



SUR LA FACE DU SOLEIL - II

Structure Thermique de la Photosphère

Opacité Photosphérique

Equations de Boltzmann et de Saha

Structure Thermique de la Chromosphère

Raies Spectrales à grande dispersion

Structure de la Couronne

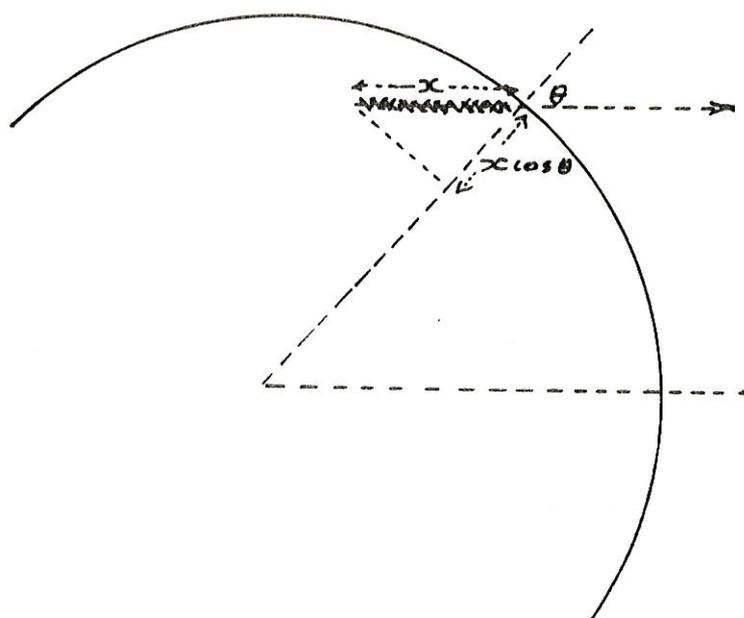
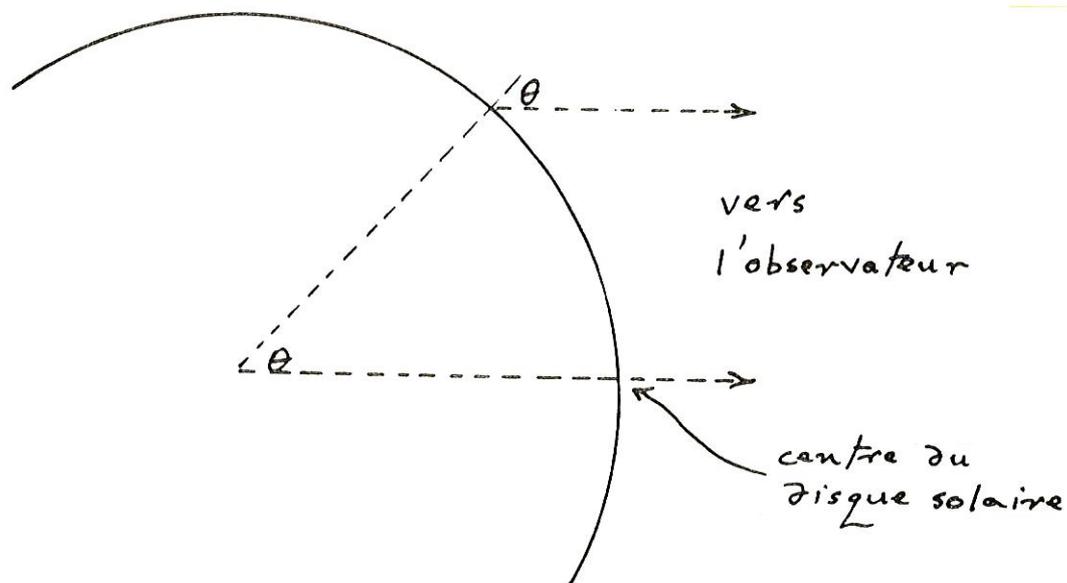
Stabilité mécanique et forme du Soleil

Chauffage de la Couronne

L'ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD ET LA DETERMINATION DE LA STRUCTURE THERMIQUE DE LA PHOTOSPHERE.

Nous avons déjà vu que la brillance du disque solaire varie du centre vers le bord ; cette variation a été interprétée en termes du gradient de température dans la photosphère.

Nous pouvons utiliser ce phénomène pour trouver la variation de la température.



En première approximation, la diminution de l'éclat du disque solaire vers le bord est proportionnelle à $\cos\theta$ et peut être représentée par la formule empirique

$$I(\theta) = I(0)(1 - u + u \cos\theta)$$

où :

$I(\theta)$ = l'éclat à l'endroit où le rayon visuel fait l'angle θ avec la normale à la surface du Soleil

$I(0)$ = l'éclat au centre du disque

u dépend de la longueur d'onde ; à 5000 \AA , on trouve que $u = .65$ et $I(0) = 4.6 \times 10^{14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ star}^{-1}$

La photosphère est un milieu opaque incandescent ; par conséquent (voir "Interaction du rayonnement avec la matière"), le rayonnement qui sort à un endroit donné est, dans une première approximation, celui qui a été émis à une profondeur donnée par :

$$\tau = x \kappa \rho$$

le long du rayon lumineux. Ici :

κ = coefficient d'absorption par unité de masse

ρ = densité du milieu

τ = "épaisseur optique" du milieu.

Or, une profondeur optique $\tau = 1$ le long de la ligne de vue correspond à une profondeur optique $\tau_r = x \kappa \rho \times \cos \theta = \cos \theta$

le long du rayon solaire. Par conséquent :

$$I(\tau_r) = I(0)(1 - u + u \tau) = (1 - u + u) \times 4.6 \times 10^{14}$$

Si on suppose que chaque couche photosphérique vérifie la loi de Planck :

$$I(\tau_r) \propto \nu^3 / \left[e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right]$$

$$\approx \nu^3 e^{-\frac{h\nu}{kT(\tau_r)}}$$

pour le Soleil dans le visible.

Par conséquent :

$$e^{-h\nu/kT(\tau_r)} = (1 - u + u \tau_r) \times 4.6 \times 10^{14}$$

On peut déterminer la température à différentes profondeurs optiques de la photosphère.

$\tau = \cos \theta$	T
.01	4 500
.1	4 900
.5	5 900
1.0	6 400

HYPOTHESE SUR LA NATURE PHYSIQUE DE L'OPACITE PHOTOSPHERIQUE :

On a vu que la photosphère n'est pas transparente et émet un rayonnement dont le fond continu suit essentiellement la loi de Planck.

Quelle est l'origine de ce rayonnement continu ?

Le fond continu ne peut pas être dû à un processus d'excitation atomique quelconque : une excitation suivie d'une désexcitation amène en général à l'absorption et à l'émission du rayonnement à des fréquences discrètes.

Par contre, le processus d'ionisation conduit à l'absorption de tout rayonnement dont la fréquence est supérieure à une valeur limite ν_{ion} ; de même, la recombinaison d'un électron libre avec un ion conduit à l'émission d'un rayonnement ayant une distribution de fréquences non-discrète. Ce processus est donc capable en principe de rendre un milieu opaque, et de produire un rayonnement ^{presque} continu.

Considérons un atome d'hydrogène. L'énergie d'ionisation d'un atome d'hydrogène à partir de son niveau fondamental est $2,2 \times 10^{-11} \times 1$ erg (d'où vient cette affirmation ?). L'énergie cinétique moyenne d'une

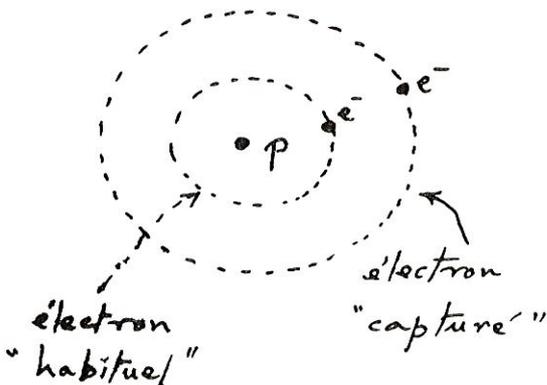
particule dans un milieu de température T est $3/2(kT)$ (pourquoi ?), soit :
 $\frac{3}{2} \times 1,38 \times 10^{-16} \times 6 \times 10^3 \approx 10^{-12}$ erg à la température de la photosphère.

Cette quantité est inférieure à l'énergie d'ionisation : donc, les atomes d'hydrogène dans la photosphère ne sont pas ionisés par collision avec d'autres particules du milieu.

De même, les photons qui correspondent au rayonnement photosphérique ne peuvent pas ioniser l'atome d'hydrogène (pourquoi ?).

On conclut que l'opacité de la photosphère n'est pas due à l'ionisation des atomes d'hydrogène. Un argument analogue conduit à la même conclusion au sujet de l'atome d'hélium.

Par contre, certains métaux sont partiellement ionisés par collision dans la photosphère. On peut montrer que les électrons ainsi libérés peuvent, par la suite, être capturés par un atome neutre d'hydrogène,



formant un ion négatif H^- (est-ce que ceci vous étonne ?). La "capture" est accompagnée de l'émission de photons. Comme les électrons du milieu ont une distribution Maxwellienne d'énergies, les photons émis ne sont pas "discrétisés" en

fréquence. De plus, la liaison de l'ion H^- est faible (pourquoi ?) ; par conséquent, son énergie d'ionisation est faible, et les photons ambiants de la photosphère peuvent ioniser H^- et être absorbés.

On remarque que l'assobrissement centre-bord est fonction de la fréquence : ceci est dû au fait que le coefficient d'absorption -- est lui-même fonction de la fréquence du rayonnement, de façon à ce que une profondeur optique particulière corresponde pour différentes fréquences à différentes profondeurs géométriques.

Par conséquent, une analyse détaillée de l'assombrissement centre-bord en fonction de la fréquence nous permet d'estimer la variation de l'absorption avec la fréquence : on trouve une variation comparable à ce qui est calculé en supposant que la source principale d'opacité est l'ion H^- .

LES RAIES SPECTRALES SOLAIRES ET LA DETERMINATION DE LA STRUCTURE THERMIQUE DE LA CHROMOSPHERE ET DE LA COURONNE.

Nous avons déjà vu que l'existence ou non des raies d'absorption d'un élément particulier dans un spectre n'est pas déterminée uniquement par l'abondance de l'élément : encore faut-il que les conditions thermiques puissent exciter les niveaux correspondants. C'est à partir de l'existence des raies de Balmer que nous "intuitions" l'existence d'une couche à environ $10^5 K$ au-delà de la photosphère.

Nous allons maintenant quantifier cette notion ; les résultats trouvent une application particulièrement importante dans la physique stellaire, où les raies spectrales nous fournissent un outil important pour la détermination des conditions thermiques.

L'EQUATION DE BOLTZMANN POUR DEUX NIVEAUX EXCITES DU MEME DEGRE D'IONISATION - TEMPERATURE D'EXCITATION.

Soit un gaz où le nombre d'atomes ayant des niveaux excités donnés ne change pas : les processus d'excitation sont compensés par les processus de désexcitation et, en ce qui concerne le peuplement des niveaux d'énergie, c'est l'équilibre thermodynamique. On suppose ici que les atomes ont tous le même degré d'ionisation (par ex., des atomes neutres, ou des atomes ionisés une fois, ou deux fois...)

Dans ces conditions, la répartition des atomes dans les divers niveaux d'énergie est régie par l'équation de Boltzmann ; considérons deux niveaux A et B.

//////////////////// niveau d'ionisation - énergie = 0

—————

————— niveau B - énergie = - E_B

————— niveau A - énergie = - E_A

nombre d'atomes dans l'état A $\propto e^{E_A/kT}$

= n_A

nombre d'atomes dans l'état B $\propto e^{E_B/kT}$

= n_B

d'où :

$$\frac{n_B}{n_A} \propto e^{(E_B - E_A)/kT}$$

Les quantités E_A, E_B sont fonction des raies choisies ; n_A/n_B est essentiellement le rapport des intensités de ces deux raies. Par conséquent, la température T se calcule presque directement ; on l'appelle "la température d'excitation". Il faut, évidemment choisir des raies appartenant au même état d'ionisation — ce qui n'est pas toujours facile.

QUESTION : Calculer le rapport du nombre d'atomes n₂ excités au niveau (2) au nombre total des atomes ayant le même état d'ionisation.

Dans le spectre solaire, on observe de fortes raies de Balmer. La présence de ces raies implique qu'une fraction importante d'atomes d'hydrogène se trouve instantanément dans le niveau (2). Dans ce cas particulier :

$$(E_{\lambda} - E_{\text{fondamental}})/KT \approx 1$$

d'où :

$$T_{\text{excitation}} \gtrsim 7 \times 10^4 \text{ K.}$$

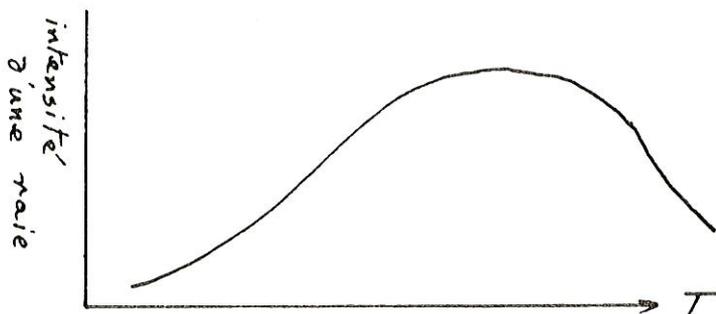
EQUATION DE SAHA POUR DEUX DEGRES CONSECUTIFS D'IONISATION - TEMPERATURE D'IONISATION.

En général la croissance de la température amène à une croissance de l'énergie cinétique dans ^{les} particules du gaz ; comme le niveau d'excitation d'un atome est fonction de l'énergie moyenne des atomes et des électrons dans le gaz, on pourrait imaginer que le nombre d'atomes dans un état excité donné (et donc l'intensité de la raie correspondante) croît avec la température.

Cette conclusion hâtive n'est que partiellement vraie.

En fait, une série de raies d'absorption donnée correspond toujours à un degré d'ionisation particulier et si les conditions thermiques excitent les atomes à un degré d'ionisation supérieure, cette première série sera supprimée.

Il en résulte que l'intensité d'une raie n'est pas une fonction monotone de la température : elle croît jusqu'à un maximum, puis elle diminue.



Comme la décroissance est associée au passage vers un autre état, on va voir apparaître les raies de nouvelles séries.

Un gaz chauffé est constitué en général d'atomes neutres, d'ions et d'électrons libres. Un électron tend à se recombiner avec un ion, mais l'agitation thermique (si elle est suffisamment énergétique) tend au contraire à ioniser les atomes : on suppose qu'un état d'équilibre est atteint.

Considérons un milieu composé de n_0 atomes neutres, de n_1 ions une fois ionisés et de n_e électrons. Au moment d'une recombinaison (ou d'une ionisation), un ion sera associé avec un électron ayant vitesse v et énergie cinétique $m_e v^2/2$. Passer d'un état (atome neutre) à un état (ion + électron à vitesse v) implique un changement d'énergie $\chi_0 + (m_e v^2/2)$, χ_0 étant l'énergie d'ionisation de l'atome. Nous pouvons alors appliquer l'équation de Boltzmann à l'équilibre entre les (ions + électrons) et les atomes neutres :

$$n_0/n_1 \propto e^{+(\chi_0 + \frac{m_e v^2}{2})/kT}$$

De plus, le nombre d'électrons libres dn_e dans un élément de volume de l'espace des phases est :

$$dn_e \propto 4\pi v^2 dv$$

d'où :

$$\frac{n_1}{n_0} dn_e \propto e^{-(\chi_0)/kT} \cdot e^{-m_e v^2/2kT} \cdot 4\pi v^2 dv$$

Les vitesses des électrons ne nous intéressent pas ; on peut alors intégrer sur la vitesse (cf. distribution de Maxwell-Boltzmann), ce qui donne (en restituant les constantes) :

$$\frac{n_1 n_e}{n_0} \approx \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi_0/kT}$$

On remarque :

- n_1/n_0 décroît quand n_e croît (les recombinaisons sont d'autant plus fréquentes qu'il a plus d'électrons libres disponibles) ;
- n_1/n_0 croît avec la température (toute énergie supérieure à χ_D fait ioniser ; une fois arraché de l'atome, un électron s'échappe d'autant plus facilement que son énergie est plus grande).

Plus généralement un gaz contient des atomes de plusieurs degrés d'ionisation ; si n_i est le nombre d'ions de degré d'ionisation i et n_{i+1} le nombre de degré $i + 1$:

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} n_e \approx \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^3} \right)^{3/2} e^{-\chi_i / k T}$$

où : χ_i est l'énergie nécessaire pour passer de l'état i à l'état $i + 1$.

QUESTION :

Considérons un gaz d'hydrogène. Trouver une expression pour la fraction de tous les atomes ionisée à la température T .

Estimer cette fraction à $T \approx 10^4, 10^5$.

Remarquons que dans l'équation de Saha intervient le nombre total d'atomes ayant un degré d'ionisation donnée. Donc, pour utiliser l'équation il ne suffit pas de mesurer l'intensité d'une raie : en principe, il faut mesurer les intensités de toutes les raies appartenant au degré d'ionisation en question. Ceci est rarement possible.

Remarquons aussi que dans l'équation de Saha intervient la densité électronique, une quantité qui n'est pas connue a priori. On peut l'éliminer en prenant le rapport de deux rapports ; soit :

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} n_e \approx \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^3} \right)^{3/2} e^{-\chi_i / k T}$$

$$\frac{n_{j+1}}{n_j} n_e \approx \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^3} \right)^{3/2} e^{-\chi_j / k T}$$

d'où :

$$\frac{n_{i+1}/n_i}{n_{j+1}/n_j} \approx e^{-\frac{(x_i - x_j)}{k T}}$$

Une température estimée de cette façon s'appelle une température d'ionisation.

Equations de Saha et de Boltzmann combinées

L'équation de Boltzmann nous donne la répartition des atomes dans les états excités pour un degré d'ionisation donné.

L'équation de Saha donne la répartition des atomes dans les différents degrés d'ionisation.

Donc, pour calculer l'intensité d'une raie particulière, il faut connaître la fraction de tous les atomes susceptibles d'être dans le niveau électronique correspondant : il faut alors calculer d'abord la fraction d'atomes dans cet état d'ionisation, et ensuite la fraction de ces atomes dans le niveau d'excitation voulu. Pour cela, on combine les équations de Boltzmann et de Saha.

Considérons comme exemple la première raie de la série de Balmer de l'hydrogène.

L'intensité I_2 de cette raie est proportionnelle au nombre n_2 d'atomes dans l'état (2) de l'atome neutre/nombre total n d'atomes. Or, l'hydrogène n'a que deux états d'ionisation possibles : l'atome neutre (n_0) et l'atome ionisé une fois (n_+); on a alors :

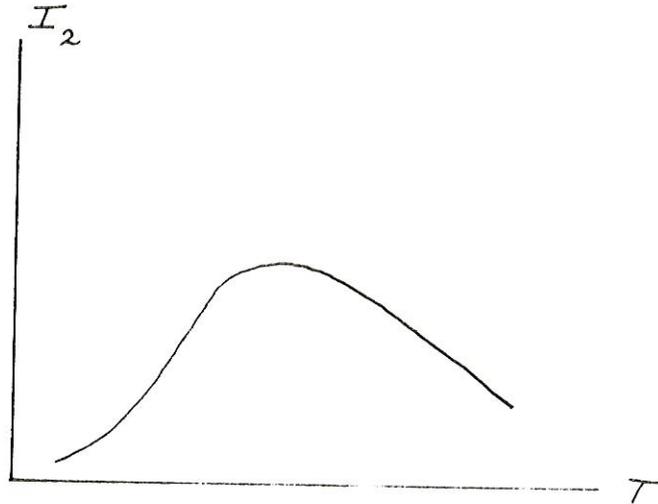
$$n = n_0 + n_+$$

et

$$\begin{aligned} I_2 &= n_2/n \approx n_2/(n_0 + n_+) \\ &= (n_2/n_0)/(1 + n_+/n_0) \end{aligned}$$

n_2/n_0 est calculé à partir de l'équation de Boltzmann.

n_+/n_0 est calculé à partir de l'équation de Saha.



QUESTION :

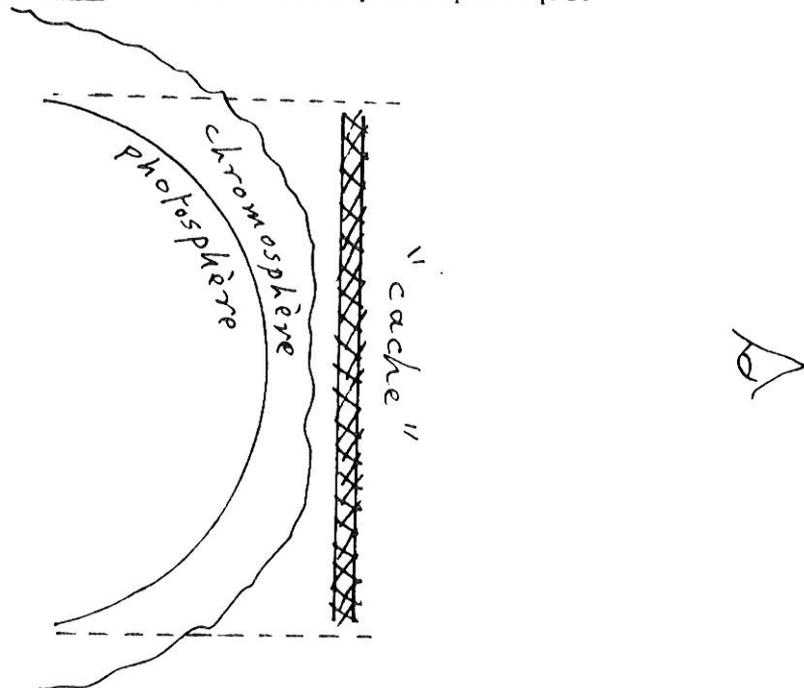
- 1- justifier la forme de I_2 en fonction de T . De quelle caractéristique de l'atome dépend la position du maximum.
- 2- dessiner schématiquement sur le même diagramme les courbes $I - T$ pour quelques éléments différents.
- 3- on observe dans une étoile particulière que les raies de l'hydrogène sont trois fois moins intenses que les raies de l'hélium. Préciser les différentes conclusions possibles.

Applications à la chromosphère

Les rapports des intensités des raies d'absorption dans le spectre solaire sont fonction de la température de la couche dans laquelle ces raies sont formées ; c'est ainsi que nous pouvons mettre en évidence une structure thermique 3-dimensionnelle de l'atmosphère du Soleil.

Jusqu'à présent nous n'avons considéré que les raies d'absorption.

Considérons maintenant une éclipse du Soleil : la Lune (ou un disque, dans le cas d'une éclipse artificielle) cache la photosphère et on voit directement le milieu extraphotosphérique.



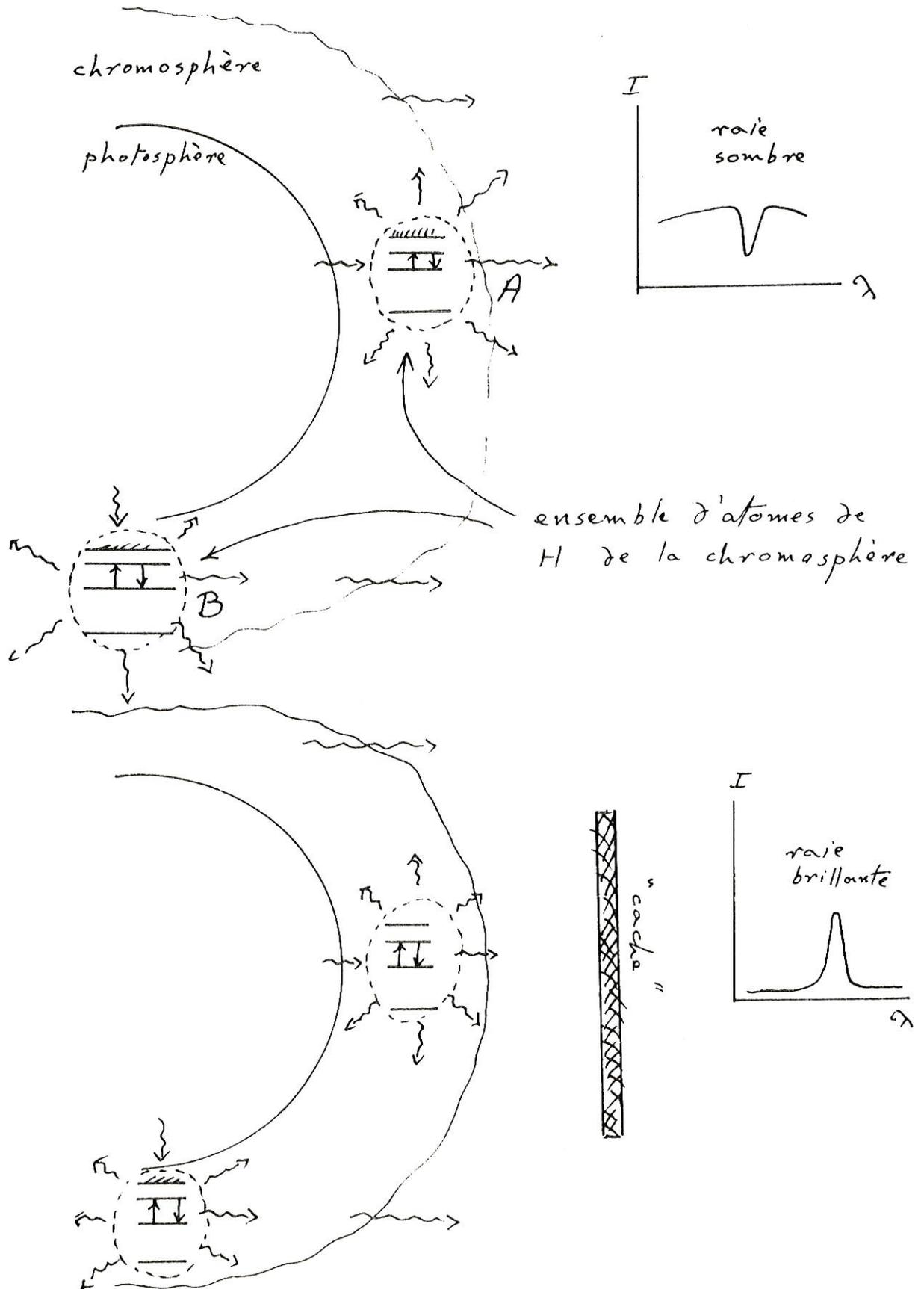
Puisque le fond continu photosphérique est "caché", on ne voit plus de raies d'absorption.

Le spectre de la chromosphère, de quoi est-il composé ?

Le spectre de la chromosphère obtenu pendant une éclipse solaire est composé essentiellement de raies brillantes : on observe des raies en émission correspondant en longueur d'onde aux raies d'absorption produites dans la chromosphère -par ex.; les raies de Balmer.

Nous avons déjà vu, de façon générale, comment sont formées les raies d'émission (voir "Interaction du rayonnement avec la matière"). Dans le cas de la chromosphère, les raies d'absorption témoignent d'un processus d'excitation suivi par un retour au niveau de départ : les photons de la "bonne" fréquence provenant de la photosphère sont déviés de la direction de visée par l'interaction avec les atomes de la chromosphère et sur le fond

brillant de la photosphère on observe une raie sombre. Par contre, pendant une éclipse, la photosphère ne contribue plus : la chromosphère est observée grâce à ces photons qui ont été enlevés de la lumière photosphérique. On observe donc des raies brillantes.



QUESTION :

- 1- pendant une éclipse de Soleil, on remarque que la région autour de la photosphère est de couleur rose. Pourquoi ?
- 2- on remarque que les atomes d'hydrogène comme "B" dans la figure ci-dessus contribuent à la lumière chromosphérique même quand il n'y a pas d'éclipse. Expliquer pourquoi leur contribution, sous forme de raies brillantes, ne compense pas les raies d'absorption normalement observées.

Les raies d'émission chromosphériques sont caractéristiques de la chromosphère : par conséquent, si on observe le Soleil avec un filtre qui laisse passer seulement la lumière d'une raie chromosphérique, on obtient une image de la couche solaire qui correspond à la production de cette raie. On peut donc étudier la région extra-photosphérique sans attendre (ou fabriquer) des éclipses.

La discussion sur les équations de Boltzmann et de Saha nous a montré que différentes familles de raies apparaissent à différentes températures. Or, on suppose que, moyennement, les différentes températures apparaissent à différents niveaux au-dessus de la photosphère : par conséquent, en choisissant des raies de façon appropriée, nous pouvons étudier différentes couches géométriques du Soleil.

Ainsi, nous trouvons que la densité de la chromosphère décroît et que sa température augmente.

Applications à la couronne :

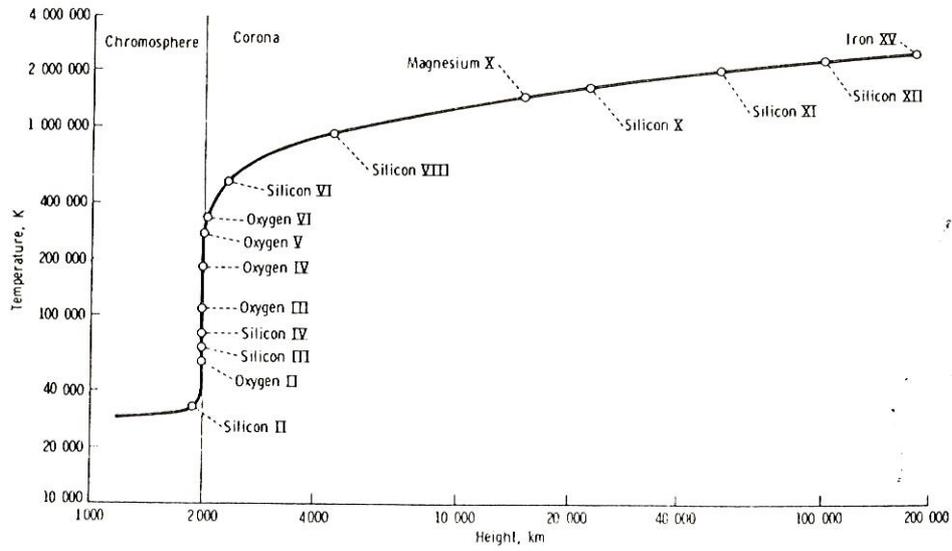
Le spectre de la couronne solaire est caractérisé par des raies d'émission d'éléments lourds hautement ionisés ; de plus, le degré d'ionisation augmente avec la distance au-delà de la photosphère, par exemple :

distance au-delà de la photosphère	raies fortement observées	énergie nécessaire pour produire ce degré d'ionisation
2 000 Km	O V	77 eV
2 500 ""	Si VI	167 ""
5 000 ""	Si VIII	246 ""
15 000 ""	Mg X	328 ""
200 000 ""	Fe XV	392 ""

Nous pouvons déjà estimer, à un ordre de grandeur près, la température à ces altitudes ; par exemple, à 2 000 km, la température doit être de l'ordre de 77 eV, soit $\frac{77}{8.6 \cdot 10^{-5}} \approx 9 \cdot 10^5$ K (voir "Structure de l'Univers", page 3), tandis que à 200 000 Km, elle est de l'ordre de 392 eV, soit $\frac{392}{8.6 \cdot 10^{-5}} \approx 4 \cdot 10^6$ K.

Comme dans la chromosphère, la température de la couronne monte avec l'altitude.

Une estimation plus "correcte" de la température se sert des intensités relatives des raies, en appliquant les équations de Boltzmann et de Saha. On trouve ainsi la distribution suivante (sur la figure on a marqué les endroits où sont produites les différentes familles de raies).



Nous avons vu aussi que la couronne émet du rayonnement X. La présence des photons de très hautes énergies implique que les particules du milieu coronal sont très énergétiques : des températures de quelques millions Kelvin sont suggérées par ces observations en rayons X.

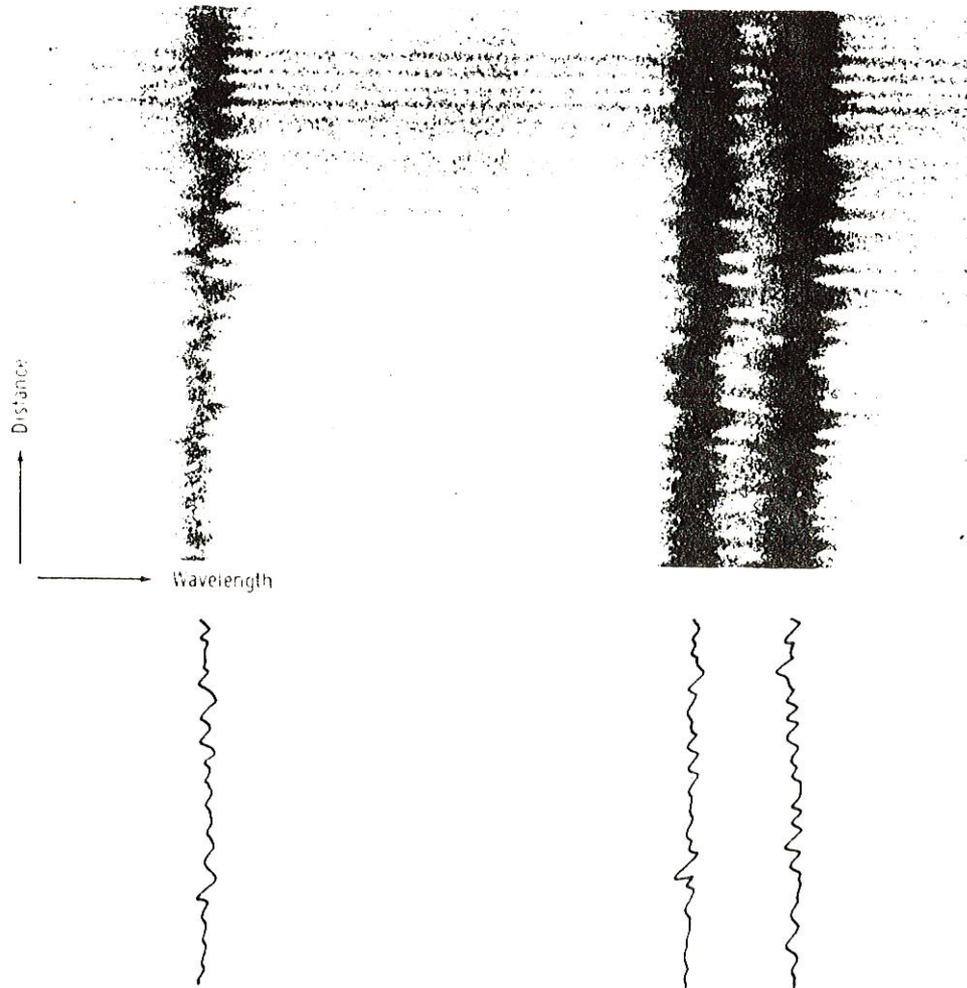
LES RAIES SPECTRALES SOLAIRES COMME TEMOINS DES CONDITIONS
DYNAMIQUES

La granulation photosphérique

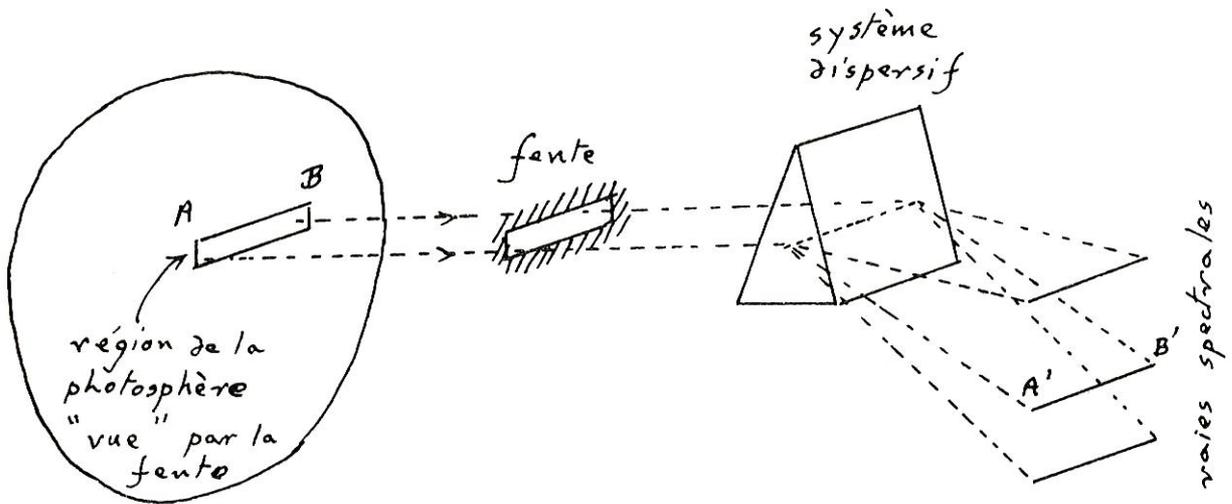
Nous avons déjà remarqué que la granulation photosphérique peut être interprétée en termes d'une convection sous-jacente : des "cellules" d'une matière relativement chaude montent vers la surface, se refroidissent, et des "cellules" relativement froides descendent. L'épaisseur de la photosphère est de l'ordre de 500 km ; comme la durée de vie d'une granule est d'environ 10 minutes, la vitesse de ce mouvement est d'environ $5 \times 10^5 / 600 \approx .8 \text{ km s}^{-1}$.

Ces mouvements peuvent être mis en évidence assez directement.

Considérons une raie d'absorption photosphérique. Normalement, une raie devrait être uniforme sur toute sa longueur. Néanmoins, à très haute résolution, on remarque que les raies d'absorption photosphériques ont des "zig-zags", comme montre la figure :



Comment expliquer ce phénomène ?



La fente d'un spectroscopie limite la région "vue" par le système dispersif à un petit rectangle : chaque endroit d'une raie spectrale représente un endroit unique sur la fente et donc sur la photosphère. En général, une fente recouvre en longueur plusieurs granules. Or, une granule brillante représente une matière qui se rapproche de nous : par conséquent, la lumière émise par une granule brillante sera décalée vers le bleu par effet Doppler ; une granule sombre représente la matière qui s'éloigne de nous et donc sa lumière sera décalée vers le rouge. Par conséquent, "une raie" qui est en effet la juxtaposition de plusieurs morceaux décalés de façon aléatoire vers le rouge et le bleu apparaîtra comme montre la figure ; l'amplitude moyen du "zig-zag", $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ est d'environ 10^{-5} , ce qui correspond à une vitesse moyenne de 2 km s^{-1} , du même ordre de grandeur que la vitesse déjà intuitée.

La couronne en lumière blanche

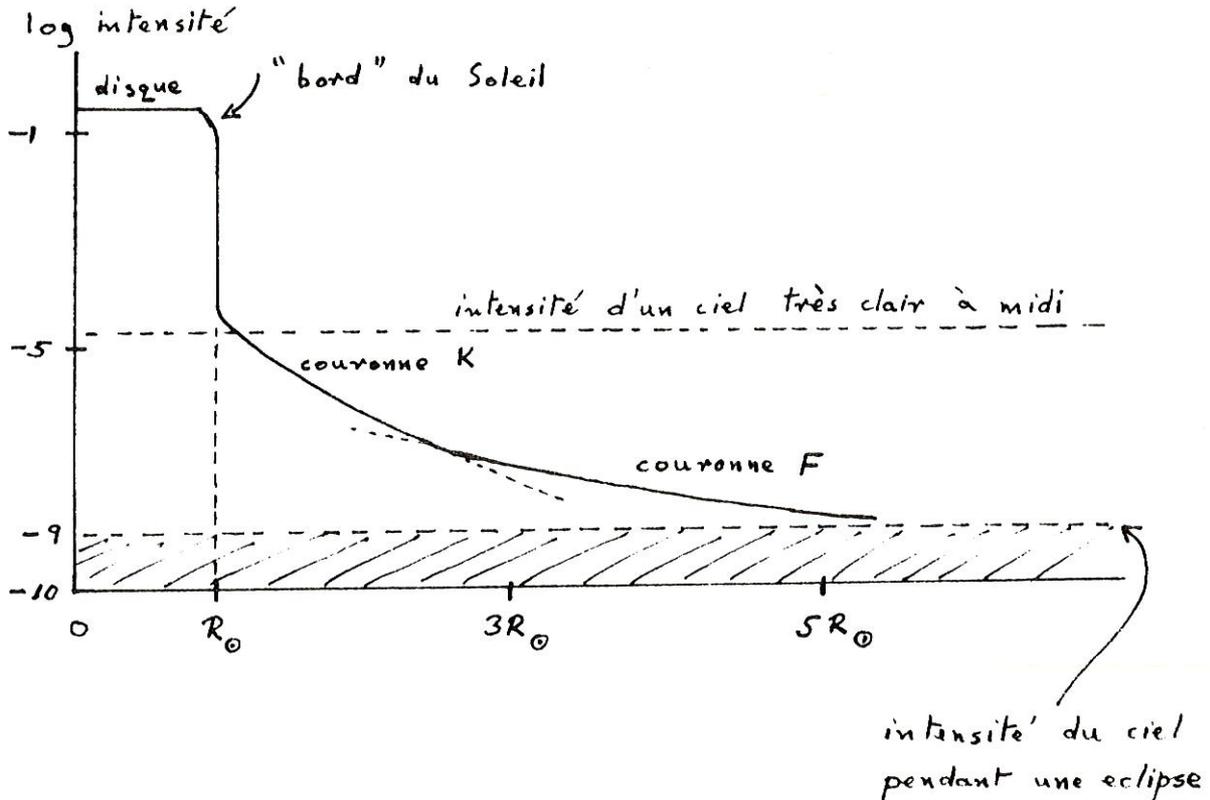
La couronne est la plus couramment étudiée en "lumière blanche" pendant une éclipse.

En lumière "blanche", la couronne peut être divisée en deux composantes distinctes.

1) La couronne "K" : jusqu'à environ $1.3 R_{\odot}$ de la photosphère, on n'observe aucune raie d'absorption ; le spectre est un continu qui ressemble à celui de la photosphère (donc à celui d'un corps à environ 6000°K). Quelques raies d'émission sont superposées ; ces raies, dont on a déjà parlé et qui sont identifiées avec des éléments plusieurs fois ionisés, nous amènent à penser que la température de la couronne va jusqu'à quelques millions de degrés Kelvin. On n'observe aucune raie d'absorption.

2) La couronne "F" : au-delà de $\approx 1,3 R_{\odot}$, et jusqu'à $4 R_{\odot}$ le rayonnement ressemble au rayonnement photosphérique : le continu est semblable et on trouve les mêmes raies d'absorption.

Au-delà de $4 R_{\odot}$, la couronne se confond avec la lumière du ciel, et en particulier se confond avec une lumière diffuse appelée généralement "la lumière zodiacale".



Puisque le continu coronal ressemble à celui de la photosphère, on l'interprète comme le rayonnement photosphérique diffusé par des particules coronales. Pour interpréter la différence entre la couronne K et la couronne F, on fait appel à deux processus de diffusion différents.

La couronne K

Nous avons vu que la température de la haute chromosphère dépasse 10^6 K ; de plus, la haute chromosphère se confond avec la basse couronne.

Supposons que les conditions physiques dans la couronne soient une continuation de celles dans la haute chromosphère : on prévoit alors que ce milieu sera composé d'ions (des métaux fortement ionisés) et d'électrons libres. En particulier, remarquons qu'un atome d'un métal peut libérer plusieurs électrons : par conséquent, la diffusion éventuelle de la lumière sera dominée par les électrons.

A 10^6 K , les vitesses des électrons sont de l'ordre de v_e avec :

$$m_e \overline{v_e^2} = 3k \times 10^6 \text{ erg}$$

(ce calcul suppose quelles conditions physiques ? Sont-elles vérifiées dans ce cas ?)

Donc :

$$\overline{v_e^2} \approx 6 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$$

Or, quand la lumière est diffusée par un électron en mouvement, sa longueur d'onde est modifiée par l'effet Doppler-Fizeau ; le changement est $\Delta \lambda$:

$$\Delta \lambda = \pm \lambda_{\text{initiale}} \times \frac{\text{vitesse de l'électron sur la ligne de visée}}{\text{vitesse de la lumière}}$$

Considérons une raie d'absorption, c'est-à-dire des photons ayant une fréquence bien déterminée, par exemple 6000 \AA . Ces photons sont diffusés par des électrons dont la vitesse moyenne est de l'ordre de $6 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$; comme les électrons se déplacent dans toutes les directions, la composante de vitesse sur la ligne de visée des électrons varie entre 0 et $6 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$. Donc un rayonnement initialement à 6000 \AA sera dispersé en fréquence autour de 6000 \AA par diffusion par les

électrons libres : la raie est élargie de $2 \Delta\lambda$ soit

$$\frac{6000 \times 6 \times 10^8}{3 \times 10^{10}} \approx 120 \text{ \AA}.$$

Une raie fine devient une raie très large ; comme la séparation moyenne entre les raies photosphériques n'est pas supérieure à 10 \AA , toutes les raies se confondent et on n'observe qu'un fond continu.

La couronne F

Supposons que de la matière solide existe sous une forme de "poussière" à une distance de quelques rayons solaires de la photosphère : cette poussière est constituée de grains dont la dimension serait inférieure à environ $5 \times 10^{-3} \text{ cm}$. A l'heure actuelle, on pense que certains minéraux pourraient survivre au-delà de $4R_{\odot}$.

La masse d'un tel grain serait de l'ordre de 10^{-7} g . Donc, à 10^6 K , la vitesse thermique moyenne d'un grain est de l'ordre de $10^{-27}/10^{-7} \text{ }^{1/2} = 10^{-10}$ fois la vitesse thermique d'un électron (pourquoi ?) — c'est-à-dire qu'elle est de l'ordre de $6 \times 10^{-2} \text{ cm s}^{-1}$.

Remarquons que l'effet Doppler-Fizeau est négligeable à cette vitesse : par conséquent, les raies d'absorption ne sont pratiquement pas élargies et on observera essentiellement le spectre photosphérique sans modification.

Question : On montre que la matière solide se sublime à une distance inférieure à $4R_{\odot}$ de la photosphère. Pourtant, la couronne F semble commencer déjà à $1,3 R_{\odot}$. Expliquez.

Selon cette interprétation, la couronne F n'est pas en réalité une composante solaire, mais est due à la poussière interplanétaire.

LA STABILITE MECANIQUE DU SOLEIL1) Validité des équations de stabilité hydrostatique à l'intérieur du Soleil

Nous avons mis en évidence des mouvements de convection en-dessous de la photosphère. Comment peut-on justifier l'application de la notion de stabilité hydrostatique au calcul de la structure interne du Soleil ?

Les équations de stabilité peuvent être appliquées globalement si la structure du Soleil peut s'adapter à tout changement interne plus rapidement que ne se propage le changement lui-même. Or, la vitesse à laquelle le Soleil peut s'adapter est la vitesse du son. Pour estimer la vitesse du son dans la matière photosphérique, il suffit de se rappeler que sa nature physique est celle d'un gaz parfait ; par conséquent, la vitesse du son est exprimée par :

$$V_{\text{son}} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma K T}{\mu}}$$

où :

$$\gamma = C_p / C_v$$

$$= 5/3 \quad (\text{pour un gaz monoatomique})$$

$$K = \text{cte. de Boltzmann}$$

Dans la photosphère :

$$P \approx 10^4$$

d'où :

$$V_{\text{son}} (\text{photosphère}) \propto \left[\frac{5 \times 10^4}{3 \times 7 \times 10^{-3}} \right]^{1/2}$$

$$\propto 10^6 \text{ cm s}^{-1}$$

$$\propto 10 \text{ km s}^{-1}$$

Cette vitesse est bien supérieure à la vitesse des mouvements convectifs. Des calculs analogues peuvent être faits pour l'intérieur du Soleil.

2) Oscillation du Soleil

Supposons qu'à un moment donné le Soleil s'écarte "instantanément" d'un équilibre hydrostatique (par ex., le Soleil se contracte légèrement). A quelle échelle de temps le Soleil peut-il réagir dans son ensemble ?

Nous allons assimiler le Soleil à une sphère de gaz, de densité moyenne 1.4 g cm^{-3} . La structure du Soleil est déterminée par la gravitation : par conséquent "le temps de réaction" doit être une fonction de G , la constante gravitationnelle.

$$\text{Or, les dimensions de } G \text{ sont : } [L]^3 / [T]^2 [M]$$

On remarque que la seule quantité, fonction de G , ayant les dimensions de T est :

$$\tau \sim \frac{1}{(G\rho)^{1/2}}$$

où ρ est la densité.

Une analyse dimensionnelle ne donne pas les constantes numériques, mais on montre que dans le cas d'une sphère homogène à densité uniforme cette constante est de l'ordre de 1.

Il s'ensuit que "le temps de réaction" du Soleil à une déformation est de l'ordre de $1/(G\rho_0)^{1/2} \approx 3000 \text{ sec.}$

Ce "temps de réaction" représente aussi la période d'une oscillation globale éventuelle du Soleil. On a récemment mis en évidence des oscillations solaires sur cette échelle de temps.

Question : On peut aussi considérer que "le temps de réaction" est le temps pris par une onde sonore pour passer du centre vers l'extérieur du Soleil.

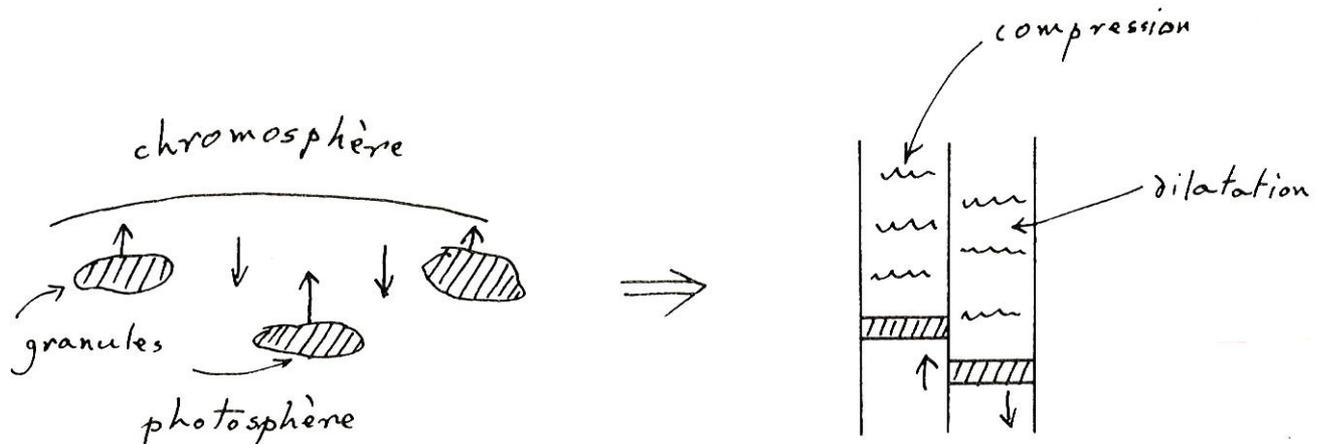
1) Calculer la vitesse du son dans le Soleil "idéalisé", homogène et de densité uniforme.

2) Montrer qu'on retrouve le même ordre de grandeur pour "le temps de réaction".

3) Hypothèse sur le chauffage de la chromosphère

Nous avons déjà interprété la granulation photosphérique par des mouvements verticaux de matière.

Nous allons maintenant assimiler un tel mouvement - matière chaude montante, matière froide descendante - à un "piston" qui monte et qui descend dans un tuyau contenant un gaz.



Le gaz dans le tuyau subit des compressions et des raréfactions, qui se propagent le long du tuyau à la vitesse du son : le mouvement du piston déclenche un transfert d'énergie.

Une particule donnée garde sa position moyenne dans le tuyau pendant le passage d'une compression ou d'une raréfaction : elle oscille autour de sa position initiale, l'amplitude de son oscillation étant celle de l'onde. Le transfert de l'énergie se fait par collision avec les particules voisines.

Soit v la vitesse instantanée d'une particule du gaz.

L'énergie thermique par cm^3 est :

$$E = \rho \frac{\overline{v^2}}{2}$$

ρ étant la densité du gaz.

Pour un gaz parfait :

$$\frac{m \overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} k T$$

m étant la masse de la particule et T la température du gaz.

Comme nous l'avons déjà dit, l'énergie thermique se propage à la vitesse du son v_s ; donc la flux d'énergie est :

$$\begin{aligned} F &= E v_s \\ &= \rho \frac{v_s^2}{2} v_s \\ &= \rho \cdot \frac{3kT}{m} \cdot v_s \end{aligned}$$

La vitesse du son dans un gaz parfait est :

$$v_s \propto T^{1/2}$$

d'où

$$F \propto \rho T^{3/2}$$

Dans l'hypothèse où l'énergie initiale transmise par le piston est conservée, le flux doit rester constant ; donc, à mesure que la densité ρ du milieu décroît, la température T croît.

Dans la mesure où les granules photosphériques sont assimilés à des "pistons", on peut considérer que la chromosphère est alimentée par une source mécanique d'énergie ; comme la densité de la chromosphère décroît vers l'extérieur, sa température croît.

Question : Cette estimation a négligé certains phénomènes. En mentionner quelques-uns.

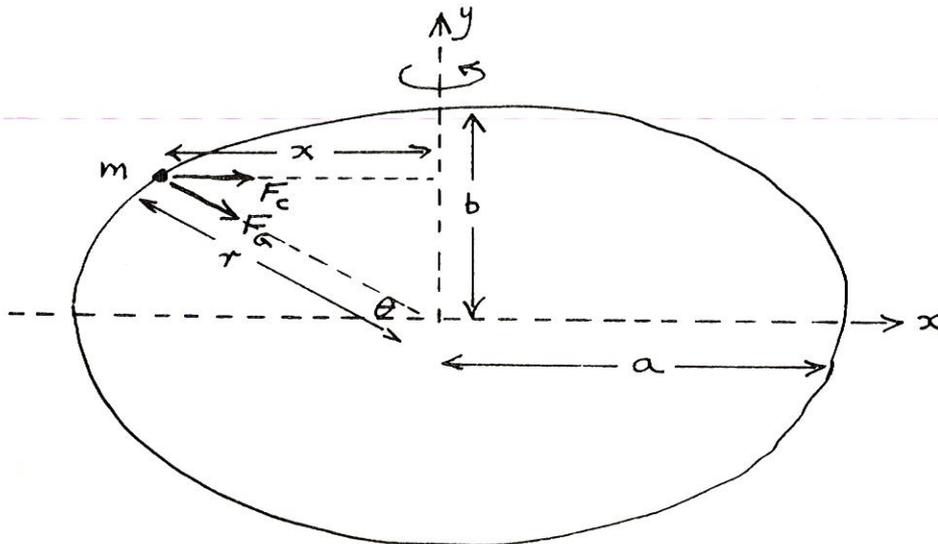
LA FORME DU SOLEIL

Le Soleil tourne sur son axe : cette rotation est mise en évidence par l'observation du mouvement des taches solaires de longue durée de vie. On trouve une période de rotation d'environ 28 jours ; la rotation n'est pas celle d'un corps solide, étant plus rapide à l'équateur (période 25 jours), qu'aux pôles (≈ 30 Jours). On ignore la raison de cette différence.

Si le Soleil était un corps sans rotation, sa forme serait celle d'une sphère parfaite ; il est intéressant de savoir quel écart est introduit par la rotation.

Nous allons supposer que le Soleil tourne comme un corps solide, avec une période de 25 jours, et nous allons supposer que l'écart de la sphère est petit.

Considérons une masse m sur la surface du Soleil :



La masse m est soumise à deux forces : la force gravitationnelle F_G et la force centrifuge F_C .

Si le Soleil est presque sphérique, l'énergie potentielle gravitationnelle U_G associée à la force F_G est, à une bonne approximation, celle d'une sphère :

$$U_G = -G \frac{M_0 m}{r}$$

où r est la distance entre m et le centre du Soleil.

En ce qui concerne la force centrifuge :

$$F_c = -m\omega^2 x$$

où ω est la vitesse angulaire du Soleil.

A cette force est associée une énergie potentielle U_c :

$$\begin{aligned} U_c &= \int F_c dx \\ &= -\frac{m\omega^2 x^2}{2} + \alpha \end{aligned}$$

On sait qu'aux pôles où $X = 0$, F_c et donc U_c sont nuls, d'où :

$$\alpha = 0$$

Par conséquent :

$$U_c = -m\omega^2 \frac{x^2}{2}$$

L'énergie potentielle U de la masse m est alors :

$$\begin{aligned} U &= U_G + U_c \\ &= -\frac{GM_\odot m}{r} - \frac{m\omega^2}{2} x^2 \\ &= -\frac{GM_\odot m}{r} - \frac{m\omega^2}{2} r^2 \cos^2 \theta \end{aligned}$$

A l'état stable, on sait que m ne se déplace pas spontanément d'un endroit à un autre ; il s'ensuit que la surface est une surface équipotentielle. Donc :

$$-\frac{GM_\odot m}{r} - \frac{m\omega^2}{2} r^2 \cos^2 \theta = K$$

ou :

$$r^3 \cos^2 \theta + \frac{2K}{m\omega^2} r + \frac{2GM}{\omega^2} = 0 \quad (1)$$

où K est une constante.

A $\theta = \pi/2$, $r = b$ (rayon polaire du Soleil).

Par conséquent :

$$K = - \frac{GM_{\odot} m}{b}$$

De plus, à $\theta = 0$, $r = a$ (rayon équatorial), ce qui nous donne :

$$- \frac{GM_{\odot}}{a} - \frac{\omega^2 a^2}{2} = - \frac{GM_{\odot}}{b}$$

d'où :

$$\frac{\omega^2}{2} = GM_{\odot} \left[\frac{1}{b} - \frac{1}{a} \right]$$

Nous pouvons donc trouver l'aplatissement du Soleil :

$$\begin{aligned} \frac{a-b}{ab} &\approx \frac{a-b}{R_{\odot}^2} \\ &= \omega^2 / 2GM_{\odot} \\ &\approx 10^{-5} \end{aligned}$$

L'équation de la surface est trouvée en éliminant ω et K de l'équation (1) :
on trouve :

$$r^3 \cos^2 \theta - \frac{a^3}{a-b} r + \frac{a^3 b}{a-b} = 0$$

Question : Montrer que cette équation est approximativement équivalente à l'équation d'une ellipse :

$$r^2 = a^2 b^2 / [a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta]$$

Exprimée en coordonnées cartésiennes, l'équation de la surface est :

$$y = \left[\left(\frac{a^3 b}{a^3 - x^2(a-b)} \right)^2 - x^2 \right]^{1/2}$$

On remarque que si $a > \frac{3b}{2}$, y devient complexe : en effet, c'est la condition pour que la force centripète à l'équateur dépasse la force gravitationnelle.

Question : Estimer l'aplatissement de la Terre et de Jupiter et comparer avec l'observation. Proposer une raison pour les écarts.

Plusieurs expériences récentes ont tenté de mesurer la forme du Soleil : en effet, si son aplatissement dépasse les limites théoriques, il faudra changer considérablement nos idées sur la structure interne du Soleil (par exemple, en introduisant une partie centrale en rotation rapide). L'expérience est extrêmement difficile - en effet, comment, à la précision voulue ($10^{-5} R_{\odot}$) peut-on définir le bord du Soleil, vu que l'éclat de sa surface n'est pas uniforme et que l'agitation atmosphérique dépasse largement la précision ?