	O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub>
50 - 100 km	O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , O , NO
100 - 500 km	N <sub>2</sub> , O

Nous avons déjà vu que l'échelle de hauteur  $H$  d'un gaz est fonction de sa masse moléculaire ; par conséquent, chaque constituant aura sa valeur de  $H$  et donc toutes les grandeurs qui en dépendent seront différentes pour chaque constituant

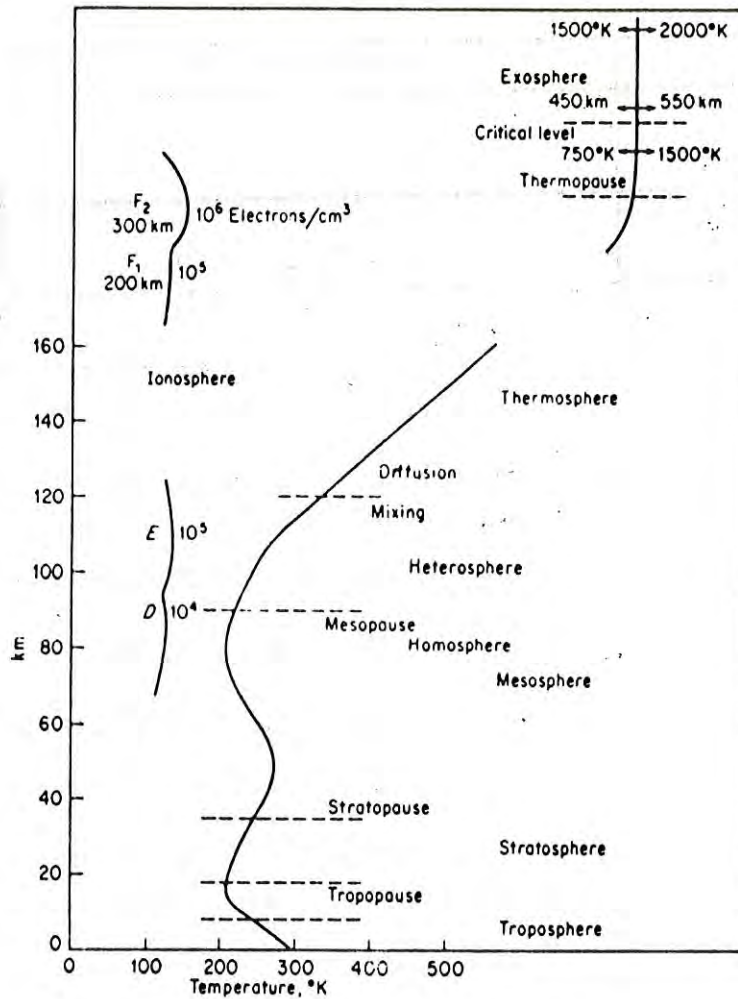
La section efficace pour une ionisation,  $\alpha$  , est différente pour chaque atome ou molécule.

Chaque constituant s'ionise à une autre longueur d'onde. Comme le flux de rayonnement solaire est fonction de la fréquence, c'est comme si, pour chaque constituant, on avait une autre valeur de  $F_{\infty}$ .

Finalement, comme la composition chimique et la densité sont fonction de l'altitude, les processus de recombinaison en sont aussi.

Dans la suite, nous résumons les propriétés physiques des couches reconnues comme distinctes.

LES COUCHES IONOSPHERIQUES DE LA TERRE



A schematic diagram illustrating atmospheric nomenclature.

Région F

Le maximum de  $N_2$  se trouve à environ 300 km.

Comme les constituants principaux sont l'oxygène atomique et l'azote moléculaire, l'ionisation s'effectue principalement par l'absorption du rayonnement des longueurs d'onde plus courtes que 900 Å environ - soit U-V → rayons X :

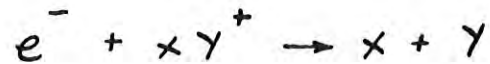


3 types de processus peuvent éliminer les électrons libres :

a) recombinaison radiative avec un ion atomique :



b) recombinaison avec un ion moléculaire, suivie de la dissociation de la molécule



c) "attachement" à un atome neutre, pour former un ion négatif :



Les processus (a) et (b) sont très différents en ce qui concerne leur probabilité. Le processus (a) aboutit à une seule particule massive ; or, comme il est difficile dans ce cas de conserver simultanément l'énergie et la quantité de mouvement, sa probabilité est relativement faible dans un gaz très tenu. C'est le processus responsable pour les combinaisons dans les régions HII, où nous avons utilisé un taux d'environ  $4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  et c'est le même ordre de grandeur pour la haute ionosphère terrestre. Un moyen de rendre le processus (a) beaucoup plus probable est d'avoir un troisième corps dans le voisinage de la recombinaison - ce corps "aide" à vérifier la conservation d'énergie et de quantité de mouvement. Toutefois, les "collisions" à trois corps sont très peu probables dans un gaz tenu - cet échappatoire n'est donc disponible que dans les couches ionosphériques plus basses.

Dans la couche F, on a des ions  $O^{+}$  et  $N_2^{+}$ .

En ce qui concerne les  $N_2^{+}$ , une recombinaison dissociative peut agir de façon efficace : son taux est de l'ordre de  $2 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , ce qui donne une durée de vie de :

$$1 / (2 \times 10^{-8} N_e) \quad \text{sec}$$

Vers 250 Km,  $N_e \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , d'où la durée de vie  $\approx 50 \text{ s}$ .

Par conséquent, l'azote moléculaire disparaît très rapidement dès que la source ionisante est arrêtée.

Par contre, la durée de vie de l'oxygène ionisé contre la recombinaison radiative est de l'ordre de  $1 / (10^{-12} \times 10^6) \approx 10^6 \text{ s}$ . En fait l'oxygène ionisé disparaît à l'aide d'un processus indirect d'échange de charge :



suivis de :



On remarque que la recombinaison dissociative de  $O_2^+$  et  $NO^+$  peut produire des atomes en états excités, qui se dés excitent avec émission des photons : ce processus est responsable pour le phénomène de "luminescence nocturne" observée à des hautes altitudes.

Comme la recombinaison dissociative est très rapide, le taux global de la disparition des électrons sera déterminé par le taux des réactions d'échange de charge, un taux qui est proportionnel à la densité ionique, qui est égale à la densité électronique (contrairement au cas des recombinaisons radiatives, où le taux est proportionnel à  $N_e^2$ )

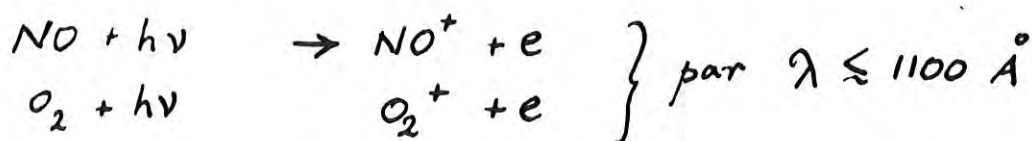
Des calculs montrent que la durée de vie des électrons est de l'ordre de 5 heures à une altitude de 350 km, et 40 heures à 500 km : on comprend alors comment la Terre garde une ionosphère même pendant la nuit, et pourquoi son maximum est plus élevé la nuit

Région E

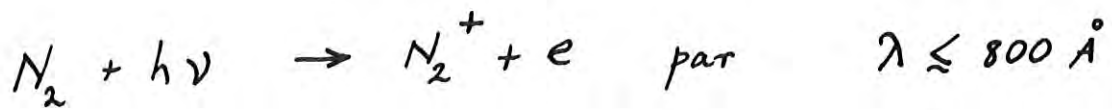
$$85 \lesssim z \lesssim 150 \text{ km}$$

$$z_m \approx 110 \text{ km}$$

Les processus principaux d'ionisation sont :







Comme les ions sont moléculaires, la recombinaison dissociative est le mécanisme principal pour l'élimination des électrons :



A 110 km environ :

$$N_e \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

Par conséquent :

$$\text{Durée de vie} = 1/(2 \times 10^{-8} \times 10^5) \approx 500 \text{ s.}$$

Il s'ensuit que la région E disparaît rapidement la nuit.

#### Région D

$$60 \lesssim Z \lesssim 85 \text{ km}$$

Le processus d'ionisation est fonction de l'altitude

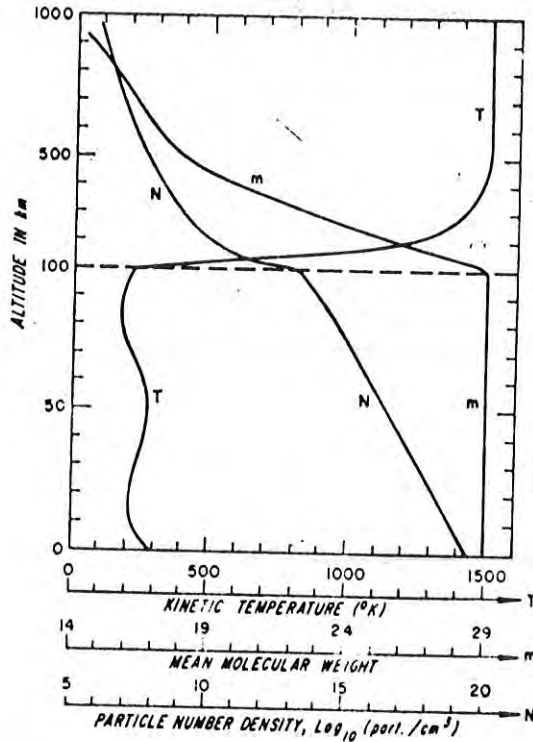
$Z \lesssim 70 \text{ km}$ : ionisation par les rayons cosmiques

$Z \gtrsim 70 \text{ km}$ : " des traces de NO par  $\lambda < 1216 \text{ \AA}$

Par ailleurs, quand le Soleil est particulièrement actif, le flux du rayonnement X augmente et peut pénétrer jusqu'à la région D : ceci provoque l'ionisation supplémentaire de  $O_2$  et  $N_2$  et peut déclencher des perturbations importantes radio.

Quelques modifications à apporter à l'analyse simplifiée

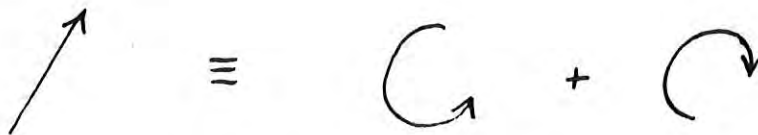
Distribution de la température, densité et composition chimique avec l'altitude



Effet sur la propagation des ondes hertziennes du champ magnétique terrestre.

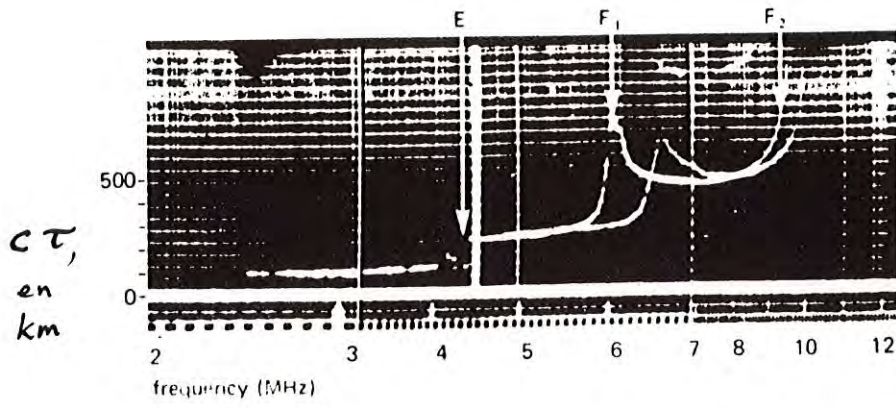
Comme il est montré dans "Propagation dans les plasmas", un plasma dans un champ magnétique est un milieu birefringent en ce qui concerne les ondes hertziennes ; l'indice de réfraction, et donc la vitesse de propagation, sont fonction du sens de la polarisation circulaire.

Or, une onde polarisée arbitrairement peut être décomposée en deux ondes (de polarisation circulaire opposée) :

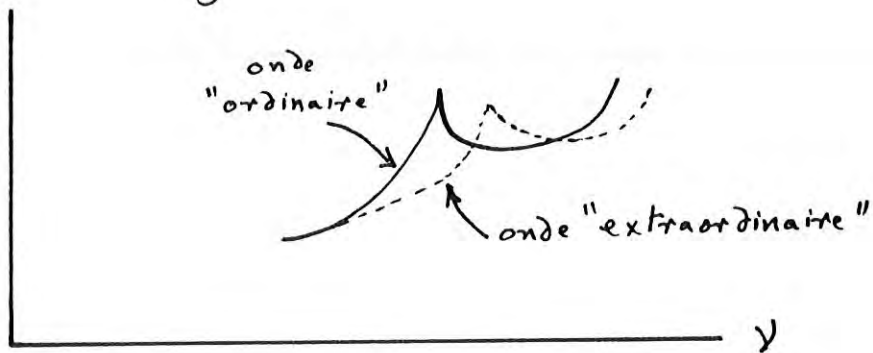


Par conséquent, une onde arbitraire, au cours de son passage dans l'ionosphère, se divise en deux ondes : une onde "ordinaire" et une onde "extraordinaire". Ce phénomène est observé dans les expériences de sondage ionosphérique : un signal est émis, mais deux reviennent avec un retard relatif. Les deux signaux correspondent aux ondes "ordinaire" et "extraordinaire". Le phénomène est analogue au "birefringence" optique.

An ionogram showing partial split of the F layer into the F1 layer (or ledge) and the F2 layer. The penetration frequencies are marked at E, F1, and F2. The trace is doubled by magneto-ionic splitting.



altitude du reflet

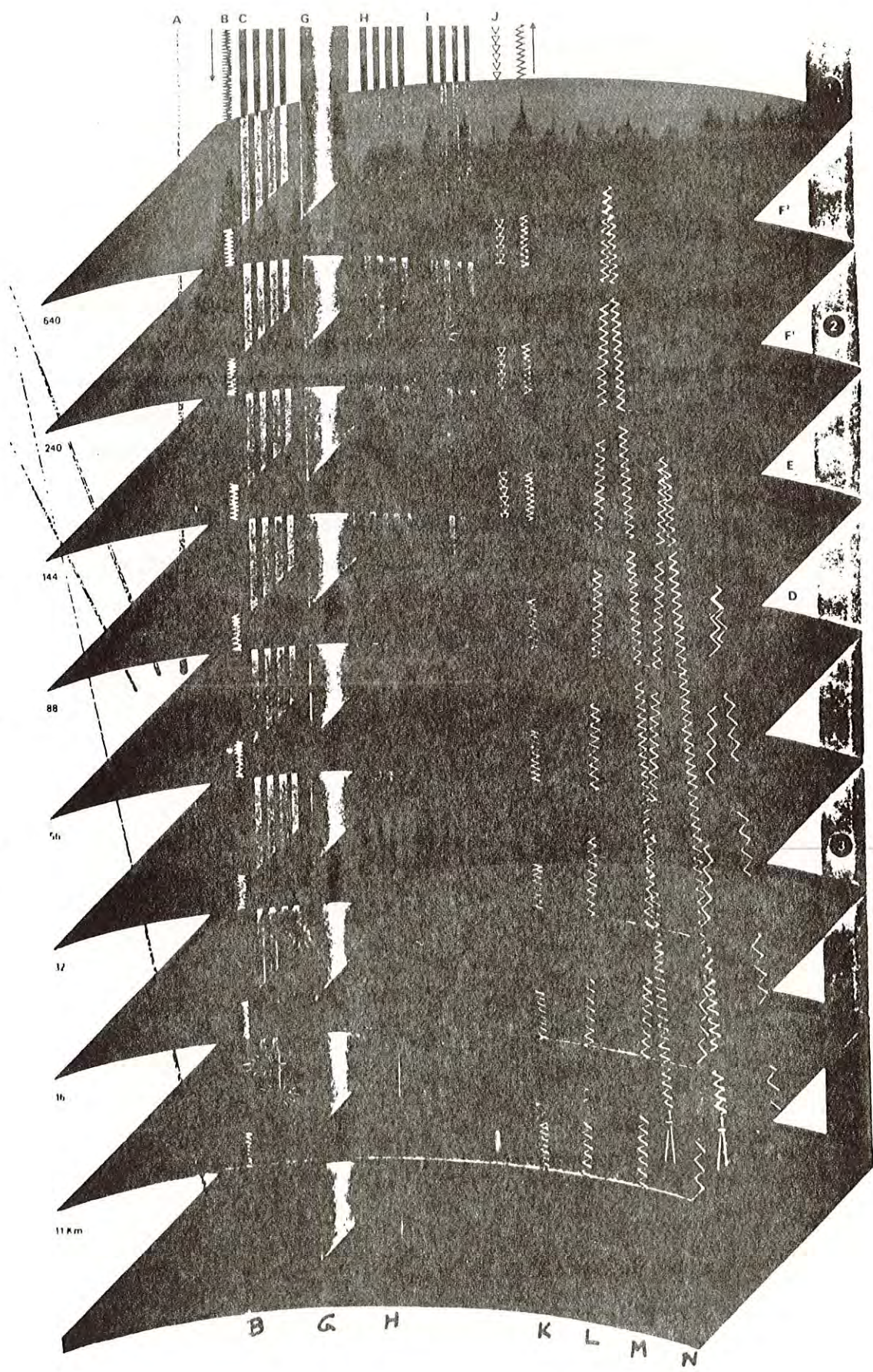




Ionosphère terrestre : résumé

**Explication du diagramme (à droite)**

- 1. Exosphère ; 2. Ionosphère ;
- 3. Stratosphère ; 4. Troposphère
- (A) Météores ; (B) ondes radio de l'espace ;
- (C) rayonnement infrarouge ;
- (D) couche D ; (E) couche E ;
- (F1) couche F1 ; (F2) couche F2 ;
- (G) lumière visible ;
- (H) rayonnement ultraviolet qui pénètre l'atmosphère ;
- (I) rayonnement ultraviolet qui forme les couches ionisées ;
- (J) rayons X absorbés par l'ionosphère ;
- (K) diffusion des ondes ultra-courtes ;
- (L) diffusion des ondes courtes ;
- (M) diffusion des ondes moyennes ;
- (N) diffusion des grandes ondes.



INTERACTION D'UN ENVIRONNEMENT PLANETAIRE AVEC LE MILIEU INTERPLANETAIRE

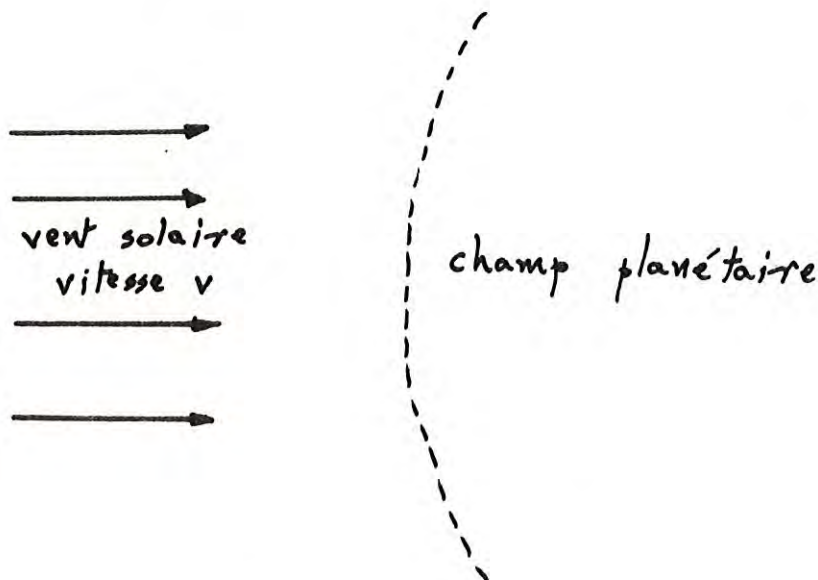
Les planètes, avec leurs ionosphères et (éventuellement) leur champs magnétiques, ne sont pas isolées : elles "baignent" dans le vent solaire, qui est constitué d'un flux de matière ionisée issue du Soleil, et dans le champ magnétique interplanétaire, aussi centré sur le Soleil.

Limite du champ magnétique terrestre

Comme le milieu interplanétaire est très conductible, le champ magnétique terrestre exerce sur lui une pression. De même, le mouvement systématique du vent solaire crée une pression opposée.

Quand la pression du champ terrestre dépasse celle du vent solaire, les particules du vent sont déviées autour du champ terrestre - dans ce sens, on peut considérer que le champ terrestre "isole" le milieu planétaire du milieu interplanétaire.

Pour estimer jusqu'à quelle distance le champ terrestre joue ce rôle de "barrière", considérer une surface quelconque entre le vent solaire et le champ terrestre (on traitera ici seulement le cas où le vent s'oppose au champ - bien sûr, derrière la planète, par rapport au vent, le champ terrestre continuera beaucoup plus loin).



Considérons un élément de surface perpendiculaire à la direction du "vent". La pression due au mouvement d'ensemble du vent est donnée par :

$$\begin{aligned} & [ m v - (- m v) ] \times N v \\ & = 2 m N v^2 \end{aligned}$$

où :

$$\begin{aligned} N & = \text{nombre de particules cm}^{-3} \\ m & = \text{masse de chaque particule} \end{aligned}$$

Par contre, par suite de l'interaction des électrons avec le champ magnétique, le champ exerce sur le plasma une pression :

$$H^2 / 8 \pi$$

où :

$$H = \text{champ, en Gauss}$$

Un cas limite se présente pour :

$$\frac{H^2}{8 \pi} = 2 m N v^2$$

On définit ainsi une surface critique, à l'intérieur de laquelle le champ terrestre "l'emporte" sur la pression du vent.

Si l'on suppose que le champ terrestre est dipolaire, on montre que dans le plan équatorial :

$$H = H_0 \left[ R_{\oplus} / r \right]^3$$

où

$$H_0 = \text{champ à la surface}$$

$$r = \text{distance du centre}$$

$$R_{\oplus} = \text{rayon de la Terre}$$

Par conséquent, la distance  $r_0$  dans la direction opposée au mouvement du vent solaire, où se termine le champ terrestre, est donnée par

$$\frac{H_0^2}{8\pi} \left[ \frac{R_\oplus}{r_0} \right]^6 = 2 m N v^2$$

soit

$$r_0 \approx \left[ \frac{H_0^2}{16\pi m N v^2} \right]^{1/6} R_\oplus$$

On a :

$$H_0 \approx 0.3 \text{ gauss}$$

$$N \approx 5 \text{ cm}^{-3}$$

$$v \approx 400 \text{ km s}^{-1}$$

} dans le  
voisinage de  
la Terre

Donc

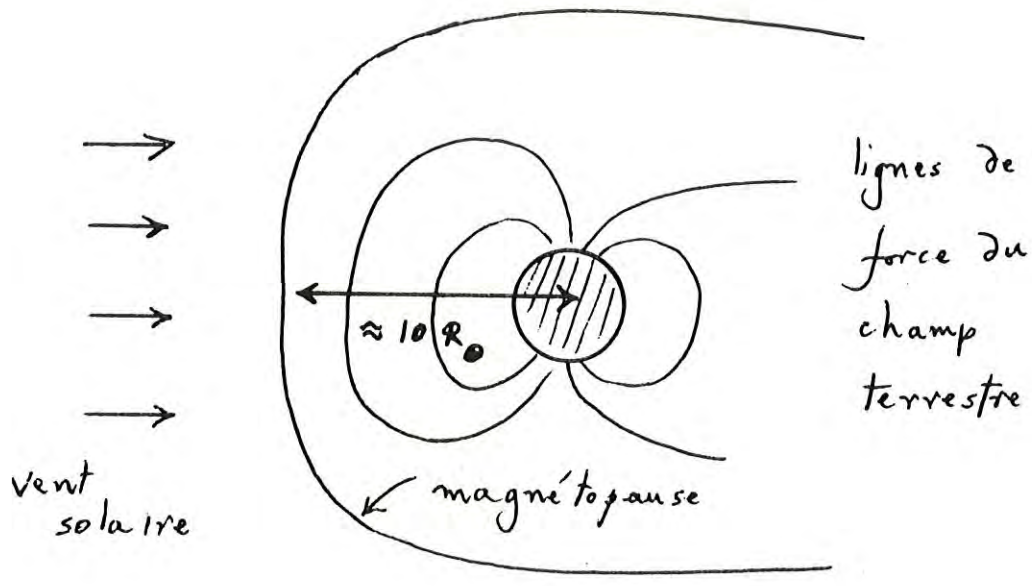
$$r_0 \approx 10 R_\oplus$$

En résumé, l'interaction du plasma interplanétaire avec le champ magnétique terrestre crée une "surface séparatrice" : les particules du vent solaire sont contraintes de contourner cette surface.

Elle s'appelle "le magnétopause"

.../...

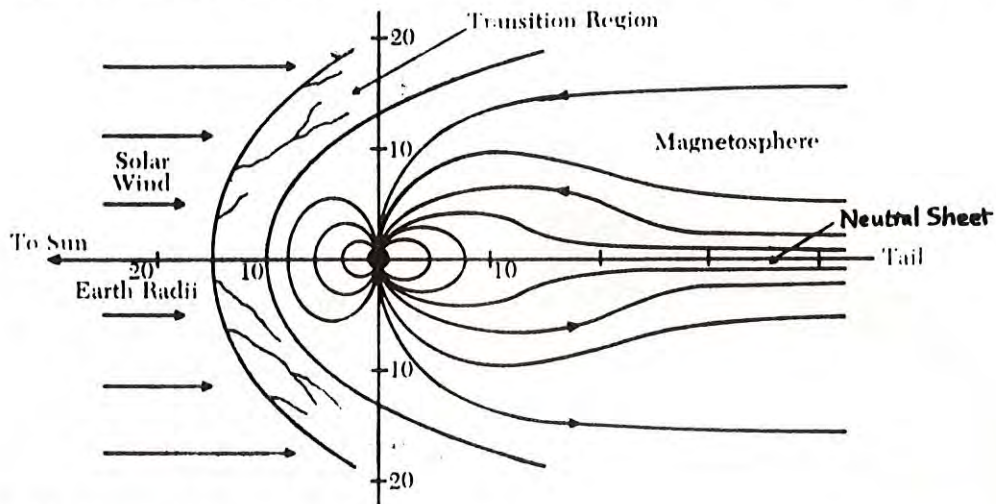




Nous avons simplifié cette analyse considérablement :

- les lignes de force ne sont pas rigides ; par conséquent, il y a un effet de "compression" du champ du côté du vent solaire, ce qui rend le champ asymétrique et diminue un peu la valeur de  $r_0$ .

- la forme de la magnétopause est très complexe, surtout derrière la Terre, où les lignes de force dans son voisinage sont "étirées" par le mouvement du plasma pour former une sorte de queue" magnétique. Dans une première approximation, sa forme est celle d'un cylindre, de rayon  $22 R_0$  environ et s'étend jusqu'à au moins  $100 R_0$ .



La "queue" géomagnétique

- On remarque que, derrière la Terre, les champ est très déformé : en particulier, il existe une "couche" essentiellement sans champ, entre les lignes de force "sortant" et les lignes de force "entrant".

- le flux du vent solaire est variable, selon l'activité solaire ; par conséquent, la distance de la magnétopause varie aussi :

$$7 R_{\oplus} \lesssim r_c \lesssim 12 R_{\oplus}$$

Limite de l'ionosphère terrestre

Le champ magnétique terrestre "tourne" avec la rotation de la Terre. Par conséquent, les particules chargées seront entraînées à la vitesse angulaire de rotation terrestre. Or, au-delà d'une distance critique  $r_1$ , la force centrifuge dépassera la force d'attraction gravitationnelle et le plasma ne sera plus lié à la Terre.

$r_1$  est donnée par

$$\Omega^2 r_1 = GM_{\oplus} / r_1^2$$

où

$\Omega$  = vitesse angulaire de rotation de la Terre

Donc

$$r_1 \approx \left[ \frac{GM_{\oplus}}{\Omega^2} \right]^{1/3} = \left[ \frac{g_{\oplus}}{\Omega^2 R_{\oplus}} \right]^{1/3} R_{\oplus}$$

où

$g_{\oplus}$  = accélération gravitationnelle

On trouve ainsi :

$$r_1 \approx 6.6 R_{\oplus}$$

Ceci définit une zone, à l'intérieur de la magnétosphère, qui contient le plasma terrestre ; on appelle la surface critique à  $r_1$ , la plasmopause.



**La forme de la magnétosphère**

La magnétosphère a la forme d'une larme, dont la pointe est à l'opposé du Soleil. En direction du Soleil, la magnétosphère terrestre ne s'étend pas au-delà de 65 000 km, mais elle atteint des distances bien supérieures du côté opposé. Le vent solaire (Y) en provenance du Soleil rencontrant le champ magnétique, une onde de choc prend naissance. Au sein d'une région turbulente de l'onde de choc, il existe une frontière bien définie, la magnétopause (Z). La magnétosphère proprement dite se situe du côté de la Terre, en deçà de la magnétopause. Du côté obscur, loin du Soleil, l'onde de choc faiblit progressivement et devient indécélable.

Notre valeur de  $\tau_1$  est une surestimation ; -en effet, on a supposé que le plasma soit en corotation jusqu'à des altitudes très élevées.

En pratique, cette corotation s'arrête plus bas -vers  $4 R_{\odot}$  - le plasmopause est donc à  $\approx 4R_{\odot}$  environ.

### Effet de la vitesse du vent solaire

La vitesse de propagation des ondes sonores dans un gaz est donnée par

$$v_{\text{son}} \approx \left[ \frac{\gamma k T}{\mu} \right]^{1/2}$$

où :

$\gamma$  = rapport des chaleurs spécifiques

$T$  = température

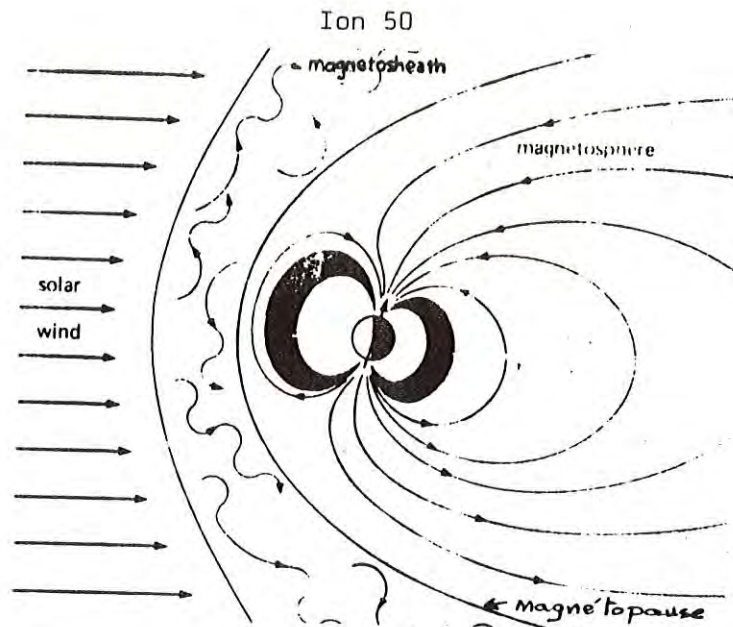
$\mu$  = masse moléculaire

Pour le plasma interplanétaire dans le voisinage terrestre, on a (à un ordre de grandeur près) :

$$v_{\text{son}} \approx \left[ \frac{10^{-16} \times 10^5}{10^{-24}} \right]^{1/2}$$

$$\approx 30 \text{ km s}^{-1}$$

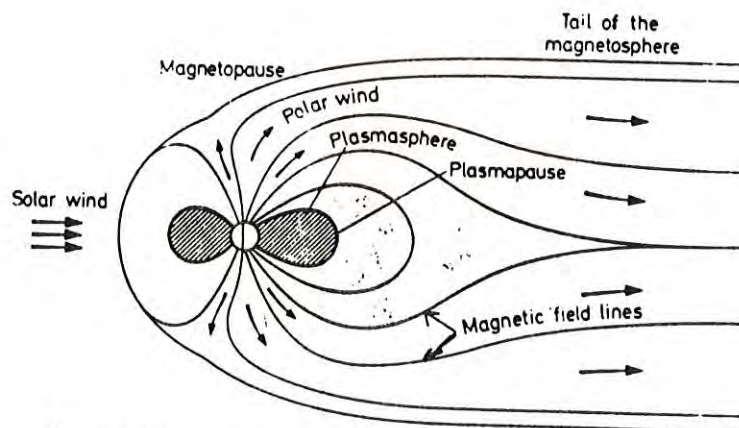
Or, la vitesse du vent solaire par rapport à la Terre est d'environ  $400 \text{ km s}^{-1}$  ; par conséquent, il est supersonique, et il se forme à une petite distance devant la magnétopause, un choc, qui représente l'endroit où la magnétosphère se confond avec le vent solaire. Entre ce choc et la magnétopause est une région turbulente de transition - la "magnétogaine" ("magnétosheath" en anglais).



### Mouvement des particules chargées dans la magnétosphère terrestre

En général, une particule chargée suit un chemin hélicoïdal autour des lignes de force.

On remarque tout d'abord que, à cause de l'interaction avec le vent solaire, certaines lignes de force du champ dipolaire terrestre ne sont pas "fermées", mais font une queue qui se confond finalement avec le champ interplanétaire. Par conséquent les particules dirigées par ces lignes de forces sont "perdues" **par la Terre**. C'est le "vent polaire" terrestre.

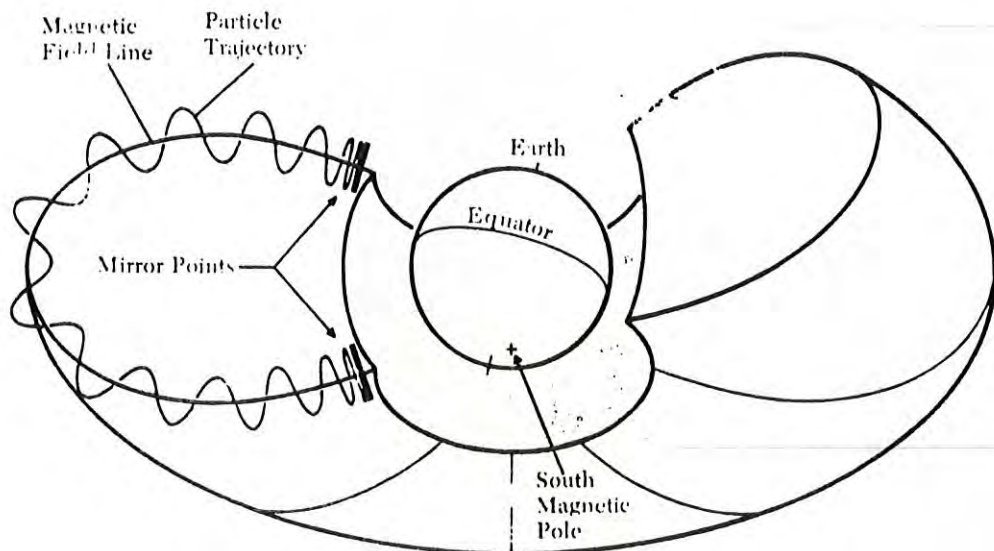


. Ionosphere — magnetosphere configuration for Earth showing the corotating plasmasphere and the polar wind region associated with the open geomagnetic tail.

Par contre, en ce qui concerne les lignes de forces "fermées", une particule peut en principe, par leur intermédiaire, passer d'un hémisphère à l'autre. Un phénomène particulier peut en plus assurer que certaines particules passent continuellement d'hémisphère en hémisphère, étant en quelque sorte "réfléchies" à certains endroits sur les lignes de force. La raison est la suivante : on remarque que, en se rapprochant d'un pôle, une particule chargée ressent un champ magnétique de plus en plus fort (les lignes de forces se "rapprochent" de plus en plus). Si le champ devient trop intense, la direction de propagation de la particule peut être inversée, et elle repart dans l'autre sens .... et un phénomène analogue se reproduira à l'autre pôle, et ainsi de suite.

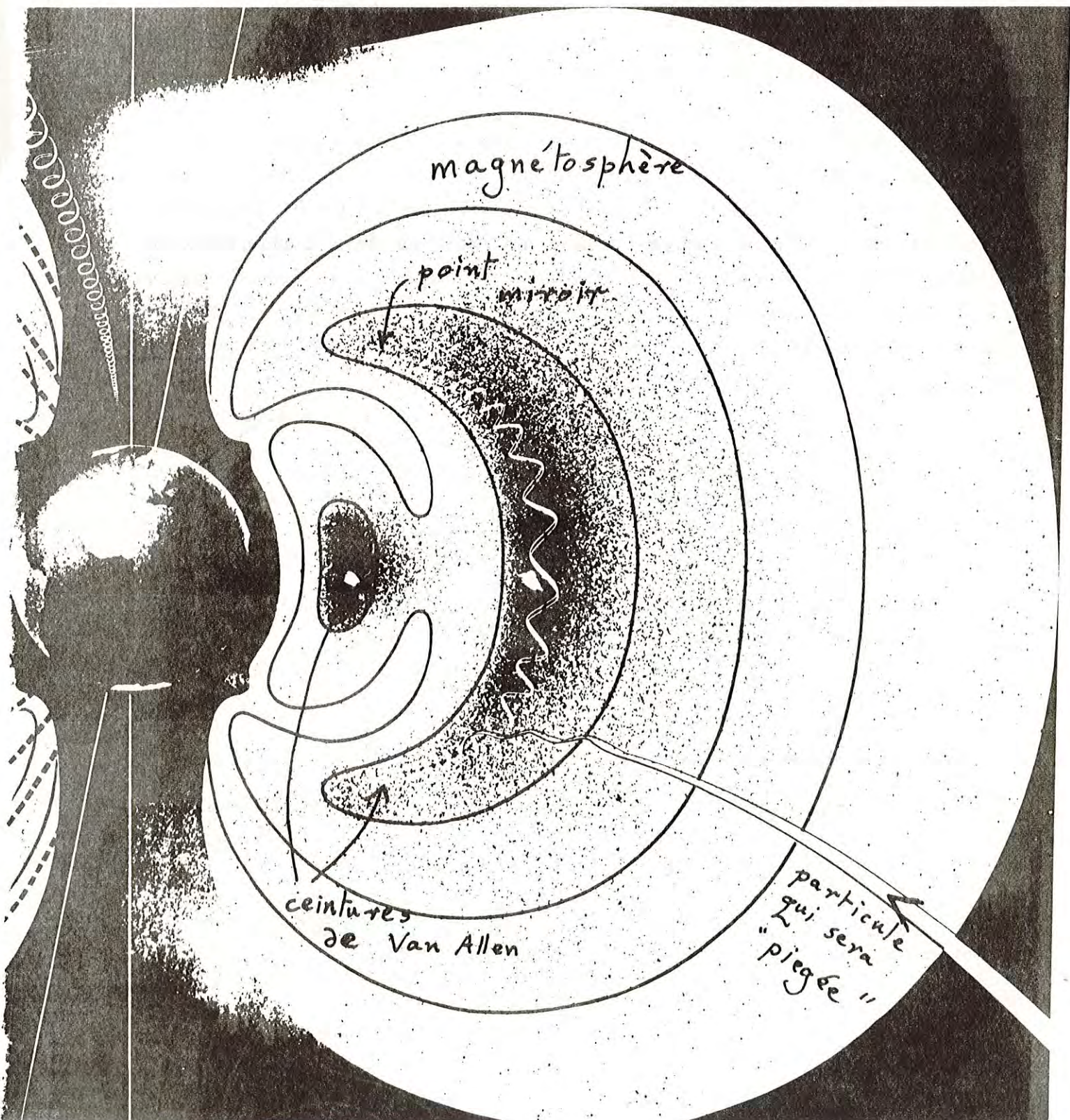
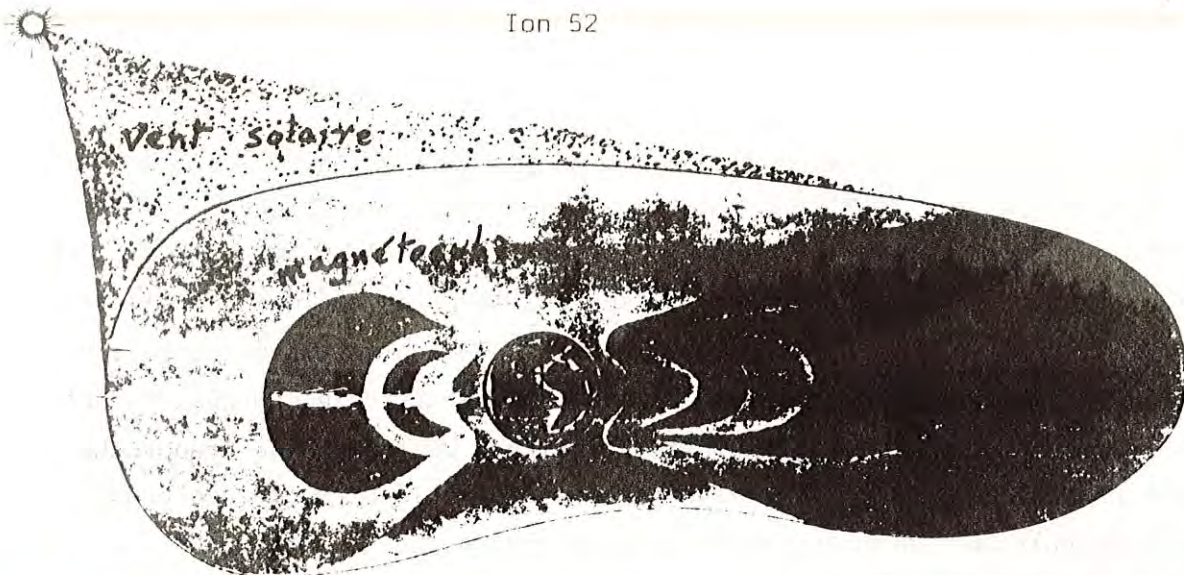
On appelle ces points les "points miroirs" et une particule peut, en principe, être ainsi piégée pendant très longtemps (un temps long par rapport au temps de passage de pôle à pôle, environ 3 s.)

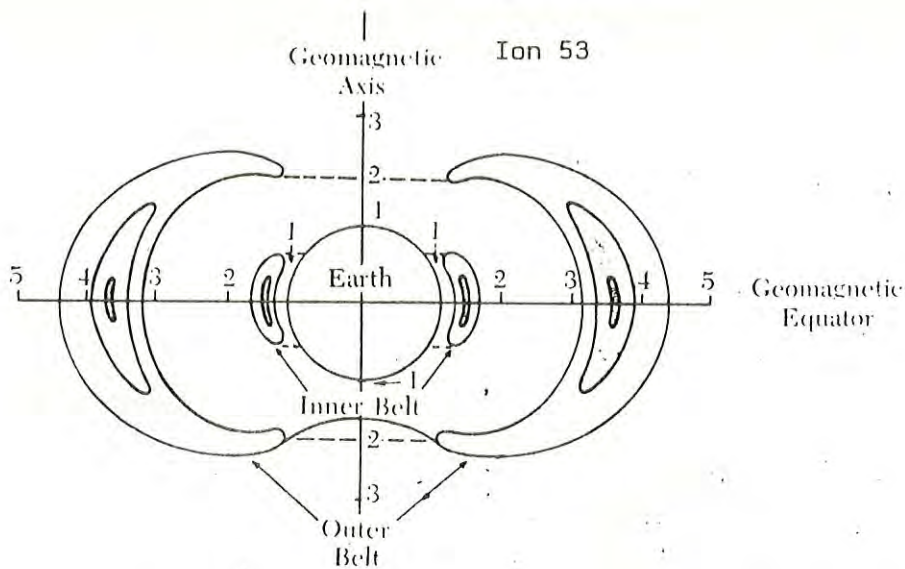
Seuls les collisions avec les autres particules de la plasmasphère peuvent "libérer" une particule de ce piège. Loin de la Terre, les chocs sont rares et donc inefficaces ; par contre, près de la Terre les chocs sont importants. Donc, si les "points miroirs" se trouvent à l'extérieur de la partie dense de l'atmosphère, le piégeage est très important ; sinon, le transfert des particules vers les couches basses est grand. On peut ainsi définir des zones où des particules d'une certaine énergie donnée seront piégées - ce sont les "ceintures de Van Allen".



On trouve en fait 2 ceintures principales, selon l'énergie des particules  
 (a) une ceinture interne, à environ  $1.5 R_E$  ayant des électrons  $\approx 30$  MeV et des protons  $\approx 50$  MeV.

b) une ceinture externe, à  $\approx 3.5 R_E$  avec des électrons et des protons moins énergétiques; cette ceinture n'est pas très stable.





*The Van Allen Radiation Belts. The radiation belts are shown to scale with the Earth. All dimensions are given in Earth radii ( $R_E$ ).*

### La Magnétosphère de Jupiter

Le champ magnétique de Jupiter est très intense -on trouve une valeur d'environ 10 gauss au sommet des nuages. Comme dans le cas de la Terre, on s'attend à ce qu'il y ait une interaction avec le vent solaire : on calcule ainsi que la magnétopause se trouve à  $\approx 50$  rayons joviens.

Le champ magnétique est "entraîné" par la rotation de la planète: les particules chargées le seront aussi. On trouve ainsi que la force centrifuge dépasse la force gravitationnelle à environ  $2.2. R_J$ .

Toutefois, le champ magnétique étant si intense, on s'attend à ce que la corotation s'étende jusqu'à la magnétopause ; par conséquent, les particules chargées entraînées par le champ magnétique au delà de  $2.2. R_J$  peuvent être accélérées à des énergies relativement élevées.

Comme dans le cas de la Terre, des particules chargées peuvent être piégées, pour former des "ceintures".

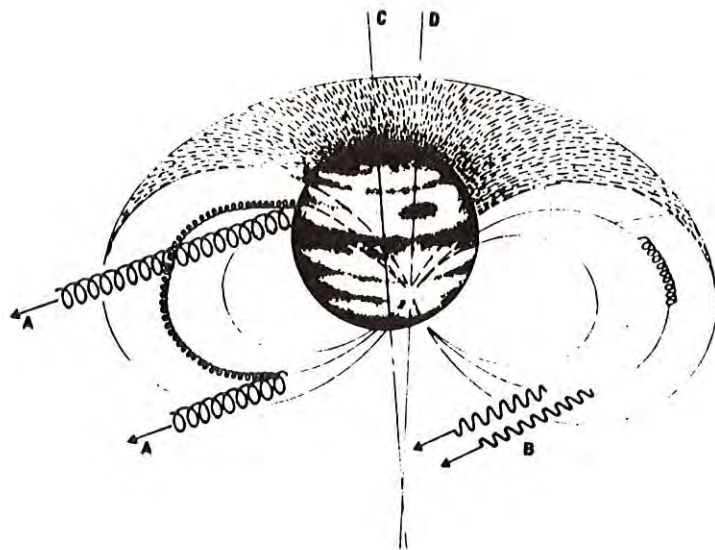
Un phénomène important est l'interaction de  $Io$  avec l'environnement jovien : on pense maintenant qu'un "tube de force" magnétique lie Jupiter avec ce satellite. On interprète certaines éruptions décamétriques joviennes par la propagation des particules le long de ce "tube de force".

### Cas de Saturne

La sonde Pionnier XI, qui est passé dans le voisinage de Saturne en 1979, a mis en évidence un champ magnétique (de l'ordre de 0.3 gauss au niveau de la haute atmosphère) ainsi que des ceintures de particules analogues à celles de la Terre et de Jupiter.

Toutefois, les satellites internes de Saturne, ainsi que ses anneaux, modifient ces ceintures.

En effet, les anneaux, ainsi que les satellites, enlèvent des particules ionisées et par conséquent on trouve des "trous".



**L'émission radio  
(à gauche)**

Figure hypothétique  
qui rend compte des  
caractéristiques de  
l'émission radio de  
Jupiter :

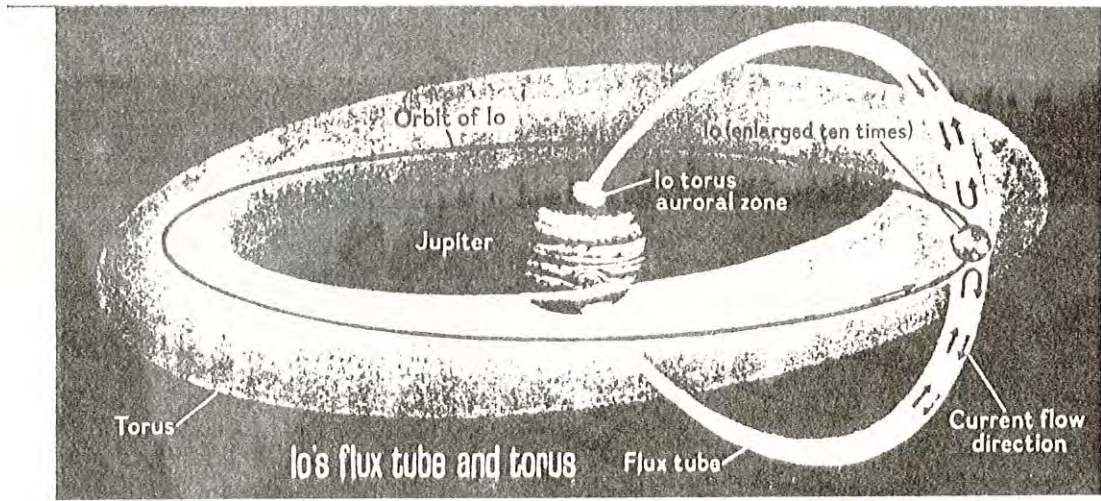
- E
- F
- A. Rayonnement polarisé circulairement
- B. Rayonnement polarisé linéairement
- C. Axe de rotation de Jupiter
- D. Axe magnétique de Jupiter
- E. Lignes du champ magnétique
- F. Trajectoire des particules capturées.

**La magnétosphère jovienne**

Jupiter possède un champ magnétique extrêmement intense, entouré par des zones de fortes radiations, qui ont bien failli mettre hors d'action les instruments transportés par Pioneer X. Le champ est bipolaire et son axe est incliné d'environ 10° sur l'axe de rotation de la planète.

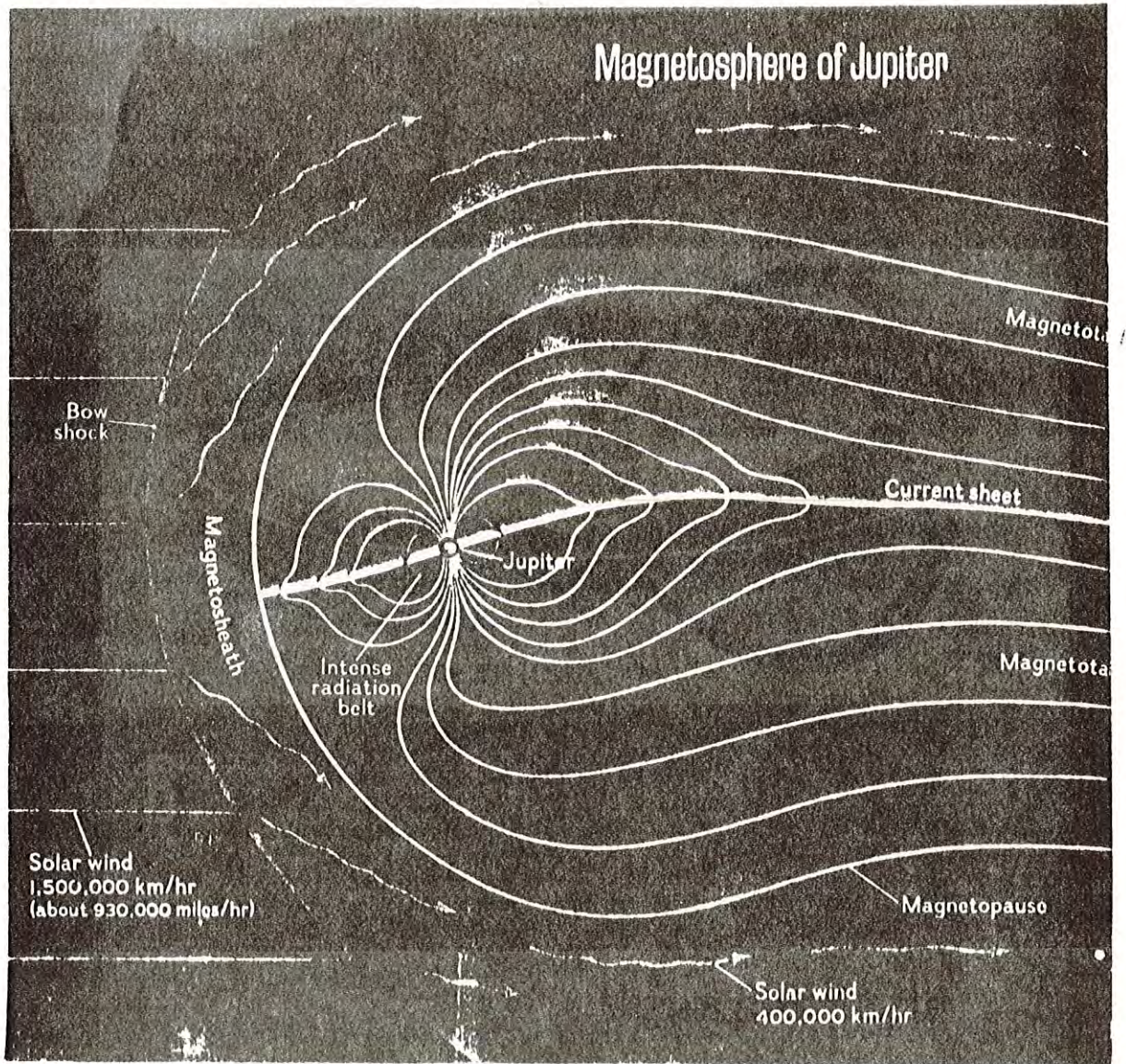
On a découvert que la « queue magnétique » de Jupiter se prolonge au-delà de l'orbite de Saturne, qui se trouve ainsi, parfois, à l'intérieur du champ magnétique jovien. Le champ magnétique de Jupiter est de loin plus intense que celui des autres planètes, mais sa géométrie évoque dans ses grandes lignes celle de la magnétosphère terrestre.

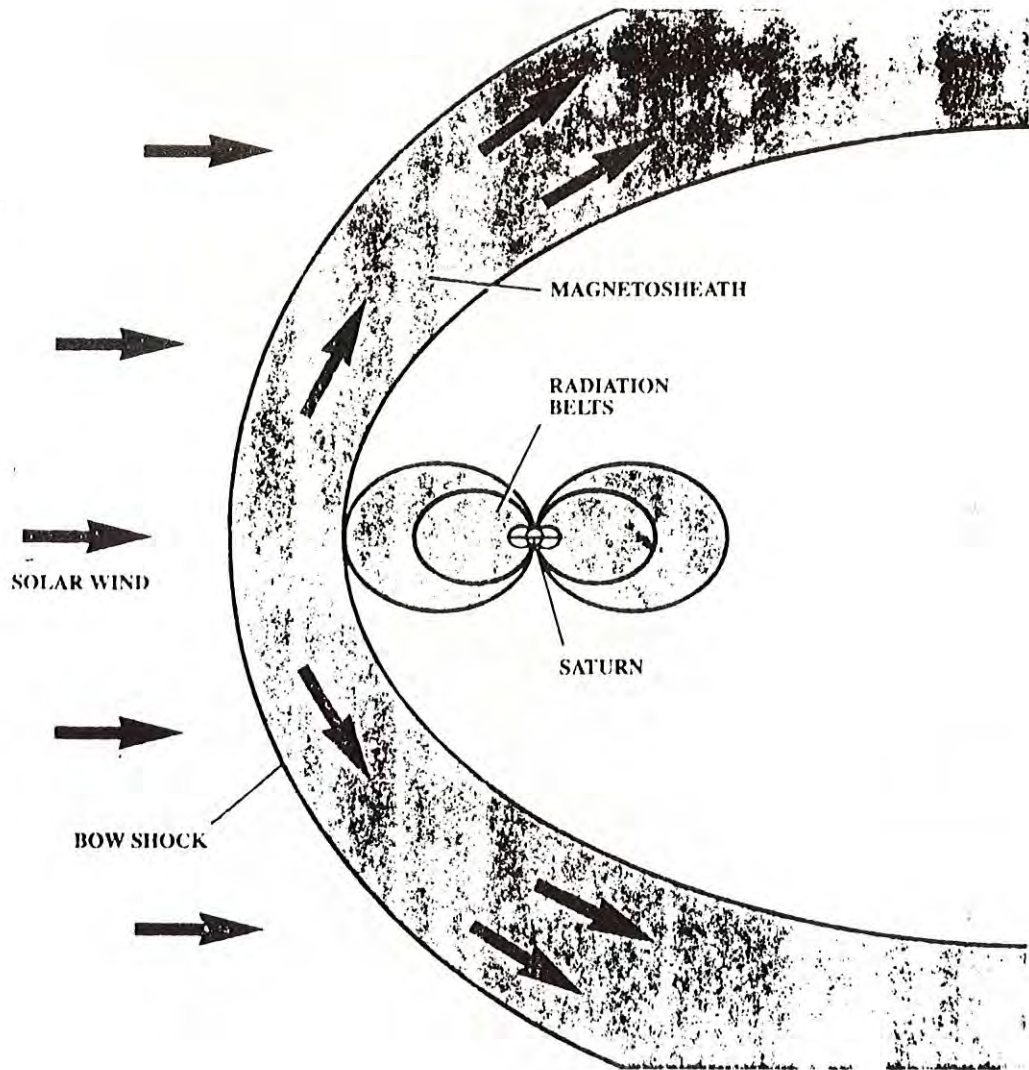




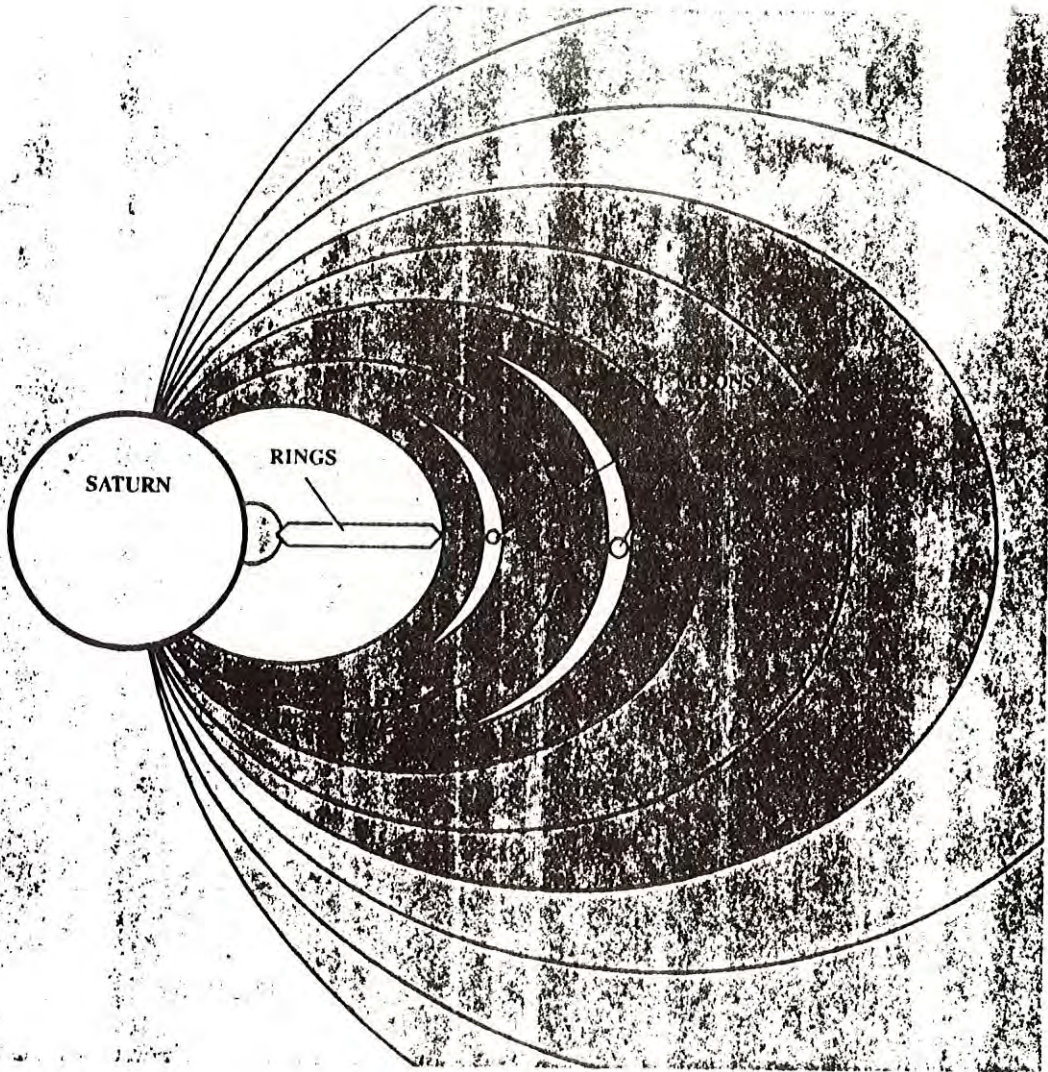
**B**ETWEEN SUPERCHARGED Jupiter and agitated Io courses a current of five million amperes (above, indicated by arrows) passing in and out of a region called the flux tube. Material that escapes from Io's turbulent surface, such as volcanic

gases, forms an invisible doughnut-shaped cloud, or torus, of charged particles. Voyager observed another energetic interaction - the ionized atoms of the solar wind hitting and being deflected by Jupiter's great magnetic field (below, cutaway view).





Schematic of the solar wind interaction with Saturn's magnetosphere. The solar wind arrives from the direction of the sun, is deflected at Saturn's bow shock, and flows around Saturn in the magnetosheath (orange region), as indicated by the arrows. The sizes of the magnetosheath and radiation belts change in response to the external solar-wind pressure, becoming smaller when the external pressure is larger and vice versa.



**Diagram of Saturn's inner trapped radiation belts.** The energetic particle fluxes generally become more intense closer to Saturn. Decreases in particle flux at the locations of Saturn's moons are due to the sweeping up of the energetic particles caused by particles striking the moons and being absorbed by them. Also, there are decreases in particle flux at the outer edge of the rings, where the energetic particles are also absorbed, so that a region free of trapped radiation is created from the outer edge of the rings to Saturn.

### Sondages des ionosphères des planètes

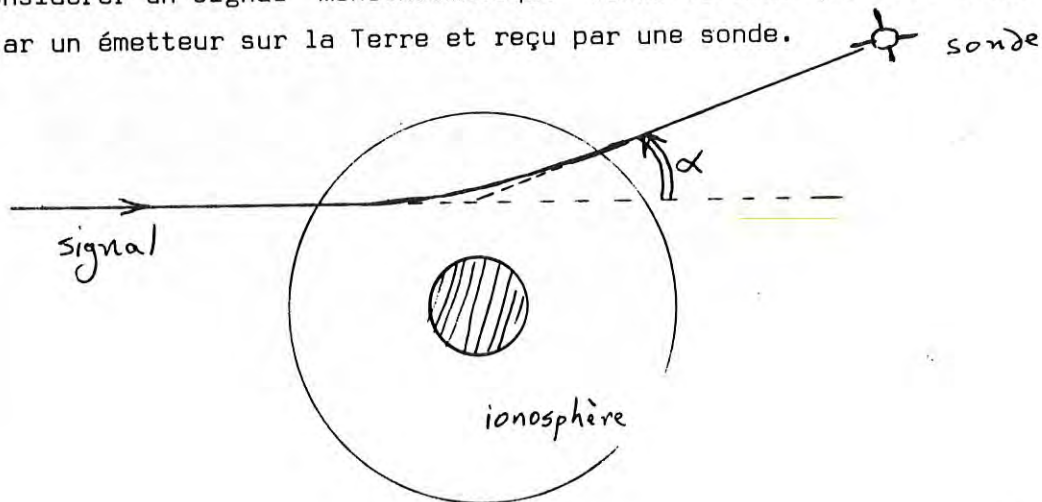
Nous avons vu qu'une ionosphère modifie la propagation des ondes hertziennes. Ceci nous a permis d'étudier l'ionosphère terrestre par "réflexion".

Dans le cas des planètes, il est plus commode d'étudier leurs ionosphères par "transparence" ; en étudiant, en effet, le déphasage et la refraction des signaux qui traversent tout le milieu. La source des signaux peut être :

- une source radio stellaire occultée par la planète.
- une sonde qui passe derrière.
- un émetteur terrestre, le signal étant recupéré ou réfléchi par une sonde.

Nous ne distinguerons pas ces cas ici, car la méthode d'analyse est commune.

Considérer un signal "monochromatique" (dans le sens que nous avons déjà indiqué) émis par un émetteur sur la Terre et reçu par une sonde.



L'ionosphère planétaire étant un milieu refractaire, le signal est dévié ; à la position de la sonde, il y a un déphasage dû à :

- changement de l'indice de réfraction sur le parcours (Terre → sonde) du signal
- changement de la longueur géométrique du chemin par rapport à une droite, dû à la refraction.

### Déphasage dû au changement de l'indice de réfraction

La vitesse de phase d'une onde monochromatique est donnée par  $c/\mu$ ,  $\mu$  étant l'indice de réfraction.

Par conséquent, après un parcours de longueur  $ds$ , le déphasage (par rapport à la propagation dans le vide) est :

$$d\phi = \frac{\omega}{c} (\mu - 1) ds$$

où :

$$\omega = \text{fréquence angulaire du signal}$$

Donc

$$\phi - \phi_0 = \frac{\omega}{c} \int_{-\infty}^{\infty} (\mu - 1) ds$$

où, en toute rigueur, la somme s'étend de la Terre jusqu'à la sonde pour tenir compte de l'ionosphère terrestre et le milieu interplanétaire.

Nous nous limiterons au cas où  $\omega \gg$  fréquence de plasma  $\omega_n$  ; dans ce cas, on montre (voir "propagation dans les plasmas")

$$\mu \approx 1 - \frac{\omega_n^2}{2\omega^2}$$

où :

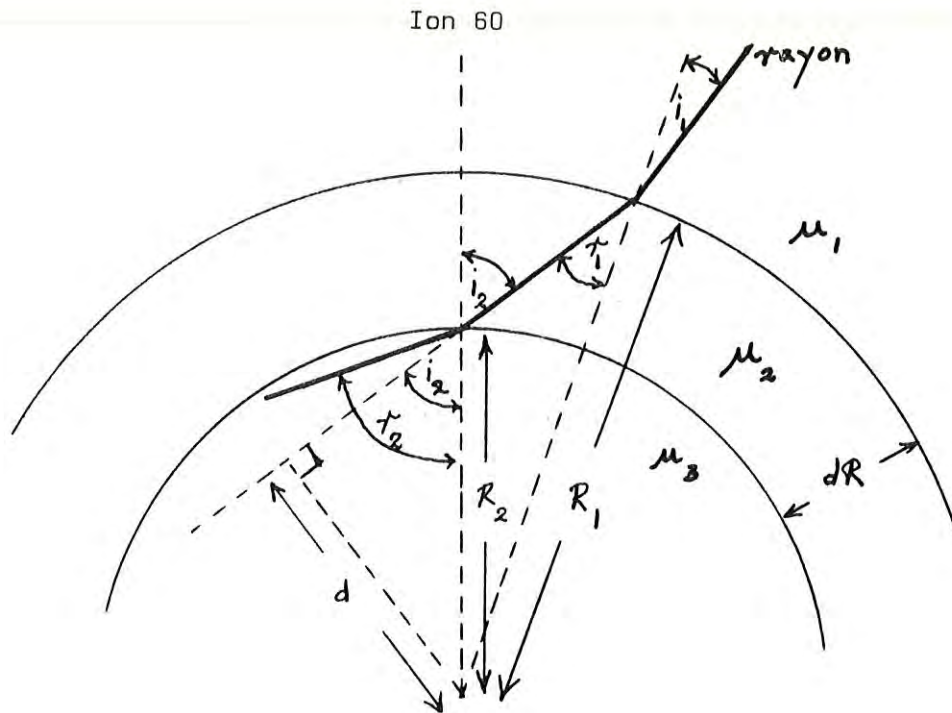
$$\omega_n = 2 \left[ \frac{e^2 N_e \pi}{m_e} \right]^{1/2}$$

Un avantage important de se limiter au  $\omega \gg \omega_n$  est que la réfraction est faible, ce qui introduit des simplifications dans la suite.

### Réfraction de l'onde par l'ionosphère planétaire

Nous allons supposer que l'ionosphère est stratifié de façon à ce que la variation de  $\mu$  n'est que radiale.

Considérons trois couches discrètes :



On retrouve la méthode suivante dans plusieurs contextes : par exemple, la propagation des ondes sismiques dans la croûte terrestre, la propagation de la lumière dans la mer, la propagation des ondes hertziennes dans la couronne solaire (voir "Quelques Plasmas Cosmiques").

On remarque d'abord que

$$d = R_1 \sin \tau_1 = R_2 \sin i_2$$

Par ailleurs, selon la loi de Descartes ;

$$\mu_1 \sin i_1 = \mu_2 \sin \tau_1$$

d'où, éliminant  $\sin \tau_1$  :

$$R_1 \mu_1 \sin i_1 = R_2 \mu_2 \sin i_2$$

Nous avons choisi 3 couches quelconques ; par conséquent, l'équation de propagation du rayon est donnée par :

$$R \mu \sin i = \text{cte}$$

Donc :

$$\partial [R \mu \sin i] = 0$$

d'où

$$\frac{dR}{R} + \frac{d\mu}{\mu} + \frac{di}{\tan i} = 0$$

Or, la déviation élémentaire du rayon,  $d\alpha$ , est donnée par :

$$\begin{aligned}
 d\alpha &= i_1 - r_1 \\
 &\equiv i_1 - (i_2 - d\chi) \\
 &\approx di + d\chi
 \end{aligned}$$

Pour une couche d'épaisseur élémentaire  $dR$ :

$$R d\chi \approx dR \tan i_2$$

d'où

$$\frac{dR}{R} \approx \frac{d\chi}{\tan i}$$

Par conséquent, l'équation du mouvement du rayon se transforme en:

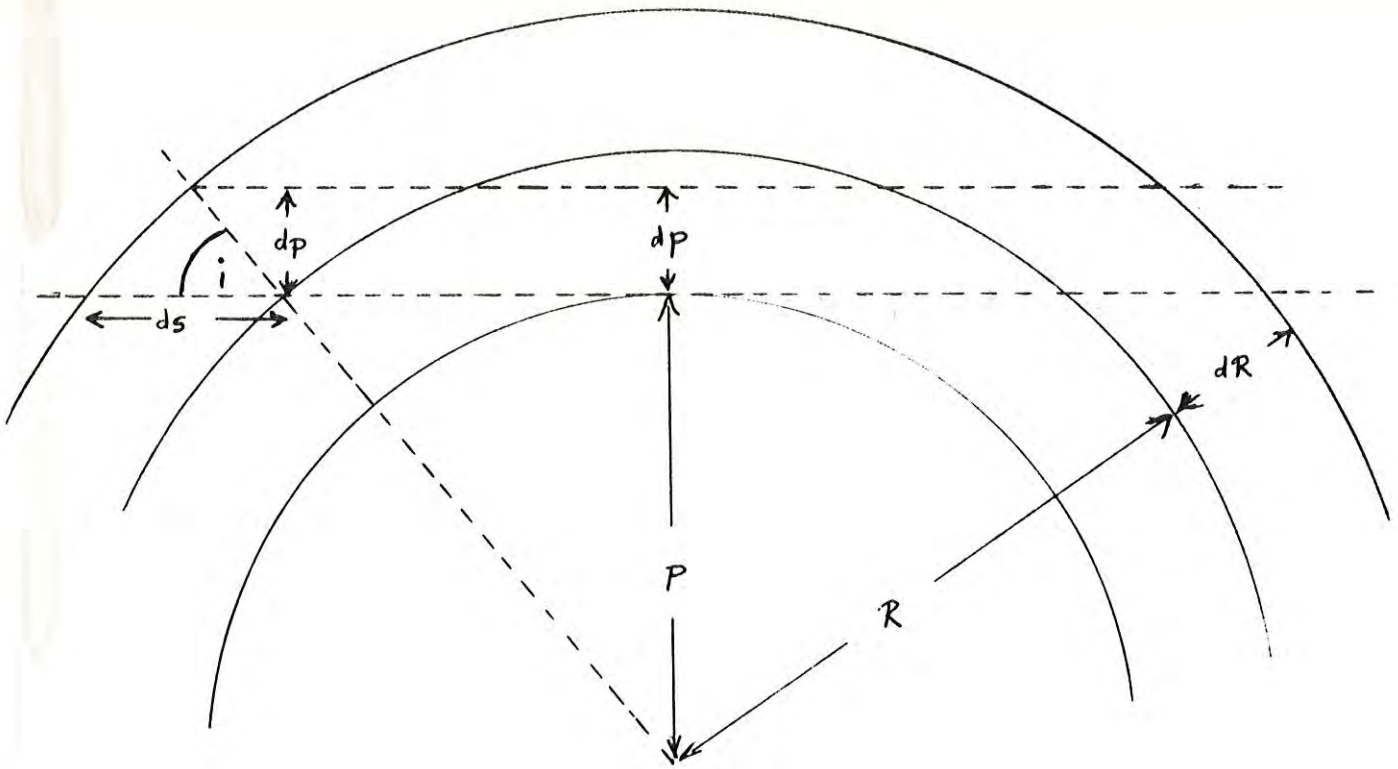
$$d\alpha = - \frac{\tan i}{\mu} d\mu$$

que nous écrirons:

$$d\alpha = - \frac{\tan i}{\mu} \cdot \frac{d\mu}{ds} ds$$

$ds$  étant un élément du parcours,

$\frac{d\mu}{ds}$  n'est pas un paramètre facilement accessible aux mesures ; on a l'intérêt à le transformer en grandeur différentielle mesurable. Or, en général, quand une sonde (ou une étoile) passe derrière la planète, la variable du problème est le "paramètre d'impact",  $p$ , c'est à dire, la distance la plus courte entre la ligne de visée et le centre planétaire.



Nous avons, pour un changement du paramètre d'impact  $dp$  :

$$ds = - \frac{dR}{\cos i}$$

Par conséquent :

$$\begin{aligned} \frac{d\mu}{ds} &= - \frac{d\mu}{dR} \cos i \\ &= - \frac{d\mu}{dp} \cdot \frac{1}{\sin i} \cdot \cos i \\ &= - \frac{d\mu}{dp} \cdot \frac{1}{\tan i} \end{aligned}$$

et donc :

$$\begin{aligned} d\alpha &= \frac{1}{\mu} \cdot \frac{d\mu}{dp} \cdot ds \\ &= \frac{d}{dp} [\ln \mu] ds \end{aligned}$$

Or, pour  $\mu \approx 1$  (comme nous l'avons choisi) :

$$\ln \mu \approx \mu - 1$$

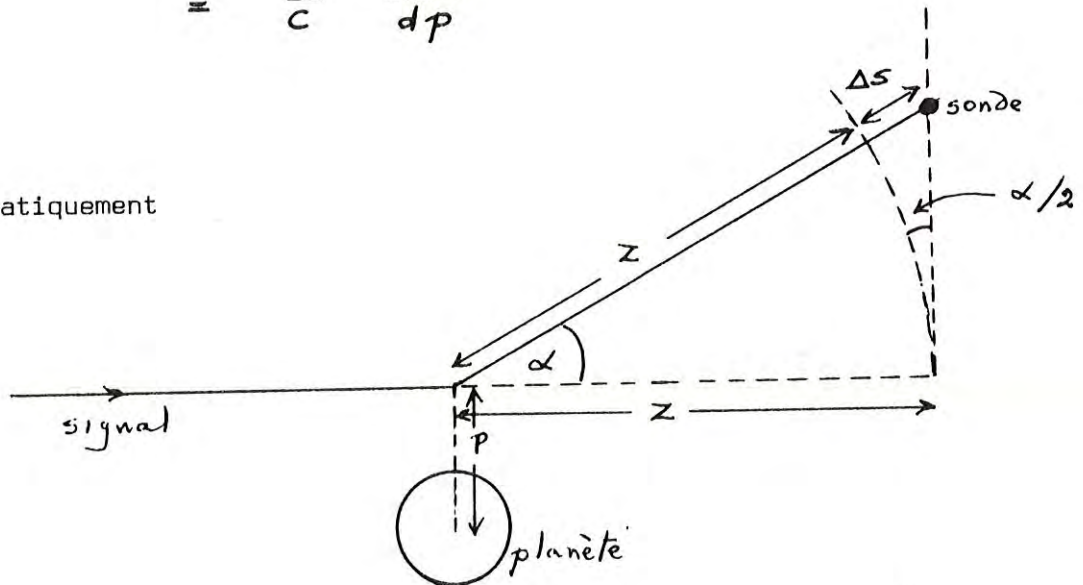


d'où :

$$\alpha = \frac{d}{dp} \int (\mu - 1) ds$$

$$= \frac{\omega}{c} \frac{d\phi}{dp}$$

Donc, schématiquement



On voit alors que, par rapport au chemin direct, le chemin réellement suivi est rallongé de  $\Delta s$  :

$$\Delta s \approx \alpha z \cdot \alpha / 2$$

$$= z \alpha^2 / 2$$

$$= \frac{z}{2} \left( \frac{\omega}{c} \frac{d\phi}{dp} \right)^2$$

Ce rallongement du parcours est associé à un déphasage

$$= \frac{c}{\omega} \cdot \Delta s$$

$$= \frac{z}{2} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \left( \frac{d\phi}{dp} \right)^2$$

Déphasage total

Le déphasage total observé est donc donné par :

$$\Delta \phi = - \frac{z}{c} \int_{-\infty}^{\infty} (\mu - 1) ds + \frac{z \omega}{2c} \left[ \frac{d}{dp} \int_{-\infty}^{\infty} (\mu - 1) ds \right]^2$$

On remarque que :

$$\int (\mu - 1) ds = - \frac{e^2}{2 m_e v^2 \pi} \int N_e(s) ds$$

où

$v$  = fréquence de l'onde

$N_e(s)$  = la densité électronique à un point du parcours  $s$ .

La grandeur mesurée est  $\Delta \phi$  en fonction de  $z$  et de  $p$ .

Ensuite, pour retrouver la distribution d'électrons dans l'ionosphère planétaire, il est en général nécessaire de procéder "par inversion" numérique : c'est à dire on pose un modèle pour  $N_e(s)$ , paramétré en termes de quelques paramètres qu'on pense être importants (dans le cas le plus élémentaire, on prendra une couche de Chapman), ce qui permettra le calcul de

$$\int N_e ds \quad \text{et} \quad de \quad \frac{d}{dp} \int N_e ds$$

pour chaque mesure. On calcule ensuite les paramètres.