## THÈSE FR. 8100 986

DE

## DOCTORAT D'ÉTAT ÈS SCIENCES PHYSIQUES

présentée à la

.

٠

i

Faculté des Sciences de Paris

Université Paris 7

par

Pierre GOUTTEBROZE

Sujet :

# FORMATION DES RAIES SPECTRALES ET OSCILLATIONS DANS LA CHROMOSPHÈRE SOLAIRE

soutenue le 9 septembre 1980 devant la Commission d'Examen

MM. P. LÉNA

Président

A. BRAHIC J. HEYVAERTS J.W. LEIBACHER P. LEMAIRE P. MEIN

## THÈSE

DE

# DOCTORAT D'ÉTAT ÈS SCIENCES PHYSIQUES

présentée à la

Faculté des Sciences de Paris

Université Paris 7

Dar

Pierre GOUTTEBROZE

Sujet :

# FORMATION DES RAIES SPECTRALES **ET OSCILLATIONS** DANS LA CHROMOSPHÈRE SOLAIRE

soutenue le 9 septembre 1980 devant la Commission d'Examen

MM. P. LÉNA

Président

A. BRAHIC HEYVAERTS J.

J.W. LEIBACHER

LEMAIRE P.

- MEIN

CHAPITRE I

1

.

4

-

•

۰, ۲

GENERALITES

"De deux choses lune L'autre c'est le soleil"

(Prévert, 1949)

Vaste par ses dimensions, le soleil ne l'est pas moins par la diversité des phéromènes qu'il offre aux investigations des physiciens. Pour s'en convaincre, il n'est que d'observer la pluralité de ceux cui s'affairent autour de lui : spécialistes de la physique atomique, de l'hydrodynamique, des champs magnétiques, du transfert de rayonnement, observateurs de neutrinos, de photons allant des rayons X aux ordes radio, voire climatologues cu archéologues... A une époque où d'aucuns considèrent la physique solaire comme une branche "classique" (pour ne pas dire vieillotte) de l'astrophysique, par opposition aux verts câturages qui s'étemient au delà des frontières de notre système solaire, il n'est peut-être pas inutile de rappeler cuelques baralités : tout d'abord, la physique solaire est un cas, exceptionnel en astrophysique, où la proximité de l'objet en permet l'étude détaillée. Il en résulte bien souvent l'établissement d'un dialogue fécond entre observation et théorie : la première suggère un sujet d'étude à partir duquel la seconde bâtit un modèle quantitatif dont les conséquences peuvent être à leur tour confrontées à la première. Ce schéma, relativement fréquent en physique solaire, l'est bien moins dans d'autres comaines de l'astrophysique : bien souvent, le développement de la connaissance y est freiné par l'impossibilité pratique de vérifier par observation les conséquences des théories. Bien des idées, parmi les plus passionnantes, en restent ainsi au stade de la spéculation. La position privilégiée qu'occupe le solail, tant dans l'espace que dans l'esprit des astronomes, a fait de lui le modèle d'étoile servant à élaborer nombre de concepts qui assurent le développement de la physique stellaire. Ainsi, l'existence d'une chromosphère et d'une couronne solaires, qui a posé (et continue à poser) tant de problèmes aux

théoriciens, a-t-elle donné l'idée que des chénomènes analogues pouvaient exister autour des étoiles. La recherche systématique de chromosphères stellaires qui en a résulté, notamment à l'aide de moyens spatiaux, a montré la généralité de tels phénomènes. On pourrait trouver bien d'autres exemples, tels les vents ou les taches stellaires. Pour être juste, il faut cependant reconnaître que de tels transferts de conraissances peuvent s'effectuer en sens inverse et que, par exemple, la théorie des pulsations des céphéides a contribué à celle des oscillations solaires, mais de tels cas sont beaucoup plus reres. L'atmosphère solaire a également suscité l'élaboration d'une théorie de la formation des raies hors ETL, dont les conséquences profondes en matière d'interprétation des spectres stellaires sont bien connues. Mais nous touchons là à ce que la physique solaire peut apporter à la physique proprement dite. Pour qui s'occupe de transfert de ravonnement. l'atmosphère solaire est en effet un laboratoire où l'on ceut réunir de vastes cuantités de plasma dans des conditions de température et de pression fort éloignées des conditions terrestres. Ainsi, les seules vérifications expérimentales dont on dispose en ce qui concerne la théorie de la diffusion pertiellement cohérente (cf. chapitre IV) sont-elles issues de l'observation de profils de raies du spectre solaire et de leurs variations du centre au bord du disque. Cn pourrait également mentionner ce que l'étuie de l'atmosphère solaire peut apporter (ou a déjà apporté) à l'hydrodynamique ou la magnétohydrodynamicue.

Si l'on quitte le monde réel pour pénétrer dans l'univers mental des astronomes, on n'a plus un seul soleil mais (au moins) deux : le soleil actif et le soleil calme. Ce dédoublement est à la fois spatial et temporel : les deux se partagent le disque solaire à un instant donné, mais leur importance relative varie avec le cycle d'activité. Actuellement, le soleil actif semble retenir la majeure partie des attentions, en raison de la profusion de phénomènes spectaculaires et souvent inexpliqués qui le caractérisent. C'est donc en tournant le dos à une terdance assez générale que nous consacrerons cette thèse au soleil calme uniquement. Cette attitude cossède tout de même ses justifications. En effet, si le soleil calme est moirs complexe dans l'ensemble que le soleil actif, il n'en est pas moins le siège d'un certain nombre de phénomènes intéressants et mal expliqués, comme la remontée de température dans les couches extérieures ou l'existence du réseau chromosphérique. Le soleil calme a de plus l'intérêt d'être relativement homogène, en ce sens que l'on retrouve les mêmes structures un peu partout avec des déviations moyennes plus faibles que pour les structures actives. Ceci permet d'en obtenir, à partir des observations, une bonne connaissance statistique se prêtant bien à des études quantitatives, travaux de modélisation en particulier. On pourrait aussi dire, d'une facon un peu simpliste, qu'il vaut mieux essaver de comprendre les choses les plus simples avant de s'attaquer aux plus compliquées, s'il n'était sidifficile, dans ce domaine, de discerner les unes des autres.

Pour décrire l'atmosphère solaire, on peut procéder verticalement ou horizontalement. Les modèles d'atmosphère unidimensionnels, que l'on retrouvera tout au long de ces lignes, ignorent les variations horizontales. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure (1.1) la variation de température en fonction de l'altitude correspondant à un tel modèle. La partie la plus basse que nous considérerons est la zone convective. Les échanges d'énergie s'y font principalement par convection et ce mécanisme très efficace maintient un gradient de température relativement faible (en valeur absolue) dans toute cette région, par ailleurs inaccessible aux observations spectroscopiques. On trouve au-dessus la photosphère, où la température diminue d'une façon plus brutale, les pertes d'énergie étant dues presque uniquement au rayonnement. Cette couche relativement mince, où se forme l'essentiel du spectre visible, est par là même la région la mieux connue du soleil. Un peu plus haut,

ã



your le modèle d'almosphère nº18.

----

le gradient de température s'inverse et commence la chromosphère, objet de nos investigations. Suivant en cela Athay (1976), nous l'avons subdivisée en trois couches : la basse chromosphère, voisine du minimum de température, qui débouche après une légère remontée sur une partie en pente douce : la moyenne chromosphère. Cette zons, dont la température moyenne est de l'ordre de 6500 K, se termine par une remontée brutale de température, suivie d'un plateau à environ 20000 K, qui constituent la haute chromosphère. En continuant à progresser vers le haut, on arrive dans la couronne solaire, cù règnent des températures de l'ordre de 10<sup>6</sup> K, après avoir traversé une mince couche, dite région de trensition, caractérisée par un gradient de température très élevé. 7

Quant à la structure horizontale du soleil calme, elle se caractérise essentiellement, au niveau chromosphérique, par la supergranulation. Lorsque l'on effectue des spectrohéliogrammes dans une raie d'origine chromosy vérique, comme par exemple la raie K du calcium ionisé, cette structure appareît comme formée d'un réseau brillant délimitant des cellules plus sombres. La forme de ces cellules est assez irrégulière et l'aur dimension movenne est de l'ordre de 30 000 km. Les manures de champ magnétique montrent que la quasi-totalité de celui-ci est concentrée le long des mailles du réseau chromosphérique. Celles-ci sont le siège d'autres phénomènes : les mesures de vitesse y indiquent un mouvement de matière descendant, qui pourrait être l'indice d'un phéromène général de circulation dans la chromosphère. C'est également sur les mailles de ce réseau que sont concentrés les spicules, comme l'indiquent les spectrohéliogrammes effectués dans la raie Ha.

1

-----

> Un des problèmes majeurs posés par la chromosphère est celui de son équilibre énergétique. L'augmentation de la température avec l'altitude ne peut en effet s'expliquer sans l'existence d'un apport d'énergie de nature non radiative. Une discussion détaillée de ce problème sortirait du cedre de notre étude.

Rappelons simplement que l'hypothèse la plus fréquenment avancée pour expliquer ce phénomène consiste en un dégagement de chaleur par dissipation d'ondes acoustiques. Cette hypothèse est toutefois contestée à l'heure actuelle, les observations les plus récentes n'ayant pas permis la mise en évidence d'ontes d'une amplitude suffisante pour fournir la quantité d'énergie requise.

a,

Malgré son appellation, notre soleil calme est agité de toutes sortes de mouvements. Du point de vue observationnel, on peut les classer en deux catégories, les mouvements résolus d'une part, les non-résolus d'autre part. Les premiers peuvent être détectés par eux-mêmes, soit par observation directe du déplacement de la matière, comme dans le cas des jets de plasma qui constituent les spicules, soit le plus souvent par le glissement des raies spectrales consécutif à l'effet Doppler. C'est ainsi que sa manifestent les oscillations de cinq minutes qui affectent la photosphère, ou celles de trois minutes que l'on trouve dans la chromosphère (et qui seront traitées en détail dans les derniers chapitres), sans parler des ordes de plus longue période qui ont été également observées.

Les mouvements dits non-résolus ne sont pas observables directement. Cela peut provenir d'une résolution spatiale insuffisante des instruments, mais il existe aussi des raisons intrinsèques : ainsi en va-t-il des ondes de courte période, dont la longueur d'onde peut-être nettement plus faible que l'épaisseur de la région de formation des raies spectrales existantes. Ces mouvements non résolus se manifestent en élargissant les raies spectrales par effet Doppler. On a en effet constaté que les largeurs des raies formées dans la chromosphère étaient nettement supérieures à celles que l'on pouvait attendre des mouvements thermiques des atomes. Pour reconstituer le profil des raies spectrales, on est ainsi amené à introduire une "vitesse microturbulente", fonction de l'altitude, qui se compose avel la vitesse liée à l'agitation thermique pour définir les largeurs Doppler (cf. chapitre IV). Cette façon de traiter les vitesse aléatoires d'origine nonthermique suppose cependant que la taille des éléments de volume dans lesquels ces vitesses sont corrélées est nettement inférieure au libre parcours moyen des photons. Comme nous le verrons au chapitre V, cette hypothèse de la microtirbulence ne permet pas d'expliquer correctement les profils observés d'un certain nombre de raies. Il est donc vraisemblable que ces mouvements non résolus peuvent être aussi bien de type "macroturbulent" que microturbulent. Quant à leur nature réelle, il est bien difficile de savoir s'il s'agit de vraie turbulence ou d'ondes, qu'elles soient sonores, gravifiques ou magnétiques, ou encore hybrides des précédentes.

à

- {

3

En physique solaire comme dans d'autres domeires. l'étude de chénomènes passe de plus en plus souvent par la modélisation. Nous entendons par "modèle" un mécanisme fictif, bien défini mathématiquement, cui simule un phénomène physique réel. Ce modèle, toujours beaucoup plus simple que le phénomère qu'il représente, en facilite la compréhension. En dehors de ce rôle explicatif, les modèles peuvent posséder d'autres vertus : ils jouent en particulier un rôle unificateur en établissant des liens entre des observations séparées, Ainsi, par exemple, ceux qui représentent la chromosphère doivent permettre d'expliquer à la fois le spectre ultra-violet et l'émission centimétrique du soleil. Il peuvent également jouer un rôle de référence, lorsqu'or les utilise à un autre usage que celui pour lequel ils ont été initialament concus. Els se substituent alors au phénomère qu'ils représentent. Au chapitre VII, nous utiliserons ainsi un modèle d'atmosphère, initialement conçu pour l'interprétation des raies spectrales, afin l'étuier les modes d'oscillation chromosphériques. Bien que cette classification soit imprécise et assez subjective, on peur essayer de classer les modèles en trois catégories, en distinguent les théoriques. les empiriques et les semi-empiriques. A ces trois catégories corvespondent trois sortes de phéromènes. Les modèles théoriques

s'appliquent à des phénomènes dont la nature est dans l'ensemble bien connue : c'est le cas, par exemple, de la variation de température dans la photosphère que l'on parvient assez bien à reproduire par application d'un certain nombre de lois physiques (équilibre radiatif, équilibre hydrostatique, écuilibre statistique des populations, etc...) (cf. Kurucz, 1974). C'est également le cas des oscillations de cinq minutes (voir par exemple Ando et Osaki, 1975), Les modèles empiriques, qui se limitent pratiquement à une description phénoménologique, s'appliquent essentiellement à des objets dont le mode de fonctionnement est mal compris, même s'ils sont bien observés (par exemple, en physique solaire, les taches ou les spicules). Enfin, les modèles semi-empiriques représentent un cas intermédiaire entre les deux précédents et s'appliquent ainsi à des phénomènes partiellement connus. C'est le cas de ceux qui simulent la structure verticale de la chromosphère et que l'on étudiera plus en détail au chapitre II. Une partie des mécanismes applicables à la photosphère (équilibre hydrostatique, équilibre statistique, transfert de rayonnement) restant valables dans ce cas, mais l'équilibre radiatif ne permet pas de reproduire la remontée de température déduite des observations. On est donc amené à se fixer a priori la variation de température, ce qui revient à supposer l'existence d'une source d'énergie non radiative, de nature inconnue.

Ainsi, les lignes qui suivent seront en grande partie consacrées à deux sortes de modèles : les premiers, de type semi-empirique, chercheront à représenter la structure verticale de l'atmosphère solaire et occuperont les chapitres II à V. Les autres, de nature plutôt théorique, auront l'ambition de simuler les oscillations de la chromosphère et seront traités au cours des chapitres VI à X. CHAPITRE II

L'ATMOSPHERE HYDROSTATIQUE

"... sed motos praestat componere fluctus."

(Virgile, -19)

Ce chapitre, comme les trois qui le suivent, est consacré à l'atmosphère solaire la plus simple qui se puisse concevoir : sous l'action de la seule force de gravitation, la matière se dispose en couches concentriques qu'aucun mouvement ne vient perturber. Les paramètres qui définissent la structure de l'atmosphère sont alors des fonctions d'une seule variable, l'altitude. et les variations de densité et de pression sont définies, via la loi des gaz parfaits, une fois que l'on se donne la composition chimique et la température. En raison de la faible épaisseur de l'atmosphère comparée au rayon solaire, on poussera plus loin encore la simplification en négligeant la courbure, ce qui conduit à une atmosphère plan-parallèle. Bien qu'une telle démarche paraisse, à juste titre, en contradiction avec les observations, les modèles unidimensionnels développés depuis une quinzaine d'années se sont révélés aptes à expliquer une grande partie, si ce n'est la majeure partie, des propriétés du spectre solaire. Des effets raquère attribués systématiquement aux inhomogénéités, tels les "anomalies" dans les variations centre-bord de certaines raies chromosphériques, sont même rentrés dans le giron de l'atmosphère plan-parallèle denuis l'introduction de la diffusion partiellement cohérente. De tels modèles ne peuvent certes pas vraiment tout expliquer, sinon les chapitres VI à X perdraient leur objet, mais même dans ce cas (l'étude des oscillations), il est nécessaire de se définir un modèle de départ qu'il est commode de choisir en équilibre hydrostatique. Tout cela justifie l'attention qui leur est ici consacrée.

#### II. 1. Bref historicue

Une revue des modèles d'atmosphère solaire a été faits, en particulier, par Avrett (1977). On pourra s'y reporter pour plus de détails. Ces modèles sont de type soit théorique,

soit semi-empirique. Les premiers ont l'intérêt de ne pas postuler a priori la variation de la température avec l'altitude, mais de calculer celle-ci en supposant que l'atmosphère est en équilibre radiatif. Ces modèles théoriques. très employés en physique stellaire, le sont moins en physique solaire, mais on peut citer, par exemple, ceux de Kurucz (1974) ou de Gustafsson et al. (1975). Dans le cas du soleil. de tels modèles présentent l'inconvénient majeur de ne pas représenter la remontée de température chromosphérique, le maintien de celle-ci exigeant une source d'énergie non-radiative, dont le nature est encore mal connue. C'est pourquoi on se limitera ici aux modèles semi-empiriques, où l'on se donne au départ la variation de température en fonction d'une variable représentant l'altitude, qui peut être l'altitude elle-même ou la masse par unité de surface (densité intégrée le long d'une ligne verticale), par exemple. On se donne également la composition chimique, la gravité et éventuellement la vitesse moyenne du champ de vitesses "microturbulent". Les premiers modèles, en particulier ceux connus sous les noms de "Utrecht Reference Photosphere" (Heintze, Hubenet et De Jager, 1964), "Bilderberg Continuum Atmosphere" (Gingerich et De Jager, 1968) ou "SAO 5", étaient basés, du point de vue théorique, sur l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local et cherchaient à reproduire le plus fidèlement possible les intensités continues dans tous les domaines spectraux suffisament connus du spectre solaire. Avec le "Harvard Smithsonian Reference Atmosphere" (HSRA : Gingerich et al., 1971), toujours basé sur les intensités continues, un progrès théorique fut accompli avec l'introduction des écarts à l'ETL pour l'atome d'hydrogène. En utilisant un modèle d'atome d'hydrogène plus complexe et en éterdant les méthodes de transfert hors-ETL à un certain nombre d'autres éléments abordants dans l'atmosphère solaire, Vernazza, Avrett et Loeser (1973) proposèrent un modèle ("VAL") s'étendant de la photosphère à la région de transition chromosphère-couronne. Ces mêmes auteurs perfectionnèrent ensuite leur modèle en proposant des modifications dans la région du minimum de température (Vernazza, Avrett et Loeser, 1976), La base

observationnelle de tous ces modèles était roujours constituée par les intensités continues du spectre solaire. L'amélioration des méthodes de calcul concernant les profils de raies (successivement et schématiquement : l'abandon de l'ETL, l'utilisation de modèles d'atomes comprenant de nombreux niveaux, l'introduction de la diffusion partiellement cohérente) ont incité certains auteurs à utiliser ces profils pour construire des modèles d'atmosphère. Cela a conduit, par exemple, Ayres et Linsky (1976) à proposer un modèle ("AL"), basé sur les raies de Mg II et Ca II, dont le minimum de température est sensiblement plus chaud (4450 % au lieu de 4150) que celui du VAL ou du HERA. l'usage des profils de raies reste cependant plus critiquable, en matière de modèles d'atmosphère, que celui des continus, en raison de la complexité du mécanisme de formation de certaines d'entre elles et des incertitudes qui affectent fréquement les parmètres atomiques.

#### II. 2. Le calcul des modèles seni-empiriques

Conformément à ce qui a été dit plus haut, nous utilisons, pour nous définir un modèle semi-empirique :

- une grille de valeurs pour la masse m par unité de surface (que l'on part définir comme la densité intégrée le long d'un rayon solaire, à partir de l'observateur) ;
- les températures T correspondant à ces valeurs de m ;
- les vitesses moyennes  $v_T$  de microturbulence (pour les mêmes valeurs de m) ;
- les abondances des divers éléments (A;) ;
- le champ de gravitation (g).

Il faut bien entendu ajouter à cela un certain nombre de paramètres atomiques en fonction des détails du problème que l'on veut traiter : sections efficaces d'axcitation et d'ionisation par collision, forces d'oscillateur, sections de protoionisation, paramètres d'élargissement des raies, etc...

Les principaux résultats de ces calculs sont les altitudes z, les densités  $\rho$ , les densités électroniques N<sub>e</sub>, ainsi que les intensités dans diverses parties du spectre solaire (raies et continus) qui permettent de tester la validité du modèle.

20

÷

. جزر

> Le problème consiste à résoudre un système d'équations comprenant : l'équilibre hydrostatique, l'équilibre d'ionisation des éléments les plus abondants, l'équilibre statistique des populations des niveaux (pour l'atome d'hydrogène et éventuellement d'autres atomes), le transfert de ravonnement dans les transitions étudiées. La figure 2.1 résume les rapports entre les diverses grandeurs mises en jeu par ces équations : les principales variables sont figurées par des rectangles, les équations (ou systèmes d'équations), que nous examinerons plus en détail par la suite. par des cercles. Les flèches indiquent le sens habituel des calculs numériques, allant des grandeurs utilisées comme données aux équations, et des équations aux "inconnues". Ce schéma illustre l'interdécendance des systèmes, et par suite la nécessité de les résoudre simultanément. Ainsi, par exemple, l'équilibre hydrostatique dépend, à cause de la pression électronique, de la densité électronique, qui est déterminée par l'ionisation de l'hydrogène et des métaux (ou, plus généralement, des autres éléments). L'ionisation de l'hydrogène est couplée, via l'équilibre statistique, aux champs de revonrement dans les transitions (raies et continus) relatives à cet élément. Ceux-ci dépendent à leur tour, via les équations de transfert, de la densité, de la température, et même des champs de rayonnement dans les autres transitions par l'intermédiaire des termes  $\epsilon^{\#}$  et  $B^{\#}(\text{pour les raies}$  : cf. chapitre 4) ou  $\zeta_{_{\rm O}}$  et  $\eta_{_{\rm O}}$  (pour le continu de Lyman : cf. chapitre 3). On peut résoudre numériquement ces systèmes par itération, en ajoutant aux données du problème une première évaluation de certains paramètres (par exemple les champs de revonnement), que l'on change par la suite jusqu'à obtention de la convergence. Cela conduit à des systèmes de "boucles" imbriquées, tels celui schématisé par la figure 2.2, que nous avons utilisé pour résoudre simultanément l'équilibre hydrostatique et l'équilibre

Figure 2.1 : Représentation schématique des systèmes d'équations entrant dans le calcul d'un modèle d'atmosphère semi-empirique : les carcles représentent les systèmes d'équations et les rectangles, les variables entrant dans ces systèmes. Les flèches indiquent le sens dans lequel les calculs numériques sont effectués.

Signification des symboles :

: abondance de l'élément (k) Ą, : champ de gravitation g : masse par unité de surface (variable de profondeur) m т : température fonctions de m : vitesse movenne de turbulence vŢ : altitude géométrique z : densité ٥ N : densité électronique Tr Cji Nj Rji : température de rayonnement -: probabilité d'excitation/ionisation par collisions : population du niveau (j) d'un atome : probabilités d'excitation/ionisation par reyonnement е**\*** coeficients de couplage pour une raie в\* : populations des ions Nion : intensité spécifique Ζ.,



Figure 2.1



÷

Figure 2.2 : Système de boucles et de tests pour la résolution numérique des systèmes d'équations définissant un modèle d'atmosphère.

d'ionisation de l'hydrogène, l'ionisation des autres éléments ("métaux") étant supposée conforme à l'équilibre thermodynamique local (loi de Saha). Ce système de boucles est assorti de divers tests destinés à vérifier la convergence des calculs et portant sur le rapport d'ionisation  $\eta = N_e / N_H$ , les températures de rayonnement  $T_r$  dans les continus de l'hydrogène, les bilans radiatifs  $\rho_{ij}$ , les populations  $N_i$  des niveaux, et les altitudes.

II. 3. L'équilibre hydrostatique

Si  $\rho$  est la densité, la variation de la pression avec l'altitude est donnée par l'équation de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{dP}{dz} = -g\rho \qquad (2.1)$$

L'épaisseur de l'atmosphère étant faible par rapport au rayon du soleil, on peut considérer la gravité comme constante et, par intégration de l'équation précédente, obtenir la relation simple :

```
P = mg (2.2)
```

La pression totale résulte de la somme de plusieurs termes : la pression due aux atomes et aux ions est  $N_A \ KT$ ,  $N_A$  étant la densité de ces particules. La contribution des électrons est  $N_e \ KT$ . Aux deux précédences, il faut ajouter la contribution des mouvements turbulents non résolus dont l'atmosphère solaire est le siège :  $^{1}/_{2} \rho v_T^{2}$ ,  $v_T$ étant la vitesse moyenne de "microturbulence". On négligera ici la pression de radiation, dont l'ordre de grandeur est nettement plus faible. Si l'atmosphère est composée de n éléments différents, dont les abondances sont  $A_i$  et les masses des atomes  $u_i$ , on obtient :

 $P = N_{\rm m} \left[ (c_2 + \eta) kT + \frac{1}{2} c_1 v_{\rm m}^2 \right]$ (2.3)

20

où l'on a posé :

et

$$c_{2} = \frac{N_{A}}{N_{H}} = \frac{\sum_{j=1}^{n} A_{j}}{\sum_{j=1}^{n} A_{j}}$$

$$c_{1} = \frac{p}{N_{H}} = \frac{\sum_{j=1}^{n} A_{j}}{\sum_{j=1}^{n} A_{j}}$$

$$\eta = \frac{N_{e}}{N_{H}}$$
(2.4)

 $(N_{H} : densité d'hydrogène totale)$ (2.3) peut encore s'écrire, en fonction de m :

$$P = -\left(\frac{c_2 + \eta}{c_1} kT + \frac{1}{2} v_T^2\right) \frac{dn}{dz}$$
(2.5)

En combinant cette expression avec (2.2), on obtient pour z l'équation différentielle :

 $dz = -\frac{1}{g} \left( \frac{C_2 + \eta}{C_4} kT + \frac{1}{2} vT^2 \right) d (lr.m)$  (2.6)

Si le taux d'ionisation  $\eta$  est connu, on peut intégrer numériquement cette équation par une méthode classique (celle de Kutta-Runge, par exemple) pour en déduire les altitudes et, par la même occasion, les densités de l'hydrogène et des électrons.

Certains auteurs, en particulier Vernazza, Avrett et Loeser (1973), donnent les paramètres initiaux en fonction de l'altitude géométrique. Dans ce cas, c'est m que l'on doit déterminer, ce qui revient à prendre l'écuation (2.6) dans l'autre sens.

#### II. 4. Un modèle initial pour l'étude des oscillations

A partir du chapitre VI, nous étudierons les oscillations dans l'atmosphère solaire. Pour cela, nous devons nous définir un modèle en équilibre hydrostatique qui constituera les conditions initiales du mouvement (ou, pour employer le langage de l'hydrodynemique linéaire, qui servira de support à la propagation des ondes). Comme on le verva au cours des chapitre VI et VII, les 21

÷ i

oscillations de l'atmosphère solaire forment un système s'étendant à travers la zone convective, la photosphère et la chromosphère. Il faut donc se donner un modèle englobant ces diverses parties de l'atmosphère et montant jusqu'à la base de la couronne, ce qui constitue un ensemble beaucoup plus étendu que les modèles usuels. Pour le construire, on doit donc faire appel à des sources diverses et raccorder les "morceaux d'atmosphère" ainsi obtenus.

Un tel modèle est soumis, de la part des observations, à deux catégories de contraintes : les unes, de nature hydrodynamique, sont représentées par la fréquence des oscillations, liée aux fréquences propres des "cavités" photosphériques et chromosphériques, comme on le verra au chapitre VI. Ces fréquences propres dépendent essentiellement des variations de température avec l'altitude géométrique. Les autres contraintes, que l'on peut qualifier de "spectroscopiques", sont fournies par les intensités dans un certain nombre de raies et de continus du spectre solaire. dont les régions de formation sont incluses dans le modèle. Contrairement aux précédentes, ces contraintes ne dépendent pas directement des dimensions géométriques de l'atmosphère, mais plutôt des densités de matière le long de la ligne de visée, qui définissent les profondeurs optiques. Pour pouvoir tester un modèle au moven de ces deux sortes de critères, il est donc nécessaire d'avoir à la fois z et m, c'est à dire de résoudre l'équilibre hydrostatique.

Ce modèle comprend ainsi une zone convective, dont la structure de température est déterminée par le flux d'énergie sortant du soleil, par l'intermédiaire de la théorie de la "distance de mélange". Nous avons utilisé, à cet effet, les tables de Baker et Temesvary (1966). La photosphère est sans doute la partie la mieux connue de l'atmosphère solaire, la majeure partie du spectre visible provenant de cette région : nous avons repris la variation de température donnée par Vernazza, Avrett et Losser, (1973) (VAL). Pour la région du minimum de température, il était nécessaire de faire un choix entre les modèles relativement froids, basés sur

2

les continus (par exemple celui de Vernazza, Avrett et Loeser, 1976). et les modèles plus chauds, comme celui d'Ayres et Linsky (1976), basé sur les ailes des raies de Ca II. L'un des principaux objectifs de ces calculs étant l'étude des raies de Mg II et Ca II, un modèle du second type (avec un minimum à 4500 K) a été préféré. ce qui n'implique pas une prise de position de notre part dans la controverse sur la température de cette région ! Dans la chromosphère proprement dite, l'augmentation des inhomogénéités laisse une certaine latituie quant au choix de la structure de température. On a adopté ici une température légèrement inférieure à celle du VAL pour deux raisons : tout d'abond, la dissipation de l'énergie mécanique des ondes commence à se manifester dans cette région et tend à la réchauffer au cours des expériences ; ensuite, les variations (réversibles) de température qui accompagnent les mouvements créent des variations fortement non-linéaires des fonctions cources dans les raies chromosphériques, si bien que l'intensité movenne qui en résulte est nettement supérieure à l'intensité du modèle statique (un exemple de cet effet sera donné au chapitre IX) ; on a donc compensé cet effet en prenant un modèle initial légèrement plus froid. Par rapport au VAL, le plateau "Lyman β" a été également refroidi de 2000 K environ, suivant en cela les recommandations de Lites, Shine et Chipman (1978). L'épaisseur de la région de transition chromosphère-couronne est comparable à celle donnée par Jordan (1975), mise à part la partie supérieure qui a été réduite de façon à arriver plus rapidement dans la couronne (et supprimer ainsi quelques points inutiles à nos calculs).

En ce qui concerne les vitasses de microturbulence, nécessaires à l'interprétation des largeurs de raies observées, on a pris pour référence celles données par le VAL. Toutefois, il est apparu avantageux de les réduire d'enviror. 20% dans la chromosphère. D'une part, cela permet de tenir compte de l'élargissement résultant des oscillations ; d'autre part, cela tard à réduire quelque peu les dimensions géométriques de l'aumosphère (via l'équilibre hydrostatique) et par suite à augmenter les fréquences 23

propres d'oscillation et à les rapprocher des fréquences observées (sans cela, les périodes d'oscillation seraient nettement supérieures à 200 secondes).

24

2

Les principaux paramètres du modèle sont indiqués dans la table n°1 qui comprend, outre les données (m, T,  $v_{\rm T}$ ), les altitudes, les densités d'hydrogène (atomes et ions), et les rapports d'ionisation n résultant des calculs mentionnés plus haut. Les parties de ces calculs relatives à l'équilibre statistique et au transfert de reyonnement pour l'hydrogène, fournissent en même temps les intensités dans les raies et les continus, ainsi que leurs variations centre-bord. Ces calculs seront donc détaillés dans les chapitre III et IV.

25

#### TABLE 1

MODELE D'ATMOSPHERE Nº18

m	т	ν <sub>T</sub>	h	NH	N /N.
(g/cm <sup>2</sup> )	(K)	(km/s)	(km)	(cm <sup>-3</sup> )	''e' ''H
7.90 (-6)	1 000 000	8.0	2 745	6.83 (+8)	1.20
7.95 (-6)	1 000 000	7.9	2 438	6,88 (+8)	1.20
8.05 (-6)	316 000	7.7	2 076	2.19 (+9)	1.20
8.08 (-6)	158 000	7.6	2 035	4.37 (+9)	1.20
8.10 (-6)	79 400	7.6	2 021	8.60 (+9)	1.20
8.12 (-6)	39 800	7.5	2 014	1.68 (+10)	1.20
8.18 (-6)	20 000	7.4	2 003	3.42 (+10)	1.05
8.40 (-6)	19 000	7.0	1 977	3.73 (+10)	1.04
8.80 (-6)	17 800	6.2	1 935	4.28 (+10)	1.02
8.85 (-6)	12 600	6.1	1 931	6.18 (+10)	9.12 (-1)
8.90 (-6)	9 000	6.0	1 928	9,04 (+10)	7.37 (-1)
1.00 (-5)	7 410	5.9	1 884	1.26 (+11)	6.41 (-1)
1.26 (-5)	6 790	5.7	1 812	1.83 (+11)	5.14 (-1)
1.58 (-5)	6 640	5.5	1 749	2,50 (+11)	4.03 (-1)
2.51 (-5)	6 520	5.1	1 635	4.50 (÷11)	2.23 (-1)
3.98 (-5)	6 430	4.7	1 536	8,15 (+11)	1.19 (-1
1.00 (-4)	6 310	4.0	1 359	2,33 (+12)	3,76 (-2)
2.51 (-4)	6 190	3.3	1 200	6,39 (+12)	1.45 (-2
6.31 (-4)	6 030	2.5	1 054	1,74 (+13)	6,92 (-3
1.58 (-3)	5 780	1.8	920	4,73 (+13)	<b>2.93 (-</b> 3
3.98 (-3)	5 370	1.0	797	1,32 (+14)	8.65 (-4
1.00 (-2)	4 920	1.9	686	3.53 (-14)	2.57 (-4
2.51 (-2)	4 570	1.0	582	9.78 (÷14)	1.48 (-J
5.01 (-2)	4 510	1.0	508	1,98 (÷15)	1.32 (-4

:

-

(1,1,1,1,1)

TABLE 1 (suite et fin)

1

1.00 (-1)	4 500	1.0	435	3.96 (+15)	1.20 (-4)
2.00 (-1)	4 570	1.0	361	7.80 (+15)	1.14 (-4)
3,98 (-1)	4 740	1.0	285	1.50 (+16)	1.17 (-4)
1.00	5 040	1.0	179	3,54 (+16)	1.26 (-4)
2.51	5 570	1.0	64	8.05 (+16)	1.70 (-4)
3.98	6 170	1.0	0	1.15 (+17)	3.63 (-4)
5.01	6 920	1.0 -	• 35	1.30 (+17)	1.24 (-3)
6.31	8 320	1.0 -	- 77	1.35 (+17)	8.91 (-3)
7.94	9 550	1.0 -	125	1.45 (+17)	3.17 (-2)
1.00 (+1)	10 300	1.0 -	- 181	1.66 (+17)	5.65 (-2)
1.58 (+1)	11 500	1.0 -	- 306	2.24 (+17)	1.14 (-1)
2.51 (+1)	12 700	1.0 -	- 455	3.03 (+17)	1.92 (-1)
3.98 (+1)	13 700	1.0	- 626	4.24 (+17)	2.59 (-1)
6.31 (+1)	14 700	1.0 ·	- 819	5.98 (+17)	3.25 (-1)
1.00 (+2)	15 800	1.0	- 1 036	8.40 (+17)	3.97 (-1)
1.58 (+2)	16 900	1.0	- 1 278	1.19 (+18)	4.59 (-1)
2,51 (+2)	18 100	1.0	- 1 550	1,70 (+18)	5.19 (-1)
3,98 (+2)	19 400	1.0	- 1 851	2,44 (+18)	5.75 (-1)

25

<u>.</u>

CHAPITRE III

:

27

TRANSITIONS CONTINUES ET DENSTTE ELECTRONIQUE

Au cours du chapitre précédent, on a vu que l'équation de l'équilibre hydrostatique (2.6) pouvait être intégrée à condition de connaître le paramètre .n, rapport de la densité électronique à la densité d'hydrogène, représentatif de l'ionisation du milieu. La valeur de ce paramètre est elle-même déterminée par de nombreux processus contrôlant l'ionisation de chaque élément chimique présent dans l'atmosphère. Parmi ceux-ci, l'hydrogène occupe une place prépondérente, puisqu'il constitue à lui seul 90% (en nombre d'atomes) de l'atmosphère solaire. Pour cette raison, et aussi parce que son équilibre d'ionisation met en jeu des mécanismes complexes, la majeure partie de ce chapitre lui sera consacrée.

#### III. 1. Origine des électrons

:

L'équilibre d'ionisation de chaque élément chimique varie avec l'altitude en fonction des conditions physiques et des champs de rayonnement qui y règnent. Dans la zone convective, l'hydrogène est suffisamment ionisé pour que sa contribution soit prépondérante. D'autre part, en raison de la densité élevée, les collisions entre particules sont très nombreuses et maintiennent des populations d'ions, d'atomes et d'électrons conformes à l'écuilibre thermodynamique local.

Plus haut dans l'atmosphère, au voisinage du minimum de température, le taux d'ionisation de l'hydrogène tombe à un niveau très bas, de l'ordre de 10<sup>-6</sup>, si bien que la contribution d'éléments moins abondants, mais plus facilement ionisables, devient la principale source d'électrons libres. Ces éléments sont principalement les métaux : sodium, magnésium, aluminium, silicium, calcium et fer. En raison de la diminution de la fréquence des collisions, et de l'augmentation du libre parceurs moyen des photons, qui peuvent

ainsi transiter librement entre régions de températures différentes, les populations de ces ions peuvent différer sensiblement de ce qu'elles seraient à l'ETL (en particulier, en ce qui concerne le silicium : cf. Vernazza, Avrett et Loeser, 1976). Il apparaît néarmoins que, globalement, les calculs d'ionisation des métaux effectués en ETL donnent une approximation satisfaisante de la densité électronique dans cette région.

Avec la remontée de température chromosphérique, réapparaît l'ionisation de l'hydrogène qui devient à nouveau la principale source d'électrons libres. Cependant, du fait de la faible opacité de la chromosphère pour un certain nombre de transitions de l'atome d'hydrogène, une grande partie des photons s'échappe de l'atmosphère, provoquant une diminution de l'intensité moyenne du rayonnement. Les processus de photoionisation perdent ainsi de leur efficacité et ramènent le taux d'ionisation de l'hydrogène nettement en-dessous de ce qu'il serait à l'ETL. Un calcul global des champs de rayonnement et des populations des niveaux de cet élément est donc nécessaire pour déterminer la densité électronique.

Dans la région de transition et la couronne, l'hydrogène est totalement ionisé. Des variations de  $\eta$  (entre 1 et 1.2) peuvent encore se produire du fait de l'ionisation de l'hélium. Là encore, cette ionisation se fait hors ETL, et il faudrait la traiter, en toute rigueur, de la même façon que celle de l'hydrogène. Si nous l'avons traitée ici en ETL, c'est simplement parce que le phénomène ne concerne qu'une très faible couche de l'atmosphère, et que la différence d'épaisseur de la région de transition qui pourrait en résulter est négligeable quant à la dynamique chromosphérique (il en irait tout autrement, bien entendu, si le but de ces calculs était la formation des raies de l'hélium).

#### III. 2. L'équilibre thermodynamique local

L'EIL étant une chose bien conrue depuis longtemps des astrophysiciens, il ne s'agit pas ici de rappeler ses principes,

÷

mais de montrer son application concrète à la détermination des populations d'ions et d'électrons dans la zone convective et la photosphère. En équilibre thermodynamique, les populations N, et  $N_{j+1}$  de deux états successifs d'ionisation d'un même élément sont régles par la loi de Sana :

$$\frac{N_{j+1} N_{2}}{N_{j}} = \left(\frac{2\pi m kT}{h^{2}}\right)^{\frac{N}{2}} \frac{2U_{j+1}}{U_{j}} \exp\left(-\frac{hv_{j,j+1}}{kT}\right)$$
(3.1)

(m : masse de l'électron,  $U_j$ ,  $U_{j+1}$  : fonctions de partition ; les autres symboles ont leur sens usuel)

Le membre de droite est, pour une transition donnée, uniquement fonction de la température. On peut donc écrire (3.1) sous la forme :

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} = N_e f_j(T)$$
(3.2)

Par récurrence, on peut en déduire la population de chaque état d'ionisation (j = 1, ..., 1)

$$N_{j} = N_{T} \frac{N_{e}^{1-j} F_{j}^{(T)}}{\sum_{\substack{j \\ j'=1}}^{l} N_{e}^{1-j'} F_{j'}^{(T)}}$$
(3.3)

avec :  $F_{j}(T) = \int_{j=1}^{j-1} f_{j}'(T)$  (3.4)

(N<sub>p</sub> est la densité numérique de l'élément considéré)

Le nombre moyen d'électrons libérés par un aturs de cet élément (c'est-à-dire, à une constante près, sa charge électrique) est :

$$E(N_{e},T) = \frac{\frac{1}{2}}{j=1} (j-1) \frac{N_{j}}{N_{T}} = \frac{\frac{1}{2}}{\frac{j=1}{2}} (j-1) \frac{F_{j} N_{e}^{1-j}}{\frac{1}{2}} (j-1) \frac{F_{j} N_{e}^{1-j}$$

Pour une température donnée, E est une fonction décroissante de la densité électronique. Cette propriété, assez intuitive du point de vue physique, se peut démontrer ainsi :

> En posant :  $u = \int_{j=1}^{\frac{1}{2}} (j-1) F_j N_e^{1-j}$ et :  $v = \int_{j=1}^{\frac{1}{2}} F_j N_e^{1-j}$ , on a :

 $\frac{\partial E}{\partial N_e} = \frac{1}{v^2} \left( v \; \frac{\partial u}{\partial N_e} - u \; \frac{\partial v}{\partial N_e} \right) = \frac{1}{v^2} \; \frac{1}{j^2} \; \frac{1}{j^2} \; \sum_{j=1}^{L} \; F_j \; F_j ' \; N_e^{\; 1 - j - j \, '} (j' - j - j'^2 + jj')$ 

En utilisant la symétrie des sommations par rapport à j et à j', et en remarquant que les termes correspondant à j'=j sont nuls, on peut transformer cette expression en :

$$\frac{\partial E}{\partial N_{\mu}} = \frac{1}{v^2} \int_{j=1}^{\frac{1}{2}} \int_{j=j+1}^{\frac{1}{2}} F_j F_j' N_e^{(1-j-j)'} [-(j'-j)^2]$$
(3.5)

Les F<sub>j</sub> et N<sub>e</sub> étant positifs, cette quantité est toujours négative, ce qui démontre la décroissance de E en fonction de N<sub>a</sub>.

Si le milieu considéré est formé de n éléments d'abondances  $A_i$ , la densité électronique est solution de l'équation de neutralité électrique de l'atmosphère, qui peut s'écrire :

$$N_{e} = N_{H} \sum_{i=1}^{n} A_{i} E_{i} (N_{e}, T)$$
(3.7)

Pour une température donnée, le membre de droite est une fonction strictement décroissante de  $N_2$ , ce qui assure l'unicité de la solution. Numériquement, celle-ci peut être obtenue assez facilement par la méthode de Newton.

32

2

No. of the Association of the As

Î

#### III, 3. L'équilibre statistique

Comme cela a été dit plus haut, les électrons existant dans la chromosphère proviennent essentiellement de l'ionisation de l'hydrogène. Le paramètre n est donc principalement déterminé par le rapport  $N_c/N_{\rm H}$ , où  $N_c$  est la population d'hydrogène ionisé (niveau "continu"), rapport qui peut être très différent de celui correspondant à l'ETL par suite de l'échappement des photons.

Les rapports entre les populations  $N_j$  des différents niveaux de l'hydrogène sont déterminés par les équations de l'équilibre statistique : si l'on considère c niveaux (le dernier étant le continu), et si  $P_{jk}$  est la probabilité de transition par unité de temps du jème au kème, la condition pour que les populations de ces niveaux restent constantes peut s'écrire (cf. Rosseland 1926) :

$$N_{j} \stackrel{c}{k=1}_{k=1}^{p} P_{jk} = \stackrel{c}{k=1}_{k=1}^{p} N_{k} P_{kj} \quad (j=1, ..., c) \quad (3.3)$$

$$\neq j \qquad \neq j$$

Les termes  ${\tt P}_{j\,j}$  ne correspondant à aucune transition, on peut poser, formellement :

$$P_{jj} = -\sum_{k=1}^{\mathcal{L}} P_{jk} \qquad (3.9)$$

$$\neq_{j}$$

ce qui réduit l'équation (3.8) à la forme :

$$k_{k=1}^{c} N_{k} P_{kj} = 0$$
 (j=1, ..., c) (3.10)

Ce système de c équations à c inconnues ne suffit pas, toutefois, à déterminer complètement les populations une fois que l'on connaît les taux de transition. Il est en effet de rang (c-1), chaque équation étant une combinaison linéaire de toutes les autres. Pour résoudre le problème, on remplace la dernière équation du système par la relation :

$$\sum_{j=1}^{C} N_{j} = N_{T}$$
(3.11)

qui exprime la conservation des atomes. Le système ainsi obtenu peut-être inversé par les méthodes numériques habituelles pour déterminer les populations.

En ce qui concerne les probabilités de transition, il convient de distinguer les transitions entre deux niveaux discrets (excitation et désexcitation), que l'on traitera au chapitre IV, de celles qui lient un niveau discret au continu (ionisation et recombinaison). Pour ces transitions continues, comme d'ailleurs pour les transitions discrètes, P<sub>jk</sub> est la somme de deux termes  $C_{jk}$  et  $R_{jk}$ , représentant respectivement les transitions collisionnelles et rediatives. Les premières s'accompagnent d'échanges d'énergie entre les atomes et les particules responsables des collisions, qui sont principalement des électrons. Les probabilités de transition correspondant à l'ionisation par collision électronique sont proportionnelles à la densité électronique et dépendent de la température :

$$C_{ic} = N_e \Omega_{ic}(T)$$
(3.12)

(pour la détermination des  $\Omega_{ic}$ , on pourra se reporter à un ouvrage "classique" comme ceux de Jefferies, 1968, ou de Mihalas, 1970). La probabilité de transition du processus inverse, parfois appelé "recombinaison à trois corps" car il met en jeu un ion et deux électrons, s'obtient en écrivant que les deux processus se compensent exactement lorsque le gaz est en équilibre thermodynamique :

$$C_{ci} = (\frac{N_{i}}{N_{c}})^{*} C_{ic}$$
 (3.13)

où  $(N_i/N_c)^*$  est le rapport des populations en ETL :

$$\binom{N_1}{N_c}^* = N_e \frac{\tilde{e}_1}{2\tilde{U}} (\frac{\tilde{h}^2}{2\pi m c^2})^{\frac{1}{2}} \exp(\frac{i n v_{1c}}{c^2})$$
 (3.14)

(g\_i : poids statistique du niveau (i) ;  $\complement$  : fonction de partition ;  $\nu_{\rm ic}$  : fréquence du seuil de la mansition).

Dans le cas des transitions rediatives, l'atome écharge de l'énergie avec le champ de rayonnement. Le nombre de photons émis ou absorbés, par unité de temps et de volume, au cours de ces processus, correspond à un nombre égal de transitions, ce qui conduit aux relations suivantes (valables aussi bien pour les raies que les continus) :

$$N_{s}R_{si} = 4\pi \int_{0}^{\infty} \frac{\epsilon_{v}}{h^{v}} dv \qquad (3.15)$$

et: 
$$N_i R_{is} = 4\pi \int_{0}^{\infty} \frac{\kappa_v J_v}{hv} dv$$
 (3.16)

où R<sub>is</sub> et R<sub>si</sub> représentent les probabilités de transition radiatives entre le niveau inférieur (i) et le niveau supérieur (s),  $\varepsilon_{v}$  et K<sub>v</sub> les coefficients d'émission et d'absorption relatifs à la transition, et J<sub>v</sub> l'intensité moyennée sur la direction :

$$J_{v} = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I_{v}(\mu) \, d\mu$$
 (3.17)

Si  $a_v$  est la section efficace de photoionisation pour la transition (i-c), le coefficient d'absorption est N<sub>j</sub> $a_v$ , d'où l'on déduit :

$$R_{ic} = 4\pi \int_{v_{ic}}^{\infty} \frac{\alpha_v J_v}{h^v} dv \qquad (3.18)$$

Le coefficient d'émission relatif à la recombinaison se compose de deux termes provenant des émissions spontanées et induites, liés par la relation d'Einstein :

$$\varepsilon_{\rm V}^{\rm (I)} = \frac{c^2}{2h} \frac{J_{\rm V}}{v^3} \varepsilon_{\rm V}^{\rm (S)} \tag{3.19}$$

En écrivant que, à l'équilibre thermodynamique, les processus rediatifs d'ionisation et de recombinaison se compensent exactement pour chaque fréquence, et que  $J_{ij}$  est égale à la fonction de Planck :

$$B_{v}(T) = \frac{2hv^{3}}{c^{2}} \frac{1}{\exp(\frac{hv}{kT}) - 1}$$
(3.20)

on obtient pour le coefficient d'émission spontanée :

$$\varepsilon_{v}^{(S)} = N_{c} \left(\frac{N_{\perp}}{N_{c}}\right)^{*} \alpha_{v} B'_{v} (T)$$
(3.21)

où B'u est la fonction de Wien :

$$B_{v}^{*}(T) = \frac{2hv^{3}}{c^{2}} \exp(-\frac{hv}{kT})$$
(3.22)

D'où la probabilité de photo-recombinaison :

$$R_{ci} = 4\pi \left(\frac{N_{i}}{N_{e}}\right)^{*} \int_{v_{ic}}^{\infty} \frac{\alpha_{v}}{h_{v}} B'_{v} (T) \left(1 + \frac{c^{2} J_{v}}{2 \hbar v^{2}}\right) dv \qquad (3.23)$$

Cas formules sont particulièrement utiles lorsque l'atmosphère est optiquement mince aux fréquences considérées, comme c'est le cas pour la chromosphère dans les continus de Balmer et de Paschen. L'intensité moyenne est alors constante et égale à la moitié de l'intensité intégrée dans l'angle solide de  $2\pi$ stéradians tourné vers l'extérieur du soleil (l'intensité dans l'angle solide opposé étant nulle). On peut obtenir cette intensité à partir des observations du spectre solaire, ou comme résultat d'un calcul de transfert de rayonnement dans les couches plus profondes de l'atmosphère.

Il est commode d'utiliser, pour représenter  $J_v$ , des températures de rayonnement moyennes  $I_v$  définies par la relation :

$$\int_{\nu_{jc}}^{\infty} \frac{\alpha_{\nu}}{h\nu} J_{\nu} d\nu = \int_{\nu_{jc}}^{\infty} \frac{\alpha_{\nu}}{h\nu} B_{\nu} (T_{\mu}) d\nu \qquad (3.24)$$

où B<sub>v</sub> est la fonction de Planck. Dans la majeure partie des calculs dont il sera question par la suite, neus avons fixé ces tempéritures de rayonnement respectivement à 5000 K et 4300 K pour les continus de Balmer et de Paschen, afin de calculer les  $R_{jc}$  dans la chromosphère. Dans les calculs où plus de trois niveaux étaient utilisés, les températures de rayonnement des deux continus d'ordre plus élevé étaient fixées à 4550 K et 4300 K.

÷

ļ

#### III. 4. Formation du continu de Lyman

į

Avec le continu de Lyman de l'hydrogène, on est en présence d'une transition continue qui ne se laisse réduire à aucune des deux approximations ávoquées précédemment : l'ETL ou l'atmosphère optiquement mince. Comme pour les raies, qui seront traitées au chapitre IV, il est nécessaire de résoudre l'équation de transfert pour déterminer le champ de ravonnement dont dépend la probabilité de photoionisation R<sub>1C</sub>. Bien que l'on puisse a priori utiliser les mêmes méthodes pour traiter raies et continus, il apparaît que les propriétés de convergence du système itératif sont bien meilleures lorsque l'on traite différenment ces deux catégories de transitions. Une première différence concerne les probabilités de transition radiatives : pour les continus, on utilise des probabilités "symétriques" telles qu'elles sont définies par les formules (3.18) et (3.23), alors que pour les raies on adoptera des probabilités "nettes", en utilisant seulement la différence entre deux transitions radiatives opposées. Una autre différence, liée d'ailleurs à la précédente, concerne la facon dont on obtient les coefficients de couplage  $\xi_{ij}$  et  $\eta_{ij}$ (qui correspondent respectivement aux termes  $(1-\epsilon^*)$  at  $\epsilon^* B^*$  utilisés pour les raies). Comme nous allons le voir, on utilise pour les continus une première estimation des populations des niveaux non concernés par la transition, alors que s<sup>\*</sup> et B<sup>\*</sup> sont des combinaisons des taux de transition uniquement.

Bien que le traitement qui suit s'applique essentiellement au continu de Lyman, on peut aussi l'utiliser pour d'aurres continus (ce que nous avons fait, dans certains calculs, pous les continus de Balmer et de Paschen au lieu de fixer les températures de rayonnement). Ainsi continuerons-nous à utiliser l'indice (i), au lieu de (1), pour le niveau inférieur.

En traitant l'émission induite comme une absorption négative, on obtient, à partir des expression (3.19), (3.21) et
(3.22) la fonction source relative à la transition :

$$S_{ci}(v) = \frac{2hv^3}{c^2} - \frac{1}{b_i \exp(\frac{hv}{RT}) - 1}$$
 (3.25)

où b; est le coefficient d'écart à l'ETL :

$$\mathbf{p}_{i} = \frac{\mathbf{N}_{i}}{\mathbf{N}_{c}} \left( \frac{\mathbf{N}_{c}}{\mathbf{N}_{i}} \right)^{*}$$
(3.26)

Comme b; exp(hv/kT) est en général très supérieur à 1, la fonction source de la transition se réduit à :

$$S_{ci}(v) = \frac{B'_v(T)}{b_i}$$
 (3.27)

A partir de la dernière équation du système (3.10), on peut obtenir, en isolant les termes Pic et Pcc :

$$\frac{N_{c}}{N_{i}} = -\frac{P_{ic}}{P} - \frac{c-1}{j=1} \frac{N_{j}}{N_{i}} \frac{P_{jc}}{P}$$
(3.28)

L'intérêt de cette expression est d'isoler le terme Pio qui seul dépend de l'intensité J dans la transition considérée. En combinant les expressions (3.26) à (3.28), on peut mettre la fonction source de la transition sous la forme :

$$S_{ci}(v) = \xi_{v} \int_{v}^{\infty} J_{v} \phi_{v} dv + \eta_{v}$$
(3.29)  
avec :  $\phi_{v} = \frac{\alpha_{v/v}}{\int_{v}^{\infty} \frac{\alpha_{v'}}{v'} dv'}$ (3.30)

et

(3.30)

$$\xi_{v} = -\frac{4\pi}{P_{cc}} \left(\frac{N_{i}}{N_{c}}\right)^{\alpha} B'_{v} (T) \int_{v_{ic}}^{\infty} \frac{\alpha_{v'}}{hv'} dv'$$
(3.31)

: 
$$\eta_{v} = -\frac{1}{P_{cc}} \left( \frac{N_{1}}{N_{c}} \right)^{\#} \left( C_{\frac{1}{2}c} + \frac{C_{1}}{j=1} \frac{N_{1}}{N_{1}} P_{jc} \right) B'_{v}(T)$$
 (3.32)  
 $\neq i$ 

La fonction source d'une transition continue donnée par la formule (3.29) est analogue à celle que l'on rencontrere au chapitre suivant pour les raies. L'analogie entre  $\eta_{V}$  et  $\epsilon^{\frac{N}{2}}$  est particulièrement évidente pour un atome à deux niveaux : en tenant compte de la relation (3.13) entre les probabilités des transition collisionnelles,  $\eta_{V}$  se réduit alors à :

i

Ż

1

$$n_{v} = \frac{C_{21}}{C_{21} + R_{21}} B_{v}^{*} (T)$$
(3.33)

que l'on pourra rapprocher des formules (4.19) et (4.20) du chapitre suivant. Dans le cas général d'un atome comprenant plusieurs niveaux discrets, le terme  $n_V$  contient en outre les contributions des divers processus d'ionisation de l'atome à partir des autres niveaux. Etant donnée une prerière estimation des rapports de population entre niveaux discrets, des probabilités de transition par collisions, et des probabilités de photoionisation à partir des autres niveaux discrets, on peut calculer les coefficients  $\xi_V$ et  $n_V$  pour la transition (i-c). Si, comme c'est le cas pour la continu de Lyman, on peut négliger les autres causes d'émit sion et d'absorption, la fonction source totale se réduit à l'expression (3.29), et l'équa ion de transfert peut s'écrire :

$$\mu \frac{dI_{v}}{d\tau_{v}} = I_{v} - \eta_{v} - \xi_{v} \int_{i_{c}}^{\infty} \phi_{v}' dv' \times \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I_{v}'(\mu') d\mu' \quad (3.34)$$

(ceci découle de l'équation générale (4.48) que l'on verra au chapitre suivant). La résolution de cette équation fournire les intensités  $I_{v}$ , à partir desquelles on pourra déterminer la probabilité de photoionisation  $R_{\rm ic}$  et les températures de rayonnement correspondantes.

Au cours du processus itératif décrit au chapitre précédent (cf. figure 2.2), on partira d'une première estimation des températures de rayonnement et on recalculera les populations des niveaux correspondent à l'équilibre statistique. Pour chaque trensition continue traitée (en général le continu de Lyman,

parfois ceux de Balmer et de Paschen) on calculera les coefficients de couplage  $\xi_{v}$  et n<sub>v</sub>, puis les intensités par résolution de l'équation de transfert. Les températures de rayonnement ainsi obtenues seront, à la fin de l'itération, comparées à celles de la première estimation pour évaluer la convergence et serviront à définir un nouveau jeu pour l'itération suivante.

uО

En ce qui concerne la résolution de l'équation de transfert (3.34), on peut utiliser des méthodes tout  $\hat{\epsilon}$  fait analogues à celles qui seront exposées au chapitre suivant pour les raies. Il n'est donc pas nécessaire de les décrire ici. En particulier, la méthode de Feautrier utilisée pour résoudre l'équation (4.51) s'applique parfaitement aux continus. Certaines simplifications sont même possibles, en raison de l'absence de diffusion partiellement cohérente, et aussi du fait que le profil  $\phi_{ij}$  du coefficient d'absorption ne varie pas avec l'altitude.

CHAPTIRE IV

:

41

FORMATION DES RAIES CHROMOSPHERIQUES

Connaître le mode de formation des raies spectrales nous est essentiel à plus d'un titre. Tout d'abord, certaines d'entre elles interviennent dans l'équilibre de notre atmosphère ; par l'intermédiaire de l'équilibre statistique, les principales raies de l'hydrogène (La, Ha, LA) peuvent modifier considérablement le mécanisme d'ionisation de cet élément et agir ainsi sur la structure de l'atmosphère. Conjointement avec les continus, les raies spectrales sont également un outil de diagnostic précieux pour l'atmosphère statique. Il n'est guère de couche de l'atmosphère qui ne puisse être étudiée au moyen de tout ou partie de l'une d'entre elles : ailes des raies de Mg II et Ca II pour la photosphère et le minimum de température ; ailes de La et noyau de Mg II k pour la moyenne chromosphère : noyau de La, raies de l'hélium, etc., pour la région de transition, infin, elles sont l'unique témoin des mouvements de l'atmosphère, que l'un ne peut restituer sans une suffisante connaissance de leur mécanisme de formation. Ce mécanisme sera analysé, pour l'atmosphère statique, dans le présent chapitre et. pour l'atmosphère dynamique, au chapitre VIII.

### IV. 1. Retour sur l'équilibre statistique

:

Comme on l'a vu au chapitre précédent, les équations de l'équilibre statistique permettant de détarminer les populations des niveaux et les termes de couplage  $\xi_{v}$  et n, relatifs à une transition continue, à partir des probabilités de transition  $P_{ijv}$ . Il reste maintenant à déterminer les probabilités relatives aux transitions entre niveaux discrets, que l'on peut classer en transitions interdites et permises. Four les premières, les  $P_{ijv}$  se réduisent à des probabilités de transition collisionnelles  $C_{ijv}$ . Pour les secondes, il faut ajourer des termes radiatifs  $R_{ijv}$  dépendant du champ de rayonnement conformément à la formule (3.16).

Les  $C_{jk}$  sont données par des formules analogues à celles que nous avons déjà rencontrées pour les continus : en désignant par (i) et (s) les niveaux inférieur et supérieur, on a ainsi :

$$C_{is} = N_e \Omega_{is}$$
(4.1)

et: 
$$C_{si} = (\frac{N_i}{N_s})^{si} C_{is}$$
 (4.2)

le rapport des populations à l'ETL étant cette fois :

$$\frac{N_{1}}{N_{g}} = \frac{g_{1}}{g_{g}} \exp \left(\frac{hv_{15}}{RT}\right)$$
(4.3)

Les termes  $\Omega_{is}$  se déduisent eux-mêmes par intégration des sections efficaces d'excitation par collision  $\Omega_{is}$ , qui sont des fonctions de la vitesse v de l'électron incident :

$$R_{15} = \int_{v_0}^{\infty} v f(v) \sigma_{15} dv \qquad (4.4)$$

où f(v) est la fonction de distribution des vitesses. Cette distribution étant supposée maxwellienne, et  $\sigma_{is}$  étant donnée le plus souvent en fonction de l'énergie cinétique n de l'électron, on en déduit une formule plus utile dans la pratique :

$$R_{is} = \left(\frac{8}{\pi m}\right)^{1/2} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_{1}^{\infty} \sigma_{is}(n) n \exp(-\frac{n}{kT}) dn \quad (4.5)$$

Les probabilités de transition radiatives sont, pour les transitions permises :

$$R_{si} = A_{si} + B_{si} \overline{J}_{si}$$
(4.6)

et: 
$$B_{is} = B_{is} \overline{J}_{si}$$
 (4.7)

avec : 
$$\overline{J}_{si} = \int_{0}^{\infty} \overline{J}_{y} \phi_{y} dv$$
 (4.8)

(4, étant le profil du coefficient d'absorption de la raie).

44

:

ļ

Pour les calculs, on les remplacera par les probabilités "nattes" :

et:

$$R'_{si} = R_{si} - \frac{N_i}{N_s} R_{is}$$
(4.10)

Considérons en effet les équations de l'équilibre statistique (3.8). En les écrivant sous la forme :

M.

$$\sum_{\substack{k=1 \ kj}}^{C} [N_k C_{kj} - N_j C_{jk} + N_k (R_{kj} - \frac{N_j}{N_k} R_{jk})] = 0 \qquad (4.11)$$

on voit que le remplacement des R par les R', pour une ou plusieurs transitions (j-k) ne modifie aucunement la forme de ces équations. On peut encore écrire R' sous la forme :

$$R'_{si} = A_{si} \rho_{si} \qquad (4.12)$$

 $o\lambda \cdot \rho_{si}$  est le bilan radiatif ("net radiative bracket") introduit par Thomas (1960).  $\rho_{si}$  est nul en ETL, égal à 1 pour une raie optiquement mince excitée par collisions (cas assez général pour les raies coronales).

Les intervalles de fréquence couverts par les raies é..nt très étroits, les équations (3.15) et (3.16) nous permettent de calculer les coefficients moyens pour l'émission spontanée, l'émission induite et l'absorption :

$$\overline{\epsilon}^{(s)} = \int_{0}^{\infty} \epsilon_{v}^{(s)} dv \approx \frac{hv_{is}}{4\pi} N_{s} A_{si} \qquad (4.13)$$

$$\overline{\epsilon}^{(\overline{I})} \approx \frac{\hbar v_{\underline{i}\underline{s}}}{4\pi} N_{\underline{s}} \beta_{\underline{s}\underline{i}} \overline{J}_{\underline{s}\underline{i}}$$
(4.14)

$$\overline{\kappa} \approx \frac{n v_{is}}{4\pi} N_i B_{is} \qquad (4.15)$$

En traitant l'émission induite comme une absorption négative, on peut définir une "fonction source globale" :

. .

$$\overline{S}_{si} = \frac{\overline{\epsilon}^{(s)}}{\overline{\kappa} - \overline{\epsilon}^{(I)}/\overline{J}_{si}} = \frac{N_s A_{si}}{N_i B_{is} - N_s B_{si}}$$
(4.16)

Ce qui, en tenant compte des relations liant les coefficients d'Einstein :

$$\frac{g_{i}}{g_{s}} B_{is} = B_{si} = \frac{c^{2}}{2hv^{3}} A_{si}$$
(4.17)

prend la forme :

$$\overline{S}_{si} = \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{\frac{N_i g_s}{N_s g_i} - 1}$$
(4.18)

٠,

Dans le cas d'un atome à deux niveaux, les équations de l'équilibre statistique se ramèrent à une seule équation liant N<sub>1</sub> et N<sub>2</sub> qui, jointe aux relations (4.2) et (4.3), permet d'écrire (4.18) sous la forme bien connue :

$$\overline{S}_{21} = \frac{\overline{J}_{21} + \varepsilon B_{V}(T)}{1 + \varepsilon}$$
(4.19)

où l'on a posé :

$$\varepsilon = \frac{C_{21}}{A_{21}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right]$$
(4.20)

Notons tout de suite que la fonction source globale (4.19) s'identifie avec la fonction source de la transition dans le cas où la diffusion est totalement incohérente dans la raie. Comme on le verra dans le prochain paragraphe, cette formule reste valable dans le cas d'une fonction de redistribution R plus générale en remplaçant  $\overline{J}_{21}$  par une "intensité redistribuée" :

$$\widetilde{J}_{21}(v) = \frac{1}{\phi_{v}} \int_{0}^{\infty} \mathbb{R}_{v'v} J_{v} dv' \qquad (4.21)$$

46

:

. .

۰.

:

-

La forme (4.19) pour la fonction source se prête particulièrement bien à la résolution de l'équation de transfert : elle isole le terme  $\overline{J}_{12}$  correspondant à la diffusion (absorption puis émission dans la même trensition), largement prépondérant pour les raies qui nous concernent, du terme aB lié aux processus de création et de destruction de photons par collisions. Ce dernier terme, bien que d'un ordre de grandeur nettement plus faible que le terme de diffusion, contrôle les variations d'intensité avec l'altitude et détermine ainsi la solution de l'équation de transfert. Dans le cas plus général d'un atome à plus de deux niveaux, on cherchera de même à séparer les termes de diffusion des termes de contrôle, à cette différence près que ceux-ci seront plus complexes : il ne se limiteront plus à un terme de collision, mais engloberont tous les processus susceptibles de peupler ou de dépeupler les niveaux entre lesquels s'effectue la transition à l'exception de la diffusion dans la raie concernée.

47

Un bon moyen de réaliser cette séparation consiste à mettre les équations de l'équilibre statistique sous la forme :

$$\frac{N_i}{N_s} = \frac{P_{si} + f_{si}}{P_{is} + f_{is}}$$
(4.22)

où les termes  $f_{si}$  et  $f_{is}$  sont des combinaisons des probabilités de transition  $P_{jk}$ , autres que celle,  $P_{si}$ , qui contient l'intensité  $J_{si}$  (étant entendu que l'on utilise les probabilités rediatives nettes). Les termes  $f_{si}$  et  $f_{is}$  peuvent se calculer de la façon suivante : en supprimant la s-ième équation du système (3.10), on obtient un système de (c-1) équations pour les variables  $(N_k/N_c)$  :

 $\begin{array}{l} \sum_{\substack{j=1\\k=1}}^{C} P_{k,j} \frac{N_{k}}{N_{s}} = -P_{s;j} \quad (j=1, \ldots, s-1, s+1, \ldots c) \quad (4.23) \\ \neq s \end{array}$ 

On a, par la même occasion, retiré du membre de gauche la s-ième colonne qui contenait les tenmes  $P_{si}$  et  $P_{ss}$ , dépendants de  $J_{si}$ . La matrice carrée d'ordre (c-1) ainsi obtenue est régulière et on part l'inverser. En désignant par  $\pi_{jk}$  les coefficients de la matrice inverse, on obtient pour les rapports de population des solutions de la forme :

$$\frac{N_{i}}{N_{s}} = -\sum_{\substack{k=1 \ k=s}}^{C} \pi_{jk} P_{sk} \quad (j=1, \ldots, s-1, s+1, \ldots, c) (4.24)$$

La i-ème de ces relations peut s'écrire :

$$\frac{N_{i}}{N_{s}} = -\pi_{ii} P_{si} - \sum_{\substack{k=1 \\ k=1}}^{C} \pi_{ik} P_{sk} \qquad (4.25)$$

dont on déduit la formule (4.22) en posant :

$$f_{is} = -P_{is} - \frac{1}{\Pi_{ii}} = -C_{is} - \frac{1}{\Pi_{ii}}$$
 (4.26)

 $f_{si} = \frac{1}{\prod_{ij}} \sum_{\substack{k=1\\j\neq i\\j\neq s}}^{C} \prod_{ik} P_{sk}$ (4.27)

En reportant l'expression de  $(N_1/N_S)$  donnée par (4.22) dans (4.18), on peut mettre la fonction source globale sous la forme :

$$\overline{S}_{si} = \frac{\overline{J}_{si} + \varepsilon B_{v}(T) + \eta \widetilde{B}}{1 + \varepsilon + \eta}$$
(4.28)

avec :

$$: \varepsilon = \frac{C_{si}}{A_{si}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{hv}{kT}\right) \right]$$
 (4.29)

$$n = \frac{\vec{z}_{si}}{A_{si}} (1 - \frac{g_i}{g_s} \frac{\vec{z}_{is}}{\vec{z}_{si}})$$
(4.30)

et: 
$$\widetilde{B} = \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{\frac{\overline{s}_s \cdot \overline{s}_s \cdot \overline{s}}{\overline{s}_s \cdot \overline{s}_s \cdot \overline{s}} - 1}$$
 (4.31)

:

L'expression ".28) a l'avantage de distinguer, parmi les termes relatifs à l'apport cu au retrait de photons dans la transition (s-i), ceux ( $\varepsilon$ , B) qui se rapportent à la création/ destruction collisionnelle, de ceux (n,  $\overline{b}$ ) résultant d'échanges avec les autres transitions (reles ou continus). Pour introduire un minimum de termes dans l'équation de transfert et parfaire l'analogie  $\varepsilon$ .ec l'atome à deux niveaux, on écrira la fonction source sous la forme plus compacte :

$$\overline{S}_{si} = \varepsilon^* B^* + (1 - \varepsilon^*) \overline{J}_{si}$$
 (4.32)

en posant : 
$$\varepsilon^{\#} = \frac{\varepsilon + \eta}{1 + \varepsilon + \eta}$$
 (4.33)  
et :  $B^{\#} = \frac{\varepsilon B_{y}(T) + \eta \widetilde{B}}{\varepsilon + \eta}$  (4.34)

#### IV. 2. Diffusion des photons

Nous avons jusqu'ici parlé de l'équilibre statistique sans expliciter les variations en fréquence des coefficients d'absorption et d'émission à travers une raie. Sans entrer dans les détails (que l'on pourra trouver dans de nombreux ouvrages), rappelons quelques notions sur le profil  $\phi_{\rm V}$  du coefficient d'absorption, déjà ren ontré dans la formule (4.8). Dans le référentiel de l'atome, tout d'abord, coexistent des causes d'élargissement naturellee et collisionnelles. L'élargissement naturel provient de la curfe de vie finie des niveaux qui, conformément à la mécanique quantique, entraîne une incertituée inversement proportionnelle sur les énergies. Il se caractérise par une constante d'amortissement  $\Gamma_{\rm N}$ , indépendante de l'environnement physique de l'atome, que l'on peut déterminer à partir des probabilités de désexcitation de chacun des deux niveaux :

$$\Gamma_{\rm N} = \Gamma_{\rm i} + \Gamma_{\rm g} = j_{<\rm i}^{\rm \Sigma} A_{\rm ij} + j_{<\rm g}^{\rm \Sigma} A_{\rm sj} \qquad (4.35)$$

L'élargissement collisionnel provient des perturbations apportées à l'atome, au cours du processus d'émission ou d'absorption, par les particules environnantes qui peuvent être chargées (effet Stark) ou neutres (élargissement Van der Waals et de résonance). La plus grande partie des travaux sur ce sujet a été effectuée dans les deux cas limites : l'approximation d'impact, valable lorsque la durée de la collision est faible devant la durée du processus d'émission ou d'absorption, et l'approximation quasi-statique dans le cas opposé. Des théories "unifiées" ont toutefois été proposées (par exemple, celle de Smith, Cooper et Vidal, 1969). Dans de nombreux cas rencontrés en physique solaire (en particulier lorsque l'approximation d'impact est valable), le profil engendré par l'élargissement collisionnel est analogue au profil naturel, d'où il résulte un profil de Lorentz :

$$\phi_{v} = \frac{\Gamma}{4\pi^{2}} \frac{1}{\Delta v^{2} + (\Gamma/4\pi)^{2}}$$
(4.36)

cù Δν est l'écart en fréquence par rapport au centre de la raie, et  $\Gamma$  la somme des constantas d'amortissement naturel  $\Gamma_{\rm N}$  et collisionnel  $\Gamma_{\rm c}$ . Les ailes de la raie Lyman-α font toutefois exception, leur élargissement collisionnel étant dominé par l'effet Stark qui y génère, du moins approximativement, un profil de Holtsmark (décroissant en Δυ<sup>-9/2</sup>). Cet élargissement Stark reste toutefois suffisamment petit devant la largeur naturelle pour que l'on puisse le négliger dans le calcul de  $\phi_{\rm V}$ , mais, comme nous le verrons plus loin, on devra en tenir compte dans le calcul des fonctions de redistribution.

Le profil précédent, valable dans le référentiel de l'atome, se trouve à nouveau élargi par effet Doppler lorsqu'on le considère dans un référentiel fixe, par suite des mouvements de l'atome. La distribution des vitesses étant supposée maxwellienne, le profil de Lorentz (4.36) se trouve ainsi transformé en profil de Voigt :

:

$$\phi_{v} = \frac{1}{\sqrt{\pi \Delta v_{D}}} H \left( \frac{t}{4\pi \Delta v_{D}}, \frac{\Delta v}{\Delta v_{D}} \right)$$
(4.37)

où H est la fonction de Voigt :

$$H(a,x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2) \, dy}{a^2 + (x-y)^2}$$
(4.38)

et  $\Delta v_{\rm D}$  la largeur Doppler :

$$\Delta v_{\rm D} = \frac{v}{c} \left( \frac{2kT}{m} + v_{\rm T}^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$
(4.39)

Dans une région spectrale voisine du centre de la raie (typiquement, trois largeurs Doppler pour a =  $l'/(4\pi\Delta v_D) \approx 10^{-3}$ ), souvent appelée "noyau Doppler", cette fonction reste voisine d'une fonction de Gauss :

$$H(a,x) \approx \exp(-x^2)$$
 (4.40)

alors que, à l'extérieur, le profil de Lorentz devient prépondérant :

$$\hat{H}(a,x) \approx \frac{a}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{x^2}$$
(4.41)

Examinons maintenant la dépendance en fréquence du coefficient d'émission ou, ce qui revient au même, de la fonction source. Comme on l'a vu précédemment, les trois parties de l'expression (4.28) correspondent à des processus différents. Le terme  $\epsilon B_{y}(T)$  se rapporte à l'excitation par collision du niveau supérieur, suivie d'une émission. Ce processus ne privilégiant aucune portion du niveau supérieur, l'émission qui en résulte aura le même profil que le coefficient d'absorption (qui est le profil naturel de la raie), ce qui rend ce terme indépendant de la fréquence. En ce qui concerne le second terme, la situation est beaucoup plus complexe, dans la mesure où il résulte de nombreux processus dont certains peuvent peupler le niveau supérieur de façon inhomogène (en particulier, l'absorption des photons dans une autre transition où le champ de reyonnement varie très vite avec la fréquence). Cependant, ce cas

ne se présente guère dans la pratique : par exemple, pour les raies de Mg II, ce terme de couplage est négligeable par rapport au terme de création thermique ; dans le cas des raies de l'hydrogène, la majaure partie de ce terme provient des recombinaisons en cascade à partir du continu, qui peuplent également le niveau supérieur de façon homogène. Dans tous les cas que nous avons étudiés, on peut donc légitimement considérer que le terme  $\varepsilon^{K} B^{K}$  de la formule (4.32), qui résulte des deux précédants, est indépendant de la fréquence. Il en va autrement pour le terme (1- $\varepsilon^{K}$ )J correspondant à la diffusion (absorption suivie d'une émission dans la même raie). Nous nous limiterons ici au cas d'une transition dont le niveau inférieur est le niveau fondamental, et suppose ons la diffusion isotrope. (Pour une discussion plus complète, on pourra consulter l'article de Hummer (1962) cu l'ouvrage de Jefferies (1968)).

Scient x la fréquence réduite du photon absorbé (dans le référentiel "fixe") :

$$x = \frac{v - v_{si}}{\Delta v_D}$$
(4.42)

x' celle du photon réémis, et  $\xi$  et  $\xi'$  les quantités correspondantes dans le référentiel de l'atome. En reison de la largeur nulle du niveau fondamental, l'absorption d'un photon de fréquence  $\xi$  va peupler le sous-niveau correspondant du niveau supérieur. Si l'atome ne subit aucune perturbation entre le moment de l'absorption et celui de la réérission, celle-ci s'effectuera à la même fréquence  $\xi' = \xi$ . Si par contre il subit des collisions élastiques dans l'intervalle, son énergie pourre varier de façon aléatoire à l'intérieur du niveau supérieur, et la fréquence de réémission ne sera plus corrélée avec celle de l'absorption. Cela conduit à deux cas limites : dans le premier, où l'intervalle de temps entre deux collisions est beaucoup plus long que la durée de vie du niveau supérieur ( $\Gamma_{\rm C} \ll \Gamma_{\rm N}$ ), la diffusion est cohérente dans le référentiel de l'atome, ce qui, arrès changement de repère, conduit à la

52

:

. .

:

fonction de redistribution des fréquences (cf. Hummer, 1962) :

$$R_{IIA}(x,x') = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\pi} \exp\left[-\frac{(x-x')^{2}}{4\sin^{2}(\gamma/2)}\right] H\left[\frac{a}{\cos(\gamma/2)}, \frac{x+x'}{2\cos(\gamma/2)}\right] d\gamma \quad (4.43)$$

53

(la fonction de redistribution des fréquences est, par définition, la densité de probabilité pour qu'un photon soit absorbé à la fréquence réduite x et réémis à la fréquence réduite x').

Dans le second cas limite  $(\Gamma_{c} \gg \Gamma_{N})$ , toute corrélation disparaît entre  $\xi$  et  $\xi'$ , ce qui, ramené à un référentiel fixe, conduit à la fonction de redistribution :

$$R_{IIIA}(x,x') = \frac{a}{2\pi^2} \int_{0}^{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(x-y)^2 + a^2} H(\frac{a}{\sin\gamma}, \frac{x'}{\sin\gamma} - \frac{y}{tg\gamma}) dy \qquad (4.44)$$

Plus généralement, dans le cas où l'approximation d'impact est valable pour l'élargissement collisionnel, la fonction de redistribution est une combinaison des deux précédentes :

$$R(x_{*}x') = \frac{\Gamma_{N}}{\Gamma_{N} + \Gamma_{C}} R_{IIA}(x_{*}x') + \frac{\Gamma_{C}}{\Gamma_{N} + \Gamma_{C}} R_{IIIA}(x_{*}x') \qquad (4.45)$$

(cf. Omont, Smith et Cooper, 1972).

Revenons maintenant aux fréquences non réduites, avec :  $\phi_v = \phi(x)/\Delta v_D$  et  $R_{vv}$ , =  $R(x,x')/\Delta v_D^2$ . La fonction source de la transition pourra s'écrire :

 $S_{i}(v) = \varepsilon^{*} B^{*} + (1 - \varepsilon^{*}) \frac{1}{\phi_{v}} \int_{0}^{\infty} R_{v'v} J_{v}' dv' \qquad (4.46)$ 

En ce qui concerne le calcul numérique des fonctions précédentes, la fonction  $R_{\overline{IIIA}}$  est habituellement remplacée par la fonction de redistribution complète, assez peu différente mais beaucoup plus facile à déterminer :

 $R_{vv} = \phi_v \phi_v$ (4.47)

Une méthode pour calculer la fonction  $R_{II}$  a été indiquée par Adams, Hummer et Rybicki (1971). La formule qu'ils donnent pour les ailes est particulièrement utile. Pour le noyau de la raie, il est en général plus rapide, lorsque l'on ne cherche pas une très grande précision, d'intégrer numériquement l'équation (4.43), des algorithmes très rapides existant actuellement pour calculer la fonction de Voigt.

Signalons, pour terminer, que la formule (4.45) peut être étendue aux ailes de la raie Lyman- $\alpha$  de l'hydrogène, pour lesquelles l'approximation d'impact n'est pas valable, en utilisant un paramètre  $\Gamma_{\alpha}(x)$  dépendant de la fréquence.

## IV. 3. Résolution de l'équation de transfert

Une fois obtenus les paramètres de couplage  $\varepsilon^{x}$  et B<sup>\*</sup> et déterminées les fonctions  $\phi_{v}$  et R<sub>v</sub>' comme indiqué dans les paragraphes précédents, on peut calculer les intensités dans la transition par résolution de l'équation de transfert, comme s'il s'agissait d'un atome à deux niveaux. Cette équation a la forme habituelle :

$$\mu \frac{d\mathbf{I}_{\mathbf{v}}}{d\mathbf{\tau}_{\mathbf{v}}} = \mathbf{I}_{\mathbf{v}} - \mathbf{S}_{\mathbf{v}} \qquad (4.48)$$

où  $\mu$  est la variable de direction (cosinus de l'angle entre le rayon lumineux et la verticale),  $\tau_{\rm V}$  la profondeur optique à la fréquence  $\nu$  et S<sub>0</sub> la fonction source totale.

A l'absorption et à l'émission dans la raie étudiée, il convient d'ajouter une émission et une absorption continues. L'absorption continue se peut décomposer en deux termes : d'une part, un terme de diffusion pure et à peu près cohérente (diffusions Thomson et Rayleigh), dont le coefficient d'absorption sera  $\kappa_{\rm pp}$  et la fonction source J<sub>u</sub>. D'autre part, un terme dû aux

:

continus "lié-libre" ou "libre-libre" de divers ions ou atomis, dont le coefficient d'absorption et la fonction source  $\epsilon$  ront notés  $\kappa_{TA}$  et  $S_{TA}$ . On posera :

:

et

$$c = \frac{\kappa_{DP}}{\kappa_{DP} + \kappa_{IA}}$$
(4.49)

$$\mathbf{r} = \frac{\kappa_{\rm DP} + \kappa_{\rm TA}}{\kappa_{\rm R}} \tag{4.50}$$

où  $\kappa_R$  est le coefficient d'absorption global de la raie défini par la formule (4.15). Moyennent ces notations, et en utilisant l'expression (4.46) pour la fonction source de la raie, la fonction source totale pourra s'écrire :

$$S(\tau, v) = \frac{\phi_{v}}{\phi_{v}^{+r}} \left[ \varepsilon^{*} B^{*} + (1 - \varepsilon^{*}) \frac{1}{\phi_{v}} \int_{0}^{\infty} R_{v'v} J_{v'} dv' \right] + \frac{r}{\phi_{v}^{+r}} \left[ c J_{v}^{+} (1 - c) S_{IA} \right] \quad (4.51)$$

Comme variable de profondeur, il est commode de remplacer l'altitude z par la profondeur optique globale dans la raie :

$$\tau(\mathbf{z}) = \int_{z}^{\infty} \kappa_{\mathrm{R}}(\mathbf{z}') \, \mathrm{d}\mathbf{z}' \qquad (4.52)$$

La profondeur optique  $\tau_{v}$  à la fréquence v s'en déduire par :

$$d\tau_{1} = (r + \phi_{1}) d\tau$$
 (4.53)

Pour résoudre cette équation, on utilisera la méthode générale donnée par Reautrier (1964). En posant, pour  $\mu > 0$  :

$$Y_{v}(\mu) = \frac{1}{2} [I_{v}(\mu) + I_{v}(-\mu)]$$
(4.54)

et : 
$$Z_{v}(\mu) = \frac{1}{2} [I_{v}(\mu) - I_{v}(-\mu)]$$
 (4.55)

on transforme l'équation (4.48), après élimination de Su, en :

$$\mu^{2} \frac{d^{2} Y_{0}}{d\tau_{0}^{2}} = Y_{0} - S_{0}$$
 (4.56)

On discrétise les profondeurs ( $\tau_i$ , i=1, ..., l), les directions ( $\mu_{\alpha}$ ,  $\alpha$  =1, ..., m) et les fréquences ( $\nu_{\beta}$ ,  $\beta$  =1, ..., n), puis on remplace les dérivées par des différences :

$$\frac{d^2 Y_{\alpha\beta}^{i}}{d\tau_{\beta}^{2}} \approx \frac{1}{\Delta_{\beta}^{i}} \left[ \frac{Y_{\alpha\beta}^{i+1} - Y_{\alpha\beta}^{i}}{\Delta_{\beta}^{i+1/2}} - \frac{Y_{\alpha\beta}^{i} - Y_{\alpha\beta}^{i-1}}{\Delta_{\beta}^{i-1/2}} \right]$$
(4.57)

avec : 
$$\Delta_{\beta}^{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (r^{i-1} + r^{i} + \phi_{\beta}^{i-1} + \phi_{\beta}^{i}) (r^{i} - r^{i-1})$$
 (4.58)

$$\Delta_{\beta}^{i+1/2} = \frac{1}{2} (r^{i} + r^{i+1} + \phi_{\beta}^{i} + \phi_{\beta}^{i+1}) (\tau^{i+1} - \tau^{i})$$
 (4.59)

et : 
$$\Delta_{\beta}^{i} = \frac{1}{2} (\Delta_{\beta}^{i-1/2} + \Delta_{\beta}^{i+1/2})$$
 (4.60)

On transforme d'autre part l'intégrale de diffusion en somme finie, au moyen de formules de quadrature appropriées (en fréquence et en direction), ce qui aboutit à l'expression discrète correspondant à (4.51) :

$$S_{\beta}^{i} = \frac{\phi_{\beta}^{i}}{\phi_{\beta}^{i}r^{i}} \left[ \varepsilon^{i}B^{i} + (1-\varepsilon^{i}) \frac{1}{\phi_{\beta}^{i}} \alpha^{m} \sum_{r=1}^{n} \beta^{n} \sum_{\beta'=1}^{n} R_{\beta\beta'}^{i} h_{\alpha'} Y_{\alpha'\beta'}^{i} \right] \\ + \frac{r^{i}}{\phi_{\beta}^{i}rr^{i}} \left[ c^{i} \alpha^{m} \sum_{\alpha\geq1}^{n} h_{\alpha'} Y_{\alpha\beta}^{i} + (1-c^{i}) S_{IA}^{i} \right]$$
(4.61)

En introduisant des indices composites direction-fréquence  $j = m(\beta-1)+\alpha$  et  $k = m(\beta'-1)+\alpha'$ , on met l'équation de transfert sous la forme matricielle :

$$-A^{i} \chi^{i-1} + B^{i} \chi^{i} - C^{i} \chi^{i+1} = E^{i}$$
(4.62)

où Y et E sont des vecteurs de dimension mn et A, 3 et C des matrices carrées d'ordre mn. Les matrices A et C sont diagonales :

56

$$A_{jk}^{i} = \frac{\mu_{\alpha}^{2}}{\Delta_{\beta}^{i} \Delta_{\beta}^{i-\gamma_{2}}} \delta_{jk}$$
(4.63)

$$C_{jk}^{i} = \frac{\mu_{\alpha}^{i}}{\Delta_{\beta}^{i} \Delta_{\beta}^{i+\gamma_{2}}} \delta_{jk} \qquad (4.64)$$

La matrice B a pour composantes :

$$B_{jk}^{i} = A_{jk}^{i} + C_{jk}^{i} + \delta_{jk} - \frac{1 - \varepsilon^{i}}{\phi_{g}^{i} + r^{i}} h_{\alpha}, R_{\beta\beta}^{i}, - \frac{r^{i}c^{i}}{\phi_{g}^{i} + r^{i}} h_{\alpha}, \delta_{\beta\beta}, \qquad (4.65)$$

et le vecteur E :

$$E_{j}^{i} = \frac{1}{\phi_{A}^{i} r^{i}} \left[ r^{i} (1-c^{i}) S_{IA}^{i} + \phi_{\beta}^{i} c^{i} 9^{i} \right]$$
(4.66)

On peut résoudre l'équation différentielle du second degré (4.56) en précisant des conditions aux limites. Pour cela, on traitera l'atmosphère comme une couche d'épaisseur finie dont les faces supérieure et inférieure sont éclairées avec des intensités connues  $I_{0}^{\text{sup}}$  (- $\mu$ ) et  $I_{10}^{\text{inf}}$  ( $\mu$ ). Dans le cas habituel d'une atmosphère semi-infinie sans rayonnement incident, on raménera ce problème au précédent en considérant une épaisseur suffisante pour que l'ETL soit atteint et en posant :

$$I_{1}^{\text{sup}}(-\mu) = 0$$
 (4.67)

et :

 $I_{v}^{inf}(\mu) = B_{v}(T) \qquad (4.68)$ 

D'une façon générale, ces conditions aux limites s'écriront, pour la face supérieure :

$$Y_{v}(\mu) - \mu \frac{dY_{v}(\mu)}{d\tau_{v}} = I_{v}^{SUD}(-\mu)$$
 (4.59)

58

:

ě

et, pour la face inférieure :

$$Y_{v}(\mu) + \mu \frac{dY_{v}(\mu)}{d\tau_{v}} = E_{v}^{inf}(\mu)$$
 (4.70)

Après discrétisation, ces équations se mettent sous une forme matricielle analogue à (4.62) :

> $B^{1} Y^{1} - C^{1} Y^{2} = E^{1}$ (4.71)

et: 
$$-A^{1}Y^{1-1} + B^{1}Y^{1} = E^{1}$$
 (4.72)

avec: 
$$C_{jk}^{1} = \frac{u_{\alpha}}{\Delta_{q}^{3/2}} \delta_{jk}^{4.73}$$
 (4.73)

$$B_{jk}^{1} = C_{jk}^{1} + \delta_{jk}$$
 (4.74)

$$E_{j}^{1} = \mathbf{r}^{sup} (v_{j}) \qquad (4.75)$$

$$A_{jk}^{1} = \frac{\mu_{\alpha}}{\Delta_{a}^{-1/2}} \delta_{jk}$$
(4.76)

$$B_{jk}^{1} = A_{jk}^{1} + \delta_{jk} \qquad (4.77)$$

$$et: E_j^l = I^{inf}(v_j)$$
(4.78)

Les équations (4.62), 4.71) et (4.72) forment alors un système tridiagonal d'équations matricielles que l'on résout par élimination, selon le schéma indiqué par Feautrier, à l'aide de matrices auxiliaires D<sup>i</sup> et de vecteurs F<sup>i</sup> :

1°) 
$$D^{1} = (B^{1})^{-1} C^{1}$$
 et  $F^{1} = (B^{1})^{-1} E^{1}$  (4.79)  
2°) de  $i = 2$  à  $i = 1$   
 $D^{i} = (B^{i} - A^{i} D^{i-1})^{-1} C^{i}$  et  $F^{i} = (B^{i} - A^{i} D^{i-1})^{-1} (E^{i} + A^{i} F^{i-1})$  (4.32)

3°) 
$$Y^{1} = F^{1}$$
 (4.81)  
4°) de i = 1-1 à i = 1  
 $Y^{i} = D^{i} Y^{i+1} + F^{i}$  (4.82)

Les  $X_{y}$  étant ainsi déterminés à chaque profondeur, on en déduit aisément les intensités globales :

$$\mathbf{J} = \int_{0}^{\infty} \phi_{ij} \, d\mathbf{v} \int_{0}^{1} Y_{ij} (\mu) \, d\mu \qquad (4.83)$$

puis les probabilités radiatives nettes R'<sub>si</sub> correspondant à la transition, par application des formules (4.5) à (4.10). Ces nouvelles valeurs peuvent être comparées à celles initialement supposées pour évaluer la convergence. Les  $Y_{ij}$  servent également à calculer les fonctions sources à l'aide de la formule (4.61), et par suite les profils des raies et leurs variations centre-bord.

On peut également résoutre les équations de transfert sous la forme intégrale. Plusieurs méthodes différentes ont été proposées et on trouvera une description très détaillée de l'une d'entre elles dans le rapport de Avrett et Loeser (1969). Ces méthodes n'ont pas toujours la souplesse de celles basées sur l'équation différentielle, meis peuvent présenter certains avantages, comme celui de permettre la détarmination d'un opérateur intégral liant directement S et  $e^{it}$  B<sup>it</sup>, dont nous verrons les applications au chapitre VIII. Nous nous limiterons ici au cas où la diffusion est totalement incohérente et l'absorption continue négligeable, hypothèses valables pour le noyau des raies intenses et qui simplifient le traitement en rendant la fonction source indépendante de la fréquence. La méthode consiste alors à déterminer les coefficients d'une matrice carrée N d'ordre l, talle que :

$$S^{i} = \sum_{\underline{i}'=1}^{\underline{i}} N^{i\underline{i}'} \epsilon^{\underline{i}'} B^{\underline{i}'} \qquad (4.3a)$$

Comme Rybicki (1971) l'a montré, on peut également calculer une telle matrice en combinant de façon différente les coefficients de la méthode de Feautrier. Moyernant les hypothèses précédentes, l'équation (4.61) se réduit ici à :

$$S^{i} = \varepsilon^{i} B^{i} + (1 - \varepsilon^{i}) J^{i} \qquad (4.85)$$

avec :

$$J^{i} = \int_{j=1}^{n} W_{j}^{i} X_{j}^{i}$$
 (4.86)

cette dernière équation étant la forme discrétisée de (4.83), En utilisant des coefficients A et C analogues aux précédents, et en séparent la partie non-diagonale de 3, c'est-à-cire en posant :

$$A_{j}^{i} = \frac{\mu_{\alpha}^{2}}{\Delta_{\beta}^{i} \Delta_{\beta}^{i-1/2}}$$
(4.87)

$$c_{j}^{i} = \frac{\mu_{\alpha}^{2}}{\Delta_{\beta}^{i} \Delta_{\beta}^{j+1/2}}$$
(4.88)

et :  $B_{j}^{i} = A_{j}^{i} + C_{j}^{i} + 1$ (4.89)

on a un système de (1 x m x n) équations :

$$-A_{j}^{i}Y_{j}^{i-1} + B_{j}^{i}Y_{j}^{i} - C_{j}^{i}Y_{j}^{i+1} - (1-\varepsilon^{i})J^{i} - \varepsilon^{i}B^{i}$$
(4.90)

Au lieu de regrouper ces équations, comme précédemment, en matrices correspondant chacune à une profondeur, on peur le faire en fonction des indices j de direction-fréquence. Cala conduit à un système d'équations matricielles :

$$\mathbf{T}_{\mathbf{j}} \mathbf{Y}_{\mathbf{j}} + \mathbf{U}\mathbf{J} = \mathbf{K}$$
(4.21)

60

2

۰.

où les T; ont la forme tridiagonale :

$$T_{j} = \begin{pmatrix} B_{j}^{1} & -C_{j}^{1} & 0 & \dots & 0 \\ -A_{j}^{2} & B_{j}^{2} & -C_{j}^{2} & \dots & 0 \\ & & & & \\ & & & & \\ 0 & \dots & 0 & -A_{j}^{1} & B_{j}^{1} \end{pmatrix}$$
(4.92)

U est une matrice diagonale :

$$U^{\underline{i}\underline{i}'} = (\varepsilon^{\underline{i}} - 1) \delta^{\underline{i}\underline{i}'} \qquad (4.93)$$

(sauf  $U^{11} = U^{11} = 0$ ), et Y,  $\overline{J}$  et K sont des vecteurs de dimension 1. En particulier, K contient les termes de couplage  $\varepsilon^* B^*$ :

$$K^{\hat{i}} = \varepsilon^{\hat{i}} B^{\hat{i}}$$
 (i = 2, 1 - 1) (4.94)

avec  $K^1 = 0$  et  $K^1 = B^1$ . L'équation (4.86) s'écrit également sous forme matricielle :

$$\overline{J} = \int_{j=1}^{m_1} W_j Y_j \qquad (4.95)$$

où les W, sont des matrices diagonales. Après inversion des matrices T, on peut combiner les équations (4.91) et (4.95) pour obtenir :

$$\mathbf{J} = \sum_{j=1}^{mn} w_j \mathbf{T}_j^{-1} (\mathbf{K} - U \mathbf{J})$$
(4.96)

En posant :

:

$$X = \frac{\sum_{j=1}^{m} W_j T_j^{-1}}{\sum_{j=1}^{m} W_j T_j^{-1}}$$
 (4.97)

on obtient :

$$\vec{J} = (I + XU)^{-1} X K$$
 (4.98)

où I est la matrice unité. Pour obtenir les fonctions sources, il suffit de remarquer que l'équation (4.85) s'écrit, sous forme matricielle :

où K' et U' diffèrent de K et U seulement par les premiers et derniers termes : U'<sup>11</sup> =  $\varepsilon^1 - 1$ , U'<sup>11</sup> =  $\varepsilon^1 - 1$ , K'<sup>1</sup> =  $\varepsilon^1 B^1$ et K'<sup>1</sup> =  $\varepsilon^1 B^1$ , ce qui peut s'écrire :

I' étant la matrice unité dont on a remplacé le premier terme par 0 et le dernier par  $1/\epsilon_1$ . En combinant les équations (4.98) à (4.100), on obtient finalement :

(4.102)

avec N= I - U'  $(1 + XU)^{-1} XI'$ 

L'équation (4.101) étant équivalente à (4.94), la résolution numérique de l'équation de transfert se ramène donc au calcul de la matrice N, ce qui peut se faire au moyen des formules (4.97) et (4.102). Nous verrons, au chapitre VIII, l'intérêt d'une telle formulation de l'équation de transfert pour déterminer les variations d'intensité dans les raies, lorsque l'atmosthère est en mouvement.

62

:

٠.

CHAPTTRE V

# DISCUSSION DES MODELES STATIQUES

"À peine m'eut-il fait cette courte réponse, que je vis l'Expêrience approcher et les colonnes du portique des Hypothèses chanceler, ses voûtes s'affaisser et son pavé s'entr'ouvrir sous nos pieds."

(Diderot, 1748)

L'atmosphère statique et unidimensionnelle est sans doute la représentation la plus élémentaire qui s'offre à l'imagination. Hélas, depuis l'abandon de l'ETL, son aimabie simplicité n'est plus guère qu'une apparence recouvrant un ensemble complexe de processus physiques. Nous avons décrit ces processus au cours des chapitres précédents et, par la mêre occasion, exposé les méthodes utilisées pour la prévision des intensités émises. C'est la comparaison de ces prévisions avec le spectre observé qui permet la construction de modèles semiempiriques. Mieux vaut dire tout de suite que la construction d'un modèle de ce type, qui permettrait une bonne reproduction de toutes les raies et continus du spectre solaire, est du domaine de l'utopie. L 3 modèles semi-empiriques résultent en fait de compromis entre diverses sources d'observations tout en étant, en général, optimisés pour un jeu de données bien déterminé. La plupart d'entre eux, tels le HSRA (Gingerich et al, 1971) ou ceux proposés par Vernazza, Avrett et Loeser (1973, 1976 et 1980), sont ainsi optimisés pour le spectre continu du soleil, qu'ils reproduisent d'une manière satisfaisante pour toutes les longueurs d'ondes usuelles. Ce choix se justifie par la simplicité (toute relative) du mécanisme de formation du continu, alors que les raies sont perturbées par divers phénomènes d'origine dynamique (effer Doppler) cu par la diffusion partiellement cohérente. (Dans le cas du continu de Lyman, l'hypothèse de l'équilibre statistique est toutefois remise en question par la présence de mouvements, en raison de la lenteur du processus de recombinaison.) D'aucuns ont cependant essayé de construire, au moins localement, des modèles d'atmosphère à partir des profils de raies. C'est le cas, par exemple, de Ayres et Linsky (1976), qui

ont proposé des modèles de photosphère basés sur les intensités observées dans les ailes les raies de Ca II et de Mg II, lesquels diffèrent sensiblement de zeux dérivés des continus. L'existence de données abondantes sur les raies de résonance de l'hydrogère. du magnésium (II) et du calcium (II) nous a incités à entreprendre la construction de modèles de ce type, comprenant cette fois toute la chromosphère. (Cas données ont été fournies par l'instrument placé par le LPSP à bord du satellite OSO-8, décrit en détail par Artzner et al. 1977 et Bonnet et al. 1978). Nous ne pouvons pas donner ici les résultats définitifs d ce travail qui est en cours à l'heure actuelle, mais nous ; éser une dans ce chapitre un échantillon de résultats de calculs susceptible de servir de base à une telle construction. (Signalons qu'une partie des résultats concernant la formation des raies de la série de Lyman a été déjà publiée : Gouttebroze et al. 1978). L'entreprise se justifie principalement per le fait que les raies susnommées assurent une bonne couverture de toute la chromosphère. D'autre part, lorsque l'on sait l'importance des pertes radiatives occasionnées par lesdites raies. l'existence de modèles semi-empiriques permettant de bien reproduire leurs intensités est rassurante quant à la validité des bilans d'énergie qu'on en peut déduire.

## V. 1. L'hydrogène

Four la discussion des modèles d'atmosphère, on utilisera deux éléments du spectre solaire relatifs à l'atome d'hydrogène : la raie Lymanova (vers 1216 Å), pour laquelle on dispose d'observations OSO-3, et le continu de Lyman (912-700 Å), pour lequel on utilisera les données rapportées par Vernazza, Avrett et Loeser (1980).

En raison de sa grande intensité et de sa position relativement isolée dans le spectre solaire, la raie Lyman-a couvre un large intervalle de longueur d'onde. Les altitudes de formation

56

correspondant au novau de la raie se trouvent dans la haute chromosphère et la base de la région de transition, alors que celles qui correspondent aux ailes couvrent toute la movenne chromosphère. Le modèle d'atome d'hydrogène utilisé pour les calculs comprend cing niveaux et un continu. Les paramètres atomiques pour cet atome sont, pour la plupart, connus avec une précision satisfaisante, aussi avons nous repris les valeurs données par Vernazza (1972). En ce qui concerne la diffusion des photons dans les raies, nous avons supposé la redistribution partielle pour les raies La et L6, complète pour la raie Ha. Pour déterminer la fonction de redistribution relative à La. nous avons utilisé un paramètre d'amortissement dépendant de la fréquence pour tenir compte du profil lié à l'effet Stark. lequel diffère du profil de Lorentz habituel. (Pour plus de détails, on pourra se reporter à l'appendice de l'article de Basri et al. 1979.) L'équilibre du continu de Lyman est étroitement lié à celui de La et dépend essentiellement de la structure de la haute chromosphère. Le mécanisme de redistribution dans La revêt une grande importance, non seulement pour la détermination des intensités dans les ailes de la raie, mais encore pour l'équilibre statistique de l'atome d'hydrogène et, par suite, l'ionisation et l'équilibre de l'atmosphère. Pour une même atmosphère (déjà décrite au chapitre II, et que nous appellerons modèle 18), nous avons effectué les calculs une fois en supposant la redistribution partielle dans les raies de la série de Lyman, et une autre fois en redistribution complèté. Les intensités obternes pour l'aile de La à l'issue de ces deux calculs sont représentées sur la figure (5.1). L'hypothèse de la redistribution complète conduit à des intensités nettement plus fortes, le rapport pouvant atteindre un facteur 10. La construction d'un modèle d'atmosphère à partir de l'aile de L $\alpha$ , en supposant la redistribution complète, conduirait donc à une sous-estimation des températures dans la moyenne chromosphère. L'effet de cette hypothèse sur l'équilibre global de l'atmosphère peut être illustré par la comparaison des densités électroniques obtenues

5







au cours de ces deux calculs. Ces densités sont représentées sur la figure (5.2), qui montre que l'hypothèse de la redistribution complète conduit à une sous-estimation de la densité électronique (jusqu'à un facteur 2) dans la moyenne chromosphère.

V. 2. Le magnésium et le calcium ionisés

۹.,

En plus du continu de Lyman et de la raie  $L_{\alpha}$  produits par l'atome d'hydrogène, nous utiliserons, pour l'étude de la chromosphère, les raies de résonance de Ca II et Mg II. Afin de limiter le nombre de comparaisons nécessaires, nous utiliserons seulement les raies Mg k (2795 Å) er Ca K (3934 Å). Les noyaux de ces deux raies sont formés dans la moyenne chromosphère, la région de formation de k étant toutefois située plus haut que celle de K (d'environ 300 km pour le modèle 18). Quant aux perties situées à l'extérieur des pics de ces raies, elles permettent d'explorer la basse chromosphère et la région du minimum de température. Comme pour La , les données utilisées pour les comparaisons proviennent de l'expérience 050-8, bien que les raies de Ca II aient été longuement étudiées à partir du sol.

Four les calculs relatifs à l'ion Mg II, on utilise un modèle d'atome à trois niveaux et un continu. Les coefficients d'Einstein sont tirés des tables de Wiese et al. (1969). Les sections efficaces de photo-ionisation sont celles de Black et al. (1972). En ce qui concerne les sections d'excitation par collision, nous avons utilisé les valeurs de Burke et Moores (1968) pour les transitions (1-2) et (1-3), qui correspondent respectivement aux raies h et k, et celles de Blake (1972) pour la transition (2-3). Les sections efficaces d'ionisation par collision sont détuites des mesures de Martin et al. (1968). Les constantes d'élargissement par collisions agissent sur le profil de ces raies, non pas tellement par l'élargissement supplémentaire qu'elles procurent (généralement inférieur à l'élargissement naturel), mais parce qu'elles déterminent le degré de cohérence des fonctions de ó9



Figure 5.2 : Différences entre les densités électroniques (cm<sup>-3</sup>) pour le modèle semi-empirique 18, selon que l'on suppose la redistribution complète ou partielle dans les raies de la série de Lyman. En derrieren : densité intérrée (g cm<sup>-2</sup>).

redistribution. Four l'effet Stark, on utilise les valeurs de Jones et al. (1972) et, pour l'effet Van der Waals, celles de Deridder et Van Rensbergen (1976). Au cours du paragraphe précédent, nous avons utilisé la raie La de l'hydrogène pour illustrer l'influence du processus de redistribution sur un profil de raie au centre du disque. Mais ce processus influence également profondément les variations centre-bord des profils. comme on peut le montrer à l'aide de la raie k. En étudiant cette raie par une méthode purement analytique (Gouttebroze 1973, Gouttebroze et Lemaire, 1974), nous avions constaté que les variations centre-bord des profils ne pouvaient être reproduites au moyen de fonctions sources indépendantes de la fréquence, La figure (5.3) montre les profils calculés, pour diverses positions sur le disque solaire, à partir du modèle d'atmosphère de Linsky et Avrett (1970) et en présence de redistribution partielle. Les profils correspondants, obtenus dans l'hypothèse de la redistribution complète, sont représentés sur la figure (5.4). Enfin. on a porté sur la figure (5.5) quatre profils observés en divers points du disque (pour une fois, ces profils proviennent de l'expérience ballon de Lemaire (1971) et non d'050-8). En comparant des trois figures, on peut constater que les deux modes de redistribution rendent compte de l'assombrissement centrebord observé dans la partie comprise entre les deux pics (k 2). Par contre, dans la partie extérieure aux pics (ou, plus exactement, comprise entre les pics k 2 et les minima k 1), l'hypothèse de la redistribution complète conduirait à un embrillancement centrebord qui n'est pas observé en réalité. La redistribution partielle donne, au contraire, une variation centre-bord conforme aux observations.

Pour le calcul des raies de Ca II, on utilise un modèle d'atome à cinq niveaux et un continu, comprenant cinq transitions permises : les raies H et X, ainsi que le triplet infre-rouge. Les deux premières (raies de résonance) sont traitées en redistribution partielle et les trois raies infre-rouge en redistribution



Figure 5.3 : Intensités (erg.  $cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} Hz^{-1}$ ) obtenues pour la raie k de MgII dans l'hypothèse de la redistribution <u>partielle</u>, pour diverses positions sur le disque solaire ( $\mu = 0.4, 0.5, 0.3$  et 1) en fonction de l'écart en longueur d'onde (Å) par rapport au centre.



ÿ

ł

Figure 5.4 : Intensités (erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) obtenues pour la raie k de Mg II dans l'hypothèse de la redistribution <u>complète</u>, pour diverses positions sur le disque solaire ( $\mu = 3.4$ , 3.5, 0.3 et 1) en fonction de l'écart en longueur d'onde ( $\hat{A}$ ) par rapport au centre.



Figure 5.5 : Intensités (erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) observées dans la vaie k de  $M_{2}^{-1}$ pour diverses positions sur le disque ( $\mu$  = 0.39, 0.58, 0.31 et 1.22) en fonction de l'énart en longueur d'onde (Å) par rapport au certre.

complète. Pour les paramètres atomiques, nous avons repris les valeurs données par Shine et Linsky (1974), à l'exception des constantes d'élargissement par collisions, pour lesquelles nous utilisons les valeurs empiriques de Ayres (1977).

V. 3. La région du minimum de température

On regroupe sous cette appellation la basse chromosphère et la haute photosphère, conformément aux définitions du chapitre premier. Les intendités dans les ailes proches des raies de My II et Co : décendent des températures qui règnent dans cette région. ' .. moueles établis à partir du spectre continu du soleil tels le HSRA, Ju ceux de Vernazza, Avrett et Loeser, ont un minimum de température voisin de 4200 K. Ayres et Linsky (1976) ont montré que de tels modèles conduisaient à des intensités trop faibles dans les ailes des raies de Ca II et de Mg II et qu'il fallait augmenter la température du minimum d'environ 300 X pour reproduire les intensités observées. Nous pouvons seulement ici confirmer leurs conclusions : à titre d'exemple, nous montrerons les résultats obtenus à partir d'un modèle "de type continu", le modèle C (soleil calme moven) de Vernazza, Avrett et Loeser (1980) que nous appellerons VAL 3C par la suite. Comme exemple d'un modèle "de type raie", nous utiliserons notre modèle nº18, décrit au chapitre II, et qui comporte, comme ceux uréconisés par Ayres et Linsky, un minimum de température à 4500 K. Les courbes de température correspondantes sont représentées sur la figure (5.6), et les profils Ca II K calculés à partir de ces modèles sur la figure (5.7). A titre de comparaison, on a porté sur cette même figure un profil de solail calme moyen observé par CSC-3.

V. 4. La moverne circanoschère

í

Dans cette région, la courbe de température du modèle 13 diffère assez peu de celle de VAL 30. Rour montrer l'influence des températures dans cette partie de l'atmosphère, nous avons construit


Figure 5.6 : Comparaison des variations de température (K) dans la région du minimum pour les modèles 19 et VAL 3C, en fonction de la densité intégrée (g cm<sup>-2</sup>).

ł

ł



Figure 5.7 : Intensités (10<sup>-5</sup> erg. In<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) calculées pour la raie K de Ca II à partir des modèles 18 (trait plein) et VAL 3C (trait interrompu) et comparées aux observations (petits cercles). En abscisses ; écart en longueur d'onde (À) par rapport au centre.

trois autres modèles en modifiant localement la courbe de température : dans les modèles 19 et 20, le gradient de température de 18 est approximativement conservé ; le modèle 19 est sensiblement plus froid et 20, plus chaud. Le modèle 21, qui comporte un gradient de température plus élevé, correspond approximativement au HSRA. Les variations de température pour ces trois modèles sont représentées sur la figure (5.8).

Sur la figure (5.9), on a tracé les intensités calculées dans le continu de Ly. ¬ pour les modèles 18, 19, 20 et VAL 3C, ainsi que les observations qui ont servi de base è ce dernier modèle. Dans cette comparaison, on voit tout d'abord que les modèles 18 à20 donnent des résultats assez voisins, ce qui montre que les intensités dans le continu de Lyman dépendent faiblement de la moyenne chromosphère, mais beaucoup plus de la haute chromosphère. On constatera également le très bon accord entre les intensités calculées à partir du VAL 3C et les observations, qui illustre le fait que ce modèle est optimisé pour le spectre continu.

1

ł

i

Examinons maintenant la raie La. Les résultats des calculs pour les modèles 18 à 21 sont représentés sur la figure (5.10) en même terrs que les valeurs observées par OSO-8. Le noyau de la raie est insensible à la température de la moyanne chromosphère. Les ailes, par contre, permettent d'étudier cette partie de l'atmosphère. Le modèle 18 est ici le plus satisfaisant (un léger relèvement de la température permettrait ceperdant un meilleur accord). Les modèle 19 et 21 sont trop froids et 20, trop chaud.

Un autre test pour la moyenne chromosynère est apporté par la raie k du magnésium nonisé. Sur la figure (5.11), nous avons porté les intensités calculées à partir des modèles 18, 20 et VAL 3C, ainsi que les observations OSO-8 (les courbes correspondant aux autres modèles ont été supprimées pour la clarté du schéma). Il convient ici de dissocier le problème du profil proprement dit de celui de l'intensité intégrée. En effet, aucun des

78

. .

٠.

۰.

ś



l

1

Figure 5.8 : Variations de température (X) dans la moyenne chromosphère en fonction de la densité intégrée (g cm<sup>-3</sup>) pour les modèles 13, 19, 20 et 21.







Figure 5.10 : Intensités (erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> fm<sup>-1</sup>) calculées dans l'aile de Lyman-a pour divers modèles d'atmosphère et comparées aux observations, en fonction de la longueur d'onde (Å).

ō1





Figure 5.11 : Intensités (10<sup>-7</sup>erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) dans la raie k de Mg II, calculées pour les modèles d'atmosphère 18, 20 et VAL 3C, et comparée aux observations, en fonction de l'écart en longueur d'orde (Å) par rapport au centre.

modèles présentés ici ne reproduit correctement le profil de la raie. Les vitesses non-thermiques y sont traitées dans l'approximation microturbulente, qui donne toujours des pics trop étroits. Un remède à cette situation pourrait être l'adjonction d'un champ de vitesses macroturbulent qui terrirait à "adoucir" les pics et combler les creux excessifs. Nous verrons d'ailleurs au chapitre IX comment l'introduction d'oscillations permet d'améliorer sensiblement la situation. En ce qui concerne les intensités intégrées, celle correspondant au modèle 18 est ici un peu trop faible, et c'est le modèle 20, le plus chaud, cui donnerait le résultat le plus proche des observations. Quant au modèle VAL 3C, il donne une intensité beaucoup trop faible. I faut cependant remarquer qu'une telle comparaison est sensible aux incertitudes concernant l'abondance du magnésium et certains paramètres atomiques, tels les sections efficaces d'excitation par collision, incertitudes qui sont encore assez grandes à l'heure actuelle. Elle est également sensible à la calibration absolue des observations dont on ne Deut négliger les incertitudes. Ces problèmes devront être réexaminés avant que l'on puisse conclure à la nécessité d'un modèle plus chaud que 18 pour reproduire les intensités dans les raies de Mo II.

Les remarques précédentes concernant le profil moyen restent valables pour la raie K de Ca II, comme on peut le voir sur la figure (5.12) : les pics des profils calculés restent trop aigus et les renversements centraux trop profords. Même au niveau, relativement bas, de la formation des raies de Ca II, les champs de vitesses non-thermiques ne peuvent donc être assimilés à une simple microturbulence. En ce qui concerne l'intensité moyenne, les modèles 19 et 21 sont les plus satisfaisants. On aboutit ainsi aux mêmes conclusions que dans le cas de l'aile de La, selon lesquelles les modèles 19 et 20 seraient respectivement trop froid et trop chaud.

۰.



Figure 5.12 : Intensités (10<sup>-6</sup>erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) dans la raie K de Ca II, calculées à partir des modèles 13, 19, 20 et 21, comparées aux observations, en Fonction de l'écart en longueur d'onde (Å) par rapport au centre.

1

÷--

### V. 5. La haute chromosphère

۰.

2

Elle se compose essentiellement, selon les modèles admis, d'un plateau d'une température de l'ordre de 20 500 K, précédant la remontée rapide de la région de transition chromosphère-couronne. Ce palier de température est parfois appelé "plateau Lyman-β", car il est nécessaire pour expliquer le renversement central de cette raie. Nous n'avons pas fait récemment de calcul systématique pour étudier la structure de ce plateau, comme nous l'avons fait pour le reste de la chromosphère. C'est pourquoi nous nous bornerons à rappeler quelques résultats obtenus au cours d'une étude anté-ieure concernant les raies de la série de Lyman (Gouttebroze et al. 1978). La comparaison portait sur trois modèles dont le premier (A) servait de référence. Le deuxième (D) comportait un plateau deux fois plus épais. Dans le troisième modèle, le plateau était remplacé par une transition en pente douce, comme indiqué sur la figure (5.13). Les résultats, portés sur la figure (5.14) montrent l'importance du plateau pour la détermination des intensités dans le noyau de la raie La . Encore une fois, on soulignera la différence de forme entre les profils calculés et observés, différence que l'on teut attribuer à des champs de vitesse non-thermiques et non réductibles à de la microturbulence. Quant à l'émission globale, elle est mieux reproduite par le modèle (A) que par les deux autres, ce qui permet une évaluation de l'épaisseur du plateau, connaissant sa température (bien entendu, cette température peut également faire l'objet de discussions, comme Lites, Shine et Chirman (1978) l'ont montré).

Les quelques exemples traités au cours de ce chapitre auront montré, si cela était nécessaire, que les modèles reproduisant le spectre continu du soleil de façon satisfaisante ne sont pas nécessairement ceux qui prédisent des profils de raies les plus conformes aux observations. Ceci est peut-être lié au fait que l'atmosphère solaire n'est ni honogène ni immobile, de sorte que le meilleur modèle "unidimensionnel-statique" n'est pas



2

ļ

1

۰.



11

::



Figure 5.1<sup>u</sup> : Intensités (10<sup>-8</sup>erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) dans la raie Lo de l'hydrogène (partie centrale) calculées à partir des modèles A, D et E et comparées aux observations, en fonction de l'écart en longueur d'onde (À) par rapport au centre.

forcément le même selon que l'on considère telle ou telle partie du spectre. Nous avons essayé de poser des jalons pour la réalisation d'un modèle de chronosphère reproduisant "de façon satisfaisante" les raies de l'hydrogène, de Mg II et de Ca II, qui sont probablement les plus importantes pour l'équilibre énergétique de cette région. L'un des principaux problèmes posés par l'utilisation des raies, et qui était somme toute secondaire lorsque l'on s'intéressait surtout aux continus, est de traiter correctement les champs de vitesses non-thermiques sans se limiter à l'hypothèse de la microturbulence. Cele pose bien enterdu le problème de la nature réelle de ces mouvements (turbulence, ondes, oscillations ?), lequel est loin d'être résolu. Au cours des chapitres suivants, traitant des oscillations, nous essaierons également d'apporter quelques éléments de réponse à ce problème.

CHAPITRE VI

••

1

# REFLEXIONS, CAVITES ET MODES D'OSCILLATION

"Echo parlant quant bruyt on maine Dessus rivière ou sus estan"

(Villon, 1489)

les atmosphères en équilibre hydrostatique évoquées au cours des chapitre précédents pervent être parcourues d'ondes sonores (entre autres). Si les ondes de fréquence élevée ignorent pratiquement le champ de gravitation, il en va tout autrement des ondes de basse fréquence dont les longueurs d'onde sont comparables à l'échelle de hauteur de l'atmosphère. Ce problème est déjà fort ancien, puisqu'il fut abordé par Poisson (1807), pour la première fois semble-c-1. Il fut repris en particulier par Lamb (1908), qui traita de facon détaillée l'atmosphère isotherme. Bien d'autres travaux suivirent. tous consacrés à l'atmosphère terrestre. Bien que les ordes sonores qui parcourent l'atmosphère solaire ne fussent pas très différentes de leurs homologues terrestres, on ne commenca à se préoccuper de leur existence que beaucoup plus tard. Biermann (1946) proposa de telles ondes pour expliquer le chauffage de la couronne. Plus tard, l'observation d'oscillations de cing minutes (Leighton, Noves et Simon, 1962), affectant les raies photosphériques, et de trois minutes environ (Jensen et Orrall, 1963) pour les raies de résonance de Ca II. amerèrent un développement rapide de la théorie des ondes dans l'atmosphère solaire. En raison de l'abordance de la littérature sur ce sujet et de la variété des problèmes abordés, nous ne chercherons pas ici à faire une revue exhaustive, nous limitant à ce qui touche à la théorie des oscillations de trois minutes.

# VI. 1. Equations de l'hydrodynamique

۰.

Pour les besoins de la présente étude, on se limitera à des ondes adiabatiques, sans forces magnétiques et sans viscosité. La première de ces hypothèses est peut-être la plus 31

;

discutable : il était en effet admis jusqu'ici (cf. Stix, 1970) que le temps de relaxation par rayonnement dans la chromosphère atteignait environ 500 seconies au voisinage du minimum de température et continuait à croître avec l'altitude dans la chromosphère, ce qui, comparé à la période d'environ 200 secondes, assurait un caractère pratiquement adiabatique à ces oscillations. Giovanelli (1978) a récemment remis en cause ces valeurs, et, en tenant compte de l'influence des principales raies et des continus, a obtenu des venos de relaxation compris entre 86 et 475 secondes dans la curomosthère. Toutefois, si les résultats peuvent en être modifiés quantitativement, les considérations qui vont suivre rescent valables du point de vue qualitatif. même pour la photosphère où les oscillations sont plus proches du cas isotherme que du cas adiabatique. Les deux autres approximations sont perfaitement justifiées pour le soleil calme, où les oscillations chromosphériques sont le plus souvent observées (Jensen et Orrall, 1963) : le champ magnétique moyen y est trop faible pour perturber les mouvements de façon sensible. Quant à la viscosité, elle est partout négligeable (cf. Souffrin, 1966).

Moyennent ces hypothèses, les paramètres physiques de l'atmosphère (densité p, pression P, température T, vitesse ü, énergie interne E) sont liés par les trois équations suivantes :

$$\frac{D\rho}{Dr} = -\rho \nabla . \vec{u} \qquad (6.1)$$

ı ı

qui exprime la conservation de la masse,

qui n'est artre que l'équation de la dynamique (F = m  $\gamma$ ), et où  $\vec{g}$  désigne le champ de cravitation. Enfin :

$$\frac{DE}{DE} = -P \frac{D}{DE} \left(\frac{1}{\rho}\right)$$
(6.3)

92

:

••

۰.

qui exprime la conservation de l'énergie. Dans les trois équations précédentes, D/Dt représente la "dérivée advective",  $\partial/\partial t + \vec{u}.\vec{v}$  (qui correspond à la dérivée dans un repère mobile lié au fluide).

On admettra de plus que l'atmosphère est formée d'un gaz parfait de masse molaire moyenne  $\mu$ , ce qui donne une équation supplémentaire expriment l'élasticité du gaz :

$$P = \frac{\rho RT}{\mu}$$
 (6.4)

Four discuter des modes d'oscillation, il est commode de considérer que la pression, la température et la densité ne subissent que de faibles perturbations ( $\delta P$ ,  $\delta T$ ,  $\delta \rho$ ) par rapport à l'équilibre hydrostatique (P<sub>o</sub>, T<sub>o</sub>,  $\rho_o$ ). En substituant P<sub>o</sub> +  $\delta i$ à P (et de même pour les autres variables) dans les équations précédentes, et en négligeant tous les termes d'ordre supérieur à 1, on obtient les "équations linéarisées" :

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{u}) = 0$$
 (6.5)

et: 
$$\frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{P} + \rho_0 [\vec{g}.\vec{u} + c^2 \vec{\nabla}.\vec{u}] = 0$$
 (6.7)

où c est la vitesse du son, définie par la relation :

$$c^{2} = \left\{\frac{\partial P}{\partial \rho}\right\}_{adiabatique} = \gamma \frac{P_{0}}{\rho_{0}}$$
 (6.3)

Par combinaison des équations précédentes, on peut obtenir, pour la vitesse, l'équation aux dérivées partielles

suivante :

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial \tau^2} = c^2 \vec{\nabla} (\vec{\nabla}.\vec{u}) + (\gamma - 1) (\vec{\nabla}.\vec{u}) \vec{g} + \vec{\nabla} (\vec{g}.\vec{u})$$
(6.9)

(Four les détails de ces calculs, maintenant classiques, l'on pourra consulter par exemple l'article d'Uchida 967).)

Considérons maintenant une couche de l'atmosphère où la température et le degré d'ionisation sont unii rmes. La vitesse du son, ainsi que l'échelle de hauteur  $H = c^2/(\gamma g)$ , y sont constantes.

D'autre part, si l'on considère une onde se propagaant dans le plan (x,z), on peut, par transformation de Four-ar, la considérer comme la superposition d'un nombre fini ou indini d'ondes planes et monochromatiques définies par une fréquence circulaire  $\omega$  et un nombre d'onde horizontal  $k_{\rm er}$ :

$$\vec{u} (t, x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} \vec{U} (\omega, k_{H}, z) e^{i(\omega t + k_{H}, x)} dk_{H}$$
(6.10)

L'équation aux dérivées partielle (6.9) étant linéaire, on peut la résourire pour chaque onde élémentaire  $\vec{U}$ , et, par substitution dans (6.9), obtenir l'équation suivante pour sa composante verticale Uz :

$$\frac{\partial^2 Uz}{\partial z^2} - \frac{\gamma g}{c^2} \frac{\partial Uz}{\partial z} + \left[ \frac{\omega^2 - k_{\rm H}^2 c^2}{c^2} + (\gamma - 1) g^2 \frac{k_{\rm H}^2}{c^2 \omega^2} \right] U_{\rm Z} = 0$$
(6.11)

Après avoir effectué le changement de variable :

$$\eta = U_2 \exp(-\frac{Z}{2H})$$
 (5.12)

et introduit la fréquence de coupure accustique  $\omega_A = \gamma g/(2c)$  et la fréquence de Brunt-Wäisälä  $\omega_a = (\gamma - 1)^{\frac{1}{2}} g/c$ , on obtient

pour n l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + k_z^2 \eta = 0 \tag{6.13}$$

 $k_{Z}^{2} = \frac{\omega^{2} - \omega_{A}^{2}}{c^{2}} + k_{H}^{2} \left(\frac{\omega_{C}^{2}}{\omega^{2}} - 1\right)$ (6.14)

On obtient ainsi des solutions de la forme :

$$U_{z} (\omega, k_{H}, z) = \exp\left(\frac{z}{2H}\right) (A_{e}^{ik} z^{2} + Be^{-ik} z^{2})$$
(6.15)

Ces ondes ne peuvent se propager que si  $k_z^2$  est positif ;  $k_z$  représente alors le nombre d'onde vertical. Si  $k_z^2$  est négatif, seules peuvent exister des ondes évanescentes. Four visualiser ces propriétés des ondes, on utilise le "diagramme  $k - \omega$ " (figure (6.1)) : les courbes d'équation  $k_z^2 = 0$  délimitent trois régions du plan  $(k_H, \omega)$ . Le région supérieure, où  $k_z$  est réel, correspond aux ondes acoustiques (pour lesquelles l'essentiel de la force de rappel est fourni par la pression). Dans la région centrale,  $k_z$  est imaginaire et les ondes sont évanescentes. La région inférieure enfin, où  $k_z$  est de nouveau réel, est celle des ondes de gravité internes (l'essentiel de la force de rappel étant, Jans ce cas, fourni par la poussée d'Archimède).

#### VI. 2. Réflexions et cavités

Un bon moyen d'obtenir des oscillations consiste à avoir à la fois une cavité résonante et une source d'énergie excitatrice. Dans l'atmosphère solaire, cù la température décroît tout d'abord avec l'altitude, passe par un minimum, puis croît à nouveau dans les couches extérieures (figure 1.1), il existe plusieurs moyens d'obtenir une cavité résonante. Les fréquences  $\omega_A$  et  $\omega_G$  diminuant lorsque la température augmente, les courbes  $k_Z^2 = 0$  se déplacent dans le diagramme (k- $\omega$ ) en fonction de l'altitude. Considérons, par exemple, une atmosphère formée de trois couches à des températures différentes (figure 5.2) :



Figure 6.1 : Diagramme "k-w" résumant les propriétés des ondes gravitoacoustiques en fonction du nombre d'onde horizontal (kg) et de la fréquence circulaire (w).

٠.

 $(T_1 < T_2 < T_3)$ 

....

٠.

ł

1



Figure 6.2 : Diagramme  $(k-\omega)$  comportant les courbes limites correspondant à trois températures différentes  $(T_1 < T_2 < T_3)$ .

:

une onde correspondant à des valeurs de  $k_{H}$  et  $\omega$  situées dans la région (I) pourra se propager dans la couche la plus chaude ( $T_{3}$ ) mais non dans les deux autres, et subira une réflexion totale aux frontières de la couche ( $T_{3}$ ); de même, une onde de la région (II) pourra se propager dans les couches ( $T_{2}$ ) et ( $T_{3}$ ), mais non dans ( $T_{1}$ ) etc... (Comme on pourra le remarquer au vu de la figure (6.2), ce phénomène affecte aussi bien les ondes de gravité que les ondes acoustiques.)

Ainsi une onde située dans la région (III) du diagramme  $(k, \omega)$  peut se trouver piégée dans une couche de température intermédiaire  $(T_2)$  comprise entre une couche plus froide  $(T_1)$ et une autre plus chaude  $(T_3)$ . Comme l'avaient suggéré naguère Ulrich (1970) et Leibacher et Stein (1971), ce mécanisme fournit une cavité résonante pour les oscillations de cinq minutes, dans la descente de température de la zone convective, juste au-dessous de la photosphère. Le même phénomène peut se produire dans la remontée de température chromosphérique, et cela peut constituer l'origine des oscillations de trois minutes, observables dans les raies de résonance de Mg II et de Ca II en particulier, et qui sont l'une des principales originalités de la dynamique chromosphérique.

En sus de ces réflexions totales, peuvent se produire des réflexions partielles à chaque changement de température. Associées à d'autre réflexions totales ou partielles, elles forment ce que l'on pourrait appeler des "cavités ouvertes" (à la manière d'un interféromètre Fabry-Pérot), susceptibles d'amplifier certaines fréquences propres par résonance.

Four en finir avec les réflexions, il faut mentionner l'effet tunnel : une once arrivant d'une couche où elle peut se propager, conformément au diagnemme (5.2), à la limite d'un couche de non-propagation, n'est réfléchie totalement que si cette dermière a une épaisseur infinie. Si au contraire la couche "isolante" est suffisemment mince, les ondes peuvent

la traverser grâce à l'effet tunnel, bien connu en mécanique quantique. Dans l'atmosphère solaire, cet effet peut s'appliquer à des ondes de la région (III) du diagramme  $(k - \omega)$  piégées dans les cavités liées aux gradients de température photosphériques ou chromosphériques, qui peuvent ainsi communiquer à travers la région du minimum de température. Cette région possède donc une "opacité acoustique" pour les ondes des régions (I) à (III) du diagramme  $(k - \omega)$ , et qui augmente (pour  $k_{i}$  donné) avec la période : ainsi, les ondes responsables des oscillations de 300 secondes ne traversent pratiquement pas la région du minimum de température et restent confinées dans la zone convective, tandis que celles associées aux oscillations de trois minutes "passent" assez facilement , ce qui permet un couplage efficace des cavités photosphériques et chromosphériques.

#### VI. 3. Modes d'oscillation et modes verticaux

ţ

Comme toutes les cavités, celles de l'atmosphère solaire ont leurs fréquences propres, ou plus exactement leurs couples (k<sub>u</sub>,ω) propres, déterminés par les conditions aux limites, l'épaisseur de la couche où l'onde se propage, et le nombre d'onde vertical k<sub>z</sub>, qui est fonction de k<sub>H</sub> et w, selon l'équation (6.14). Les points du diagramme (k-w) qui correspondent ainsi à une des valeurs propres d'une cavité de l'atmosphère sont généralement appelés "modes d'oscillation". Comme les températures varient de façon continue dans l'atmosphère solaire, les dimensions des cavités dépendent elles-mêmes de  $k_{_{\mathrm{H}}}$  et  $\omega$ , si bien que la détermination de ces modes d'oscillation n'est pas immédiate. Ulrich (1970) a montré que ces modes d'oscillation se regroupaient le long de courbes séparées du plan (k,-w), courbes parfois désignées sous le nom de "modes verticaux". Des calculs plus détaillés de ces modes verticaux ont été faits ultérieurement par Ando et Osaki (1975, 1977) et Ulrich et Rhodes (1977), et leur existence, du moins en ce qui concerne les oscillations de cino minutas, a été vérifiée excérimentalement par leubner (1975).

9ĉ

L'existence de modes propres dans l'armosphère solaire ne suffit pas à elle seule à expliquer les périodes observées. Encore fauc-il que les oscillations correspondantes soient excitées par un mécanisme susceptible de leur fournir suffisamment d'énergie pour compensar les pertes par ravonnement ou conduction. Cela peut-être réalisé de diverses manières. en produisant du bruit ou des chocs à la base cu à l'intérieur même de l'atmosphère, ou par un mécanisme tranformant l'énergie thermique en énergie mécanique. C'est à un mécanisme de cette dernière sorte, proposé jadis par Eddington pour expliquer les pulsations des Céphéides, que l'on peut attribuer l'entretien des oscillations de cinq minutes : lorsque l'opacité du gaz constituant une couche de l'atmosphère d'une étoile croît avec la température, il prélève sur le flux radiatif se dirigeant vers l'extérieur une quantité d'énergie d'autant plus grande qu'il est plus opaque, donc plus chaud. Ainsi, toute fluctuation locale d'énergie interne tend à être amolifiée. A partir d'une perturbation initiale, l'amplitude des oscillations croît jusqu'au moment où le bilan énergétique s'annule (ce qui suppose que les gains ou les pertes d'énergie varient non-linéairement avec l'amplitude). Ando et Osaki (1975) ont calculé les taux de croissance relatifs à ce mécanisme dans l'aunosphère solaire et ont démontré que, parmi les acces d'oscillation correpondant à des ondes piégées dans la zone convective, les plus susceptibles d'être amplifiés de cette façon occupaient une partie du diagramme  $(k-\omega)$  centrée sur une fréquence voisine de  $(2\pi/300s)$ , avec une large dispersion en ce qui concerne les nombres d'onde horizontaux, en accord avec les observations d'escillations de cinq minutes.

# VI. 4. Oscillations de trois minutes

Comme pour les oscillations de cinq minutes, il existe pour les oscillations de trois minutes, d'origine chromosphérique, une explication basée sur les modes propres de l'atmosphère.

100

1

...

٠.

۰.

Ando et Osaki (1977) et Ulrich et Rhodes (1977) ont montré que certains modes correspondant à des périodes de l'ordre de 230 secondes (mais variables avec le modèle d'atmosphère utilisé) pouvaient être piégés dans la chromosphère. A la différence de ceux relatifs aux oscillations de cinq minutes, ces modes chromosphériques traversent facilement par effet tunnel la zone du minimum de température, leurs fréquences étant seulement légèrement inférieures à la fréquence de coupure locale. Ils sont de ce fait liés à deux cavités couplées, l'une photosphérique et l'autre chromosphérique, et peuvent être alimentés en énergie par le mécanisme d'Eddington opérant dans la cavité inférieure. Le modèle non-linéaire que nous présenterons au cours du chapitre suivant est basé sur un mécanisme analogue.

ł

۰.

1

ľ

Dans la mesure où les observations d'oscillations chromosphériques n'ont encore ni confirmé ni infirmé cette théorie, il est intéressant d'examiner d'autres possibilités d'explication. L'une d'entre elles, proposée par Provost (1976) consiste à considérer l'atmosphère solaire comme un filtre passe-haut, dont la fréquence de coupure varie avec l'altitude, agissant sur un spectre de bruit continu mais décroissant lorsque la fréquence augmente et provenant de couches plus profondes. Ca bruit pourrait être la conséquence de chocs provoqués par des granules ascendants arrivant à la base de l'atmosphère. Une autre source possible est constituée par la turbulence associée aux mouvements convectifs, selon un mécanisme proposé par Lighthill (1952), Au niveau chromosphérique, l'action de ce filtre sur le spectre de bruit favorise les ondes de période comprise entre 150 à 200 secondes environ, ce qui donne lieu à des pseudo-oscillations observables.

Une autre hyporthèse consiste à considérer la zone du minimum de température comme une cavité ouverte limitée par les remontées de température inférieure et supérieure, où 101

ſ

les ordes de fréquence supérieure à la fréquence de coupure se réfléchissent partiellement. Les vitesses à l'intérieur de cette couche peuvent se trouver ainsi amplifiées par résonance pour certaines valeurs de la fréquence, comme cela se produit dans un tuyau d'orgue cuvert (une autre analogie est l'interféromètre de Fabry-Férot en optique). Ce mécanisme avait été proposé par Kahn (1951) pour expliquer les oscillations de cinq minutes. Appliqué au modèle d'atmosphère défini au au chapitre I, ce mécanisme pourrait fournir des oscillations de trois minutes, sa période fondamentale étant lègèrement inférieure à la période de coupure du minimum de température (qui est d'environ 200 secondes).

Un quatrième mécanisme possible est celui prévu par Lamb (1908) : c'est l'oscillation résiduelle et faiblement amortie d'une atmosphère isotherme après une perturbation. La période d'une telle oscillation est égale à la période de coupure acoustique. Appliquée à la région du minimum de température, ce mécanisme fournirait également une cscillation de période voisine de 200 secondes. Ce type d'oscillation ne transportant pas d'énergie, son amortissement est lié uniquement aux pertes radiatives et conductives. La source d'excitation pourrait résider dans les mouvements de la photosphère liés aux oscillations de cinq minutes, ou dans les chocs provoqués par les granules.

On remarquera toutefois que, si ces deux derniers mécanismes peuvent effectivement expliquer les périodes observées, leur zone d'action privilégiée serait constituée par la région du minimum de température et non la moyenne chromosphère, comme semblent l'indiquer les observations des raies de résonance de Ca II et de Mg II. C'est pourquoi, sans pour autant les exclure définitivement, nous donnerons la préférence au premier mécanisme que nous avons présenté (ondes piégées dans la remontée chromosphérique).

192

•

and a second second

•

CHAPITRE VII

CHOCS ET OSCILLATIONS (Approche non-linéaire)

"Continuo venti voluont mare magnaque surgunt aequora..."

(Virgile, -19)

Les équations linéarisées de l'hydrodynamique exposées au chapitre précédent ne permettent pas, même qualitativement, de prévoir tous les aspects de la dynamique atmosphérique solaire. Exactes dans la limite de mouvements infinitésimaux, ces équations perdent laur validité lorsque l'ordre de grandeur des perturbations (6P, 6T, etc...) devient comparable à celui des variables à l'équilibre (P., T., etc...), ou lorsque les vitesses liées aux oscillations deviennent des fractions importantes de la vitesse du son. Cette dernière condition devient particulièrement critique dans les couches extérieures de l'atmosphère : par exemple, une onde acoustique progressive se propageant à travers la photosphère et la chromosphère parcourt une distance, correspondant à une quinzaine d'échelles de hauteur, où les variations de température sont relativement faibles. L'amplitude des vitesses d'une telle onde, variant en raison inverse de la racine carrée de la densité (ce qui correspond à un flux d'énergie constant), subirait ainsi au cours de ce trajet une amplification de l'ordre de exp(15/2) ≈ 1800. Meme si son amplitude au départ est aussi faible que 10m/s, rendant son comportement parfaitement "linéaire" dans la photosphère, elle atteindrait des vitesses supersoniques en halt de la chromosphère. Autrement dit, une telle onde sera transformée en onde de choc et partiellement dissirée au cours de son trajet chromosphérique. Ainsi, le traitement linéaire des ondes ignore mois aspects essentiels de la dynamique chromosphérique : la déformation des ondes (qui "déferlent" lorsque les vitesses associées approchent la vitesse du son) ; l'échauffement de l'atmosphère dù à la dissipation de ces ondes, qui modifie en retour sa structure en température, donc ses propriétés dynamiques ; enfin, le transfert d'impulsion qui, en projetant l'atmosphère vers le haut, modifie également sa géométrie. L'utilisation

۰.

1

÷

105

\$

de modèles hydrodynamiques non-linéaires s'impose donc pour l'étude de raies spectrales formées dans la haute (et moyenne) chromosphère. En contrepartie, les méthodes non-linéaires applicables à l'atmosphère solaire sont, en pratique et pour des raisons de complexité, limitées à une dimension, ce qui ne pennet pas une représentation détaillée des modes d'oscillation. Les deux approches, linéaire et non-linéaire, restent donc complémentaires. C'est de ces modèles dynamiques non-linéaires, qui ont fait par ailleurs (ou feront) l'objet de deux articles (Gouttebroze et Leibacher 1980, et Leibacher, Gouttebroze et Stein 1960), que nous allons parler dans les chapitres suivants.

### VII. 1. Equations et méthodes de résolution

Comme au chapitre précédent, nous nous limiterons à des ondes adiabatiques (quitte à revenir plus tard sur ce point dans la discussion) et sans forces magnétiques. Four les besoins du calcul, on exprime les équations fondamentales  $(6.1 \ abla \ bbla \$ 

$$u(h,t) = \frac{\partial z(h,t)}{\partial t}$$
(7.1)

Il est également préférable, dans cette formulation, d'utiliser le volume spécifique 7 (h,t), au lieu de son inverse la densité. Dans ces conditions, l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$V(h,t) = V(h,0) \frac{\partial z(h,t)}{\partial h}$$
 (7.2)

et l'équation de la dynamique :

$$\frac{\partial u(h,t)}{\partial t} = -V(h,0) \frac{\partial P(h,t)}{\partial h} - g \qquad (7.3)$$

٠.

۰.

Ġ

et l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial E(h,\tau)}{\partial \tau} = -P(h,\tau) \frac{\partial V(h,\tau)}{\partial \tau}$$
(7.4)

En ce qui concerne la résolution numérique de ces équations pour des conditions initiales et des conditions aux limites données, nous avons bénéficié de programmes de calcul mis au point par John W. Leibacher. Pour cette raison, nous ne donnerons pas de description déraillée de la méthode unilisée. Nous préciserons simplement que celle-ci est basée sur le remplacement des équations aux dérivées partielles par des équations aux différences finies, avec addition de viscosité artificielle. Cette méthode, due à Von Neumann et Richtmyer (1950), permet de traiter aussi bien les ondes de choc que les autres formes d'ordes. La transformation des dérivées partielles en différences finies s'effectue, bien entendu, en introduisant des découpages appropriés de l'espace et du temps. Cela n'est pas sans inconvénient cour les ordes de choc ; en l'absence de viscosité, le front d'une telle orde se réduit en effet à une surface où les variables physiques (densité, vitesse, température) variant de facon discontinue. Une telle discontinuité se prête mal à des calculs numériques. Par contre, la viscosité a pour effet de donner une écaisseur finie au front de l'onde. Or, le traitement d'une telle onde par la méthode des différences finies est possible si l'épaisseur du front est supérieure à l'intervalle entre les points du découpage spatial. La viscosité naturelle du milieu étant en général beaucoup trop faible pour reproduire des fronts d'orde d'épaisseur suffisante, Von Neumann et Richtmyer ont proposé d'ajouter un terme de "viscosité artificielle" dépendant du décourage spatial utilisé. Els ont montré que cette opération, bien que ne donnant pas une représentation exacte du front d'onde lui-même, ne modifiait pratiquement pas les conditions physiques de part et d'autre de ce front, ni la dissipation d'énergie produite au cours du choc (équations de Hugoniot). Ces méthodes sont décrites de facon détaillée dans l'ouvrage de Richtmyer et Morton (1967). Quent à celles utilisées dans nos calculs, on les trouvera dans la thèse de Leibacher (1971).

Le problème à résoudre est défini par un jeu de conditions initiales et de conditions aux limites. Les conditions initiales sont définies par le modèle d'atmosphère en équilibre hydrostatique décrit au chapitre V. Les conditions aux limites sont guidées par deux précoupations : d'une part, reproduire le plus fidèlement possible les propriétés hydrodynamiques de l'atmosphère solaire. D'autre part, fournir l'excitation nécessaire à la production d'oscillations. La première de ces préoccupations se heurte à une difficulté liée à l'utilisation exclusive d'ondes verticales. Comme on peut le remarquer à l'aide de la figure (6.2), les ondes verticales se propageant dans une région chaude peuvent être réfléchies totalement à la limite d'une région plus froide (dont la fréquence de coupure est supérieure à la fréquence de l'onde), mais l'inverse n'est pas vrai : seules les ondes se propageant obliquement (comme celles de la région VI du diagramme 6.2) peuvent subir une réflexion totale quand elles atteignent une région plus chaude. Ainsi, pour reproduire au moven de seules ordes verticales les cavités de l'atmosphère solaire, nécessaires à la production d'oscillations, il faut ajouter des réflexions en haut et en bas de l'atmosphère. A la limite supérieure (base de la couronne), cela est réalisé en supposant que la pression est constante (surface libre). A la limite inférieure, on introduit une paroi rigide, dont la position, dans la zone convective, est déterminée de façon à reproduire le mieux possible les oscillations de cinq minutes. Cette caroi est également utilisée pour induire des mouvements dans l'atmosphère, en lui imprimant un déplacement approprié, de façon à simuler un mécanisme physique d'excitation.

Comme dans le cas de l'équilibre hydrostatique, on a tenu compte de la contribution du champ de vitesses microturbulent à la pression, la vitesse moyenne de microturbulence  $(v_T)$ étant supposée indépendante du temps. D'autre part, les mouvements étant supposés adiabetiques, les fluctuations de température, pression et densité sont liées entre elles par le rapport des chaleurs spécifiques  $\gamma$ . Ce coefficient dépend tuttefois de l'ionisation, et un suite de l'altitude. Plusieurs cas peuvent se

I

présenter : tout d'abord, dans les régions où l'atmosphère est presque complètement neutre (minimum de température) ou complètement ionisée (couronne et région de transition), le gaz se comporte comme un gaz parfait monoatomique et  $\gamma$  vaut 5/3. Dans la zone convective, où le principal constituant (l'hvorogène) est partiellement ionisé, l'ionisation, contrôlée par les collisions, est constanment en équilibre avec la pression et la température ; dans ce cas, les variations d'énergie interne produites par l'action des forces exercées sur le gaz servent en grande partie à modifier son équilibre d'ionisation, ce qui a pour effet de réduire la valeur de y (jusqu'à environ 1.1 pour un gaz à demi ionisé). Dans la chromosphère, le gaz est là encore partiellement ionisé, mais les taux d'ionisation et de recombinaison radiatifs deviennent largement prépondérants par rapport à leurs homologues collisionnels ; l'ionisation de l'hydrogène est alors contrôlée par le champ de rayonnement (principalement dans les continus de Lyman et de Balmer, et la raie Lyman-c), lequel n'est cas défini localement. D'autre part, certains taux de recombinaison (continu de Lyman en particulier) sont suffisamment faibles pour que l'équilibre statistique ne soit jamais atteint si l'atmosphère est en mouvement. Ce problème complexe a été traité par Klein, Stein et Kalkofen (1976, 1978) et Kneer et Nakagawa (1976). Ces derniers arrivèrent à la conclusion que, pour un modèle de type solaire, le taux d'ionisation de l'hydrogène restait pratiquement constant. Ayant besoin d'une approximation suffisement simple et néarroins réaliste pour accomplir les calculs d'hydrodynamique, nous avons supposé l'ionisation constante au-dessus du minimum de température et posé, pour être cohérents, y = 5/3.

## VII. 2. Passage d'une onde de choc

1

L'atmosphère initiale étant ainsi définie, on peut maintenant étudier sa réponse à divers mécanismes d'excitation. La première expérience, que nous appellerons (A), consiste à simuler un choc à la base de l'atmosphère en déplaçant la paroi rigide vers le haut. Le mouvement est de la forme :

 $z = \frac{z_0}{2} \left( 1 - \cos \frac{2\pi t}{T} \right)$  (7.5)

109

ŗ

La période est dans ce cas T = 100 secondes et l'amplitude totale  $z_o$  = 318 mètres. Au bout d'une demi-période (soit 50 s), le mouvement s'arrête et la paroi reste fixée dans sa position supérieure.

11.

۰.

۰.

Ce mode d'excitation peut simuler le choc d'un granule arrivant à la base de l'atmosphère, mécanisme envisageable pour la génération d'ondes et qui présente la propriété de ne privilégier aucune fréquence d'oscillation. L'intérêt de cette expérience était également de comparer nos résultats, pour la raie K du calcium ionisé, avec ceux de Heasley (1975) et Crem (1975).

Les variations des vitesses et des températures à diverses altitudes sont représentées sur la figure (7.1) pour les 500 premières secondes : une onde se propage vers le haut et atteint la photosphère au bout de 140 secondes environ sans que sa forme soit fortement modifiée. Vers 800 km, elle commence à se déformer et une oscillation secondaire, provoquée par la raréfaction qui suit le premier choc, prend maissance. Vers 1400 km, les vitesses approchant la vitesse du son, l'onde commence à se transformer en onde de choc et à dissiper son énergie sous forme thermique. Au-dessus de 1800 km, le mouvement s'accélère du fait de l'augmentation rapide de la température. On remarquera que, au cours de ce premier passage de l'onde, les vitesses et les températures varient en phase, ce qui caractérise une orde progressive.

A la suite de cette perturbation initiale, l'atmosphère se met en mouvement. Les fréquences des oscillations libres effectuées par l'atmosphère sont alors le reflet de ses modes propres, l'excitation initiale ne privilégiant sucure fréquence particulière. L'évolution des vitesses et des températures entre 1000 et 4000 secondes est représentée sur la figure (7.2). Dans la zone convective (altitutes négatives) on observe des oscillations de forme assez irrégulière mais dont la période (ou pseudo-période) principale est de 300 secondes, correspondent au mode subphotosphérique (ce qui est normal, la profondeur de la limite inférieure ayant été choisie pour obtanir cette fréquence, comme cela a été indiqué plus haut). La chromosphère est animée d'oscillations dont la (pseudo) période principale est d'environ 200 secondes, ce que l'on teut attribuer à un mode protre chromosphérique.



Pigure 7.1. : Variations de vitesse (km/s, trait plein) et de température (K, trait interrompu) pour diverses altitudes lagrangiennes (km), en fonction du temps (s), au cours du passage du choc (expérience A).

TEMPS

E



1.1

TEMPS

Figure 7.2. : Variations de vitesse (km/s, trait plein) et de température (K, trait interrompu) pour diverses altitudes lagrangiennes (km), en fonction du temps (s), après le pussage du choc (expérience A).

112

2

Les amplitudes atteintes ici par les oscillations de cinq minutes sont très faibles (environ ± 20 m/s à l'altitude 0) par rapport à ce que l'on peut réellement observer sur le soleil (environ 10 fois plus). Far contre, l'amplitude du mode chromosphérique dépasse ±10 km/s dans la région de formation des raies de Mg II (1800 à 2000 km d'altitude), ce qui est nettement supérieur à ce que l'on peut observer. Cette constatation nous amènerait à exclure, si cela était encore nécessaire, l'utilisation des chocs de granules pour exciter les oscillations de cinq minutes : ce mode d'excitation transférerait beaucoup trop d'énergie aux modes chromosphériques, et trop peu à ceux de la région subphotosphérique.

En raison également de leurs amplitudes, les oscillations chromosphériques commencent à "déferler" vers 1500 km d'altitude, les vitesses de déplacement commençant à devenir comparables à la vitesse du son. Ceci a deux conséquences principales : d'une part la transformation des formes d'orde (initialement quasi-sinusoidales) cui prennent, dans le cas des vitesses, des formes en "dents-de-scie", alors que les courbes de température présentent des pics de plus en plus aigus. D'autre part, la dissipation de ces ondes provoque un échauffement non négligeable de la chromosphère, comme on peut le constater sur la figure (7.3), qui illustre une comparaison entre la température movenne entre 3000 et 4000 s' et la température initiale. L'échauffement est de l'ordre de 3000 K entre 1600 et 2000 km d'altitude, ce qui a également pour effet de dilater l'atmosphère et de déformer ainsi la cavité chromosphérique.

#### VII. 3. Oscillations

٠.

1

i

Le mode d'excitation par chocs à la base de l'atmosphère paraissant inadéquat pour fournir équitablement de l'énergie aux oscillations de cinq et de trois minutes, il nous faut maintenant trouver un autre mécanisme pour induire dans l'atmosphère las mouvements comparables aux observations. Devant les difficultés soulevées par la construction d'algorithmes reproduisant fidèlement le fonctionnement d'une "soupape d'Eddington" ou d'autres mécanismes


Figure 7.3 : Températures moyennes (10<sup>3</sup>K) avant (treit interrompu) et après (trait plein) le choc (expérience A) dans la chromosphère, en fonction de l'altitude (km).

. .

벁

susceptibles de transformer l'énergie thermique en énergie mécanique. nous avons préféré essayer de produire des effets analogues de façon purement mécanique. Ce résultat peut-être obtenu par résonance, en impriment à la paroi qui sert de base à l'atnosphère un nombre fini d'oscillations de 300 secondes de période, conformément à la formule (7.5). Dans les deux expériences que nous avons étudiées, la durée de l'excitation est limitée à cinq périodes, après quoi l'atmosphère poursuit ses mouvement propres sans certurbation extérieure. Ce mode d'excitation transfère la majeure partie de son énergie aux oscillations de cing minutes. les oscillations chromosphériques étant excitées par les composantes de plus haute fréquence contenues dans tout signal de durée finie (et aussi peut-être par les non-linéarités des oscillations de cinq minutes). Deux expériences ont été effectuées, qui diffèrent par l'amplitude du mouvement . l'expérience (B) correspond à z<sub>p</sub> = 640 m dans la formule (7.5) et (C) à z<sub>p</sub> = 100 m. L'expérience (B) produit au niveau photosphérique des oscillations de cinq minutes avec des vitesses de ± 100 m/s, ce qui correspond à la moyenne des observations, et des oscillations de 200 secondes avec des vitesses d'environ ± 5 km/s à 1500 km, ce qui correspond plutôt à la limite supérieure des vitesses effectivement observées. L'expérience (C), qui produit dans les deux cas des amplitudes nettement inférieures aux observations, sert de comparaison avec (B) pour analyser les effets non-linéaires. L'évolution des vitesses et des températures au cours de ces deux expériences est représentée que les figures (7.4) et (7.5). On remarquera que les températures et les vitesses varient approximativement en quadrature, aussi bien dans le cas des oscillations de 300 secondes (visibles aux altitudes de -1250 à + 250 km) que dans celui des 200 secondes (altitudes de 1250 à 2250 km). Cette propriété caractérise des ondes, stationnaires ou évanescentes, dont l'énergie ne se propage pas, ce qui contraste avec l'onde de choc du début de l'extérience (A). Les oscillations se différencient également des chocs en ce que la vitesse de phase est pratiquement infinie, c'est-à-dire que les différentes couches de l'atmosthère oscillent en chase. Cela se voit particulièrement bien sur la figure (7.5) qui représente les altitudes de différentes couches de l'atmosphère en fonction du temps (autrement dit, les altitudes eulériennes correspondant à des altitudes lagrangiennes données).

115

÷



. . .

Figure 7.4 : Variations de vitesse (km/s, trait plein) et de température (K, trait interrompu) pour diverses altitudes Lagrangiennes (km) en fonction du temps (s), au cours de l'expérience B (oscillations de grande amplitude).



Figure 7.5 : Variations de vitesse (lon/s, trait plein) et de température (K, trait interrompu) pour diverses altitudes lagrangiennes (km) en function du temps (s), au cours de l'expérience C (oscillations de faible amplitule).



• •

Figure 7.6 : Variations d'altitude (km) de diverses couches de l'atmosphère, en fonction du temps (s), au cours de l'expérience B (oscillations de grande amplitude).

113

.

La comparaison des expériences (B) et (C) est instructive en ce qui concerne les effets de non-linéarité : dans le cas des faibles oscillations (C), rien ne différencie les excursions positives ou négatives des températures ou des vitesses, qui restent quasi-sinusoïdales, même dans la partie haute de la chromosphère. Au contraire, dans le cas des oscillations relativement fortes (3), les ondes commencent à "déferler" au-dessus de 1750 km, les vitesses variant en dents de scie, et les températures affectant des excursions cositives très aigués par rapport aux excursions négatives. Ces maxima de température. de courte durée et de grande intensité, correspondent à des instants ou le gaz est le plus comprimé : l'accélération, proportionnelle à la pression, est alors très élevée, et la vitesse change de signe très rapidement. Dans la phase d'expansion, les accélérations (négatives) sont beaucoup plus douces, ce qui confère aux variations des altitudes eulériennes l'aspect d'une succession d'arches.

On peut examiner plus en détail les modes d'oscillation de l'atmosphère et l'énergie qu'ils contiennent en effectuant une analyse harmonique des mouvements. On calcule pour cela, à chaque altitude, la densité d'énergie cinétique  $(1/2 \rho v^2)$  en fonction du temps et on en déduit, par transformation de Fourier, les spectres de puissance correspondants. Cette opération a été effectuée, dans le cas des oscillations de grande amplitude, pour des altitudes distantes de 50 km entre -150 et 2400 km, et le résultat est représenté sur la figure (7.7). Ce schéma montre en particulier le changement de fréquence qui s'effectue entre 800 et 1100 km, les composantes de fréquence voisine de 3.3 mHz (oscillations de 5 minutes) étant prépondérantes au-dessous et celles de fréquence voisine de 5 mHz au-dessus. On pourra également constater l'existence de modes d'oscillation moins intenses à des fréquences plus élevées. La figure (7.7) est cependant quelque peu trompeuse en raison de la normalisation de chaque courbe à sa valeur maximale : l'énergie cinétique contenue dans les escillations de cinq minutes étant, dans la photosphère et la basse chromosphère, beaucoup plus élevée que celle correspondant aux autres modes d'oscillation, peux-ci

۰.

٩.





semblent s'éteindre au-dessous de 800 km alors qu'en réalité ils sont présents dans toute l'a sphère. C'est ce qui apparaît lorsque l'on examine, en fonction de l'altitude, les densités d'énergie cinétique correspondant à chaque mode d'oscillation. On peut obtenir une estimation de ces énergies en intégrant séparément les spectres de puissance sur des bardes de fréquence de 2 à 4 mHz et de 4 à 6 mHz, qui contiennent respectivement les oscillations de cinq et de trois minutes. La figure (7.8) représente, en fonction de l'altitude, les énergies oscillatoires ainsi obtenues pour ces deux modes, ainsi que la densité totale d'énergie. Elle montre comment, de part et d'autre d'une altitude de transition située vers 1000 km, l'essentiel de l'énergie oscillatoire est contenu dans l'un des deux modes principaux. Elles met surtout en évidence la différence de comportement de ces deux phénomènes : nous avons d'une part un mode subphotosphérique, correspondant aux oscillations de cinq minutes, dont l'énergie décroît très vite avec l'altitude dans la chromosphère. D'autre part, un mode correspondant aux oscillations de trois minutes cui, bien que visible seulement dans la chromosphère, n'en subsiste pas moins dans la zone subphotosphérique, où il est dissimulé par l'importance relative des oscillations de circ minutes.

Nous retrouvons ainsi un phénomène, déjà envisagé au chapitre VI, où deux cavités résonantes de l'atmosphère solaire, l'une chromosphérique et l'autre subphotosphérique, pouvaient être couplées par effet tunnel à travers la région du minimum de température. Cette possibilité existe seulement pour les ondes de période suffisamment courte, l'épaisseur "acoustique" de cette région augmentant rapidement lorsque la fréquence diminue, au-dessous de la fréquence de coupure. Ce phénomène de couplage ouvre la possibilité d'une alimentation des oscillations chromosphériques à partir de la zone convective, au moyen d'un mécanisme tel que la soupape d'Eddington. 121

Ł



Figure 7.8 : Densités d'énergie cinétique (erg. cm<sup>-1</sup>) dans les bardes de fréquence (2 à 4 miz) et (4 à 6 miz) et densité totale, en fonction de l'altitude Go

CHAPITRE VIII

÷

## EFFETS DES MOUVEMENTS SUR LES RAIES SPECTRALES

"La position immobile étant la plus courante, prendre l'habitude de lutter contre la routine"

(Roche, 1975)

Décrire ce que les mouvements de la chromosphère devraient être, movennant quelques hypothèses chysiques raisonnables, était l'objet des deux chapitres précédents. Déterminer dans quelle mesure un tel "modèle" correspond à la réalité est maintenant notre préoccupation. Cette réalité nous est accessible par l'analyse du spectre solaire, et plus spécialement par celle de quelques raies spectrales situées dans l'ultra-violet. Parmi celles-ci, les seules observables depuis le sol sont les raies de résonance du calcium ionisé, à la limite de l'ultra-violet et du visible. Depuis Jensen et Orrall (1963), elles ont été largement étudiées et nous ont apporté l'essentiel de ce que nous savons aujourd'hui quant aux mouvements de la chromosphère. Les raies de résonance du magnésium ionisé, observables en ballon (cf. Lemaire, 1971), permettent de "voir" l'essentiel de la moyenne chromosphère. Enfin, diverses raies seulement accessibles aux moyens spatiaux (série de Lyman de l'hydrogère, raies du silicium ou du carbone ionisés, etc ...) permettent l'étude des mouvements dans toute la chromosphère et la région de transition. Pour les oscillations solaires, comme pour bien d'autres phénomènes astrophysiques, les approches analytiques et synthétiques sont également possibles. L'approche analytique, partant des variations d'intensités ou des déplacements observés dans les raies cour remonter aux grandeurs physiques, a été principalement utilisée jusqu'ici. Dans le cas des oscillations de cinq minutes, où elle fut largement employée, son application était facilitée par l'existence de raies dont les régions de formation étaient suffisamment étroites pour que l'on pût y suproser une certaine homogénéité des variables physiques. Cala est hélas beaucoup moins fréquent dans la chromosphère. Au chapitre

٩.

précédent, nous avons entané une étude synthétique en calculant les variations temporelles des paramètres physiques de trois modèles dynamiques. (Nous entendons par "modèle dynamique" la réunion de conditions initiales, définies par un modèle d'atmosphère statique, et de conditions aux limites incluant un mode d'excitation des mouvements.) Cette étude sera poursuivie au chapitre IX par le calcul des variations temporelles des raies de résonance de Ca II et Mg II. Dans le but de facilitær la compréhension de ces variations, nous allons essayer, dans ce chapitre, d'explicitær les relations qui lient les variations des profils à celles des variables physiques. Four commencer, il est bon de revenir sur la formation des raies spectrales, déjà étudiée au chapitre IV.

# VIII. 1. <u>Transformations intégrales associées au transfert de</u> rayonnement

L'équation différentielle de tranfert (4.48) peut être intégrée pour une atmosphère semi-infinie, sans rayonnement incident. En négligeant l'absorption continue, on obtient ainsi, selon le signe de  $\mu$ :

$$I(\tau,\mu<0,\nu) = -\frac{1}{\mu} \int_{0}^{\tau} S_{\nu}(\tau') \exp \left[\frac{t_{\nu}(\tau) - t_{\nu}(\tau')}{\mu}\right]_{\phi_{\nu}}(\tau') d\tau' \quad (8.1)$$

et :

۰.

$$I(\tau,\mu>0,\nu) = \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\infty} S_{\nu}(\tau') \exp \left[\frac{\tau_{\nu}(\tau) - \tau_{\nu}(\tau')}{\mu}\right] \phi_{\nu}(\tau') d\tau' \quad (3.2)$$

où t<sub>i</sub>( $\tau$ ) est la profondeur optique monochromatique :

$$t_{v}(\tau) = \int_{0}^{\tau} \phi_{v}(\tau') d\tau' \qquad (8.3)$$

L'intensité moyenne :

$$J_{v}(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I(\tau, \mu, v) d\mu$$
 (8.4)

s'obtient en intégrant les équations (8.1) et (8.2) par rapport à  $\mu$ , ce qui conduit à l'expression :

$$J_{v}(\tau) = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} S_{v}(\tau') E_{1}(|t_{v}(\tau') - t_{v}(\tau)|) \phi_{v}(\tau') d\tau'' \qquad (8.5)$$

où E, représente la fonction intégro-exponentielle d'ordre 1.

Limitons-nous maintenant au cas de la redistribution complète des fréquences, qui constitue une hypothèse valable dans le noyau de la raie, où les changements de fréquence au cours de la diffusion des photons proviennent essentiellement de l'effet Doppler. La fonction source est alors indépendante de la fréquence, et donnée par la formule (4.32). En intégrant l'expression (8.5) par rapport à la fréquence, l'équation de transfert se met sous la forme d'une équation intégrale pour l'intensité globale J de la transition :

$$\vec{J}(\tau) = \int_{0}^{\infty} K(\tau, \tau') S(\tau') d\tau'$$
 (8.6)

ſ

le noyau de la transformation intégrale étant :

$$K(\tau,\tau') = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} E_{1}(|t_{v}(\tau') - t_{v}(\tau)|) \phi_{v}(\tau) \phi_{v}(\tau') dv \qquad (8.7)$$

En reportant l'équation (3.6) dans (4.32), et en définissant une nouvelle transformation intégrale de noyau :

$$M(\tau,\tau') = \delta(\tau' - \tau) - [1 - \epsilon^{\pi}(\tau)] K(\tau,\tau')$$
(8.3)

(où 6 est la distribution de Cirac), on obtient l'équation

suivante pour la fonction source :

$$\int_{0}^{\infty} M(\tau,\tau') S(\tau') d\tau' \approx \varepsilon^{*}(\tau) \partial^{*}(\tau) \qquad (8.9)$$

Si la transformation intégrale de noyau M a une réciproque de noyau M, on pourra écrire :

$$S(\tau) = \int_{0}^{\infty} N(\tau, \tau') \varepsilon^{\frac{\pi}{2}}(\tau') B^{\frac{\pi}{2}}(\tau') d\tau' \qquad (8.10)$$

Nous laisserons de côté le problème de l'existence de la fonction (ou distribution) N : dans les calculs, l'équation (8.9) prendra la forme d'une équation matricielle, de sorte que le passage de (8.9) à (8.10) se réduira à une inversion de matrice. Nous avons d'ailleurs décrit, à la fin du chapitre IV, une méthode pour calculer la matrice N de l'équation (4.101), qui constitue la forme discrétisée de (8.10).

La fonction source une fois déterminée, on peut en déduire à l'aide de la formule (8.2), l'intensité énergente  $I_{v}^{E}(\mu)$  dans la direction  $\mu$ , à la fréquence v. Ce que l'on peut écrire :

$$I_{v}^{E}(\mu) = \int_{0}^{\infty} L(\tau, \mu, v) S(\tau) d\tau$$
 (8.11)

en posant :

$$L(\tau_{s}\mu_{s}\nu) = \frac{1}{\mu} e^{-\tau} v^{(\tau)/\mu} \phi_{v}(\tau) \qquad (8.12)$$

Par combinaison de (8.10) et de (8.12), on pourra encore définir une autre transformation intégrale, liant directament l'intensité émergente au terme de "création de photons"  $\varepsilon^{*} B^{*}$ :

$$I_{v}^{E}(\mu) = \int_{0}^{\infty} F(\tau, \mu, v) e^{\frac{\pi}{2}}(\tau) B^{\frac{\pi}{2}}(\tau) d\tau \qquad (3.13)$$

avec :

۰.

$$F(\tau,\mu,\nu) = \int_{0}^{\infty} N(\tau',\tau) L(\tau',\mu,\nu) d\tau' \qquad (8.14)$$

Le terme « représente la probabilité pour d'un photon absorbé ne soit pas réémis dans la même raie, que l'atome soit désexcité par collision, ou par ravonnement dans une autre transition (ou encore, excité à un niveau plus élevé). Les raies que nous étudierons au chapitre suivant ont, en raison de la faible densité électronique de la chromosphère, un coefficient e\* relativement faible (typiquement 10<sup>-4</sup> pour Mg II k). Un photon peut donc subir de nombreuses diffusions avant de sortir de l'atmosphère, si bien que le lieu où il a été créé pour la première fois peut être fort éloigné de celui de l'atome "émetteur" (le mot "émission" englobant, comme nous l'avons vu au chapitre IV. la diffusion et la création de photons). Les variations des paramètres atmosphériques (vitesse, température, etc...) peuvent agir, selon les cas, directement sur la fonction source (si le dernier atome diffuseur est seul concerné), ou sur le terme de création de photons  $\varepsilon^* B^*$ . Dans le premier cas, la transformation associée à L permettre de prévoir les variations des intensités émergentes, alors que, dans le second cas, on devra utiliser celle associée à F.

On peut illustrer cet effet en calculant les fonctions indiquant à quelle altitude les photons sortant de l'atmosphère ont été créés ou diffusés : pour cela, considérons comme une variable aléatoire l'altitude à laquelle un photon émergent (sous incidence normale et à la fréquence v) a été émis, et appelons  $C_N$  (z,v) la densité de probabilité correspondante. L'intensité émise par une mince couche de l'atmosphère, comprise entre les altitures z et z+ $\Delta z$ , est alors :

$$\Delta I_{em} = I_{v}^{E} C_{N} (z, v) \Lambda 2 \qquad (8.15)$$

Si, aux altitudes z et z+Az, correspondent respectivement des profondeurs optiques  $\tau$  et  $\tau$ +A $\tau$ , on auxa également, conformément à la formule (8.11) :

et la comparaison des deux expressions donnera finalement :

$$C_{N}(z,v) = \frac{1}{I_{v}^{E}} L(\tau,1,v) S(\tau) \kappa(z)$$
(8.17)

En explicitant L, on remarquera que la fonction :

$$C(z,v) \approx I_{v}^{E} C_{N}(z,v) \approx \varepsilon_{v}(z) e^{-t_{v}(\tau)}$$
 (8.18)

n'est autre que la fonction de contribution ;  $C_N$  sera donc la "fonction de contribution normalisée". D'une façon tout à fait parallèle, on pourra considérer comme variable aléatoire l'altitude à laquelle un photon a été créé pour la première fois, et définié une "fonction d'origine" normalisée  $\partial_N(z,v)$  comme étant la densité de probabilité associée. En suivant le même raisonnement, on obtient l'expression :

$$\theta_{N}(z,v) = \frac{1}{E} F(\tau,1,v) e^{*}(\tau) B^{*}(\tau) \kappa(z)$$
 (8.19)

ł

On pourra également définir une fonction d'origine non normalisée :

$$\theta(z,v) = I_v^E \theta_N(z,v)$$
(8.20)

qui sera l'homologue de la fonction de contribution.

••

#### VIII. 2. Discrétisation des opérateurs

An cours du paragraphe précédent, ont été évoqués un certain nombre de fonctions et de transformations intégrales, définissant des opérateurs agissant sur ces fonctions. L'application de ces grandeurs à des problèmes particuliers requiert leur évaluation numérique, laquelle passe par une discrétisation : on se donne des grilles de points appropriés pour les altitudes, les fréquences et les directions, qui permettent d'exprimer les fonctions par des vecteurs et les opérateurs par des matrices. A une tranzformation intégrale, on substituera ainsi le produit d'un vecteur par une matrice. A la fin du chapitre IV, on a indiqué une méthode pour calculer la matrice N qui lie le vecteur de composantes  $k^{i} = \varepsilon^{*}(\tau^{i}) B^{*}(\tau^{i})$  à la fonction source, de sorte que la transformation intégrale (8.10) est remplacée par :

$$S^{i} = \frac{1}{1 \cdot \frac{1}{2}} N^{ii'} K^{i'}$$
 (8.21)

En utilisant une formule de quadrature sur les altitudes :

$$\sum_{\substack{n=1\\ min}}^{z_{max}} f(z) dz \approx \frac{1}{z_{i=1}} h^{i} f(z^{i})$$
(8.22)

on transforme la formule (8.11) en :

$$I_{k} = \prod_{i=1}^{L} L_{k}^{i} S^{i}$$
 (8.23)

avec :

$$L_{k}^{i} = \frac{1}{\mu_{k}} h^{i} \exp \left[-\frac{t_{k}^{i}}{\mu_{k}}\right] \kappa^{i} \phi_{k}^{i}$$
(8.24)

(k est ici un indice composite direction-fréquence, variant de 1 à mn, comme au chapitre IV.) En combinant les relations (3.21) et (3.23), on obtient la formule correspondant à la transformation

intégrale (8.13) :

$$\mathbf{I}_{\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{j}}{\mathbf{i}=\mathbf{1}} \mathbf{F}_{\mathbf{k}}^{\mathbf{j}} \mathbf{K}^{\mathbf{j}}$$
(8.25)

en posant :

$$F_{k}^{i} = \frac{1}{i'=1} L_{k}^{i'} N^{i'i}$$
(8.26)

Nous verrons au paragraphe (VIII.<sup>4</sup>) une application de ces formules à la prévision des variations d'intensité. On remarquera que l'expression (8.23) représente l'intégrale de la fonction de contribution par repport à l'altitude. D'où l'on déduit, par comparaison avec la formule de quadrature (8.22), la relation simple entre C et L :

$$C(z^{i}, v_{k}) = \frac{L_{k}^{i} s^{i}}{h^{i}}$$
 (8.27)

Quant à la fonction d'origine, elle est liée de la même façon à la matrice F :

$$0 (z^{i}, v_{k}) = \frac{z_{k}^{i} k^{i}}{h^{i}}$$
 (8.28)

La comparaison des fonctions  $\theta_N$  et  $C_N$  au centre de la raie k de Mg II (figure 8.1) illustre l'effet des diffusions multiples : la fonction de contribution se limite à une mince couche de la chromosphère, où les photons émergents ont subi leur dernière diffusion. La fonction d'origine, en dehors d'un pic aigu dans la haute chromosphère, est à peu près constante entre 1000 et 1800 km d'altitude, ce qui montre que les photons créés dans toutes les couches de la chromosphère contribuent à l'intensité émergente.

۰.

•

· 1977年前1月11日



Figure 8.1 : Fonctions de contribution (trait plein) et d'origine (trait interrompu) normalisées  $(km^{-1})$  en fonction de l'altitude (Mm), au centre de la raie k de Mg II, pour l'atmosphère 18.

#### VIII. 3. Effets des vitesses

Les mouvements de la chromosphère discutés au cours des chapitre VI et VII, qu'il s'agisse d'ondes de choc ou d'oscillations, s'accompagnent de champs de vitesses et de variations de température et de densité. Les effets de ces divers paramètres se combinent pour donner des variations temporelles d'intensité, que nous calculerons au chapitre IX. Auparavant, essayons de dissocier ces divers effets et condidérons uniquement les variations de vitesse : par effet Doppler, les mouvements des atomes provoquent des changements de la fréquence centrale de la raie dans le référentiel de l'observateur. Si toutes les cruches de l'atmosphère se déplacent de la même facon, il en résultere un déplacement globai de la raie en fréquence, sans modification de sa forme. En général, les diverses couches de l'atmosphère se déplacent à des vitesse différentes : même dans le cas d'un écoulement uniforme (vers le haut ou vers le bas), la diminution de densité avec l'altitude implique, pour conserver le flux de masse constant, une augmentation de la vitesse. Il en résulte alors des déformations des profils de raie. Cela vient de ce que chaque fréquence v du profil peut-être associée, par l'intermédiaire des fonctions de contribution mentionnées précédemment, à une couche de l'atmosphère où la majeure partie des photons sortant avec cette fréquence a subi sa dernière diffusion. Des différences de vitesse entre deux couches de l'auxosphère entraineront ainsi un déplacement du noyau de la raie par rapport aux ailes, provoquant des asymétries.

Pour illustrer ces effets, considérons les résultats de calculs que nous avons effectués il y a quelques années (cf. Gouttebroze, 1977) sur les raies du magnésium ionisé. La structure de l'atmosphère en densité et température du modèle original (Linsky et Avrett, 1970) avait été conservée, mais on avait introduit un gradient de vitesse constant avec l'altitude. Les profils ainsi obtenus pour le raie k sont reproduits sur la figure (8.2) pour cinq valeurs de ce gradient de vitesse (de

۰.

I



Figure 5.2 : Intensités (erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) dans la raie k de Mg II, calculées pour le modèle d'atmosphère de Linsky et Avrett (1970) auquel on a ajouté un gredient de vitesse constant (dV/dz = 0, 1, 2, 3, 4 et 5 m/s/km). En abscisses : écart en longueur d'onde (Å) par rapport eu centre de la raie.

1 à 5 m/s/km). Les faibles variations constatées dans le rovau de la raie indiquent que la fonction source glob-le a peu varié. Par contre, le déplacement relatif des couches superficielles associées au renversement central, et des couches plus profondes où s'effectue l'émission chromosphérique provoque une dissymétrie : si les vitesses augmentent avec l'altitude, comme c'est le cas pour les profils de la figure (8.2), l'absorption se trouve déplacée vers le bleu par rapport à l'émission, d'où il résulte que le "pic rouge" de la raie est plus élevé que le bleu. Dans la suite, nous qualifierons d'asymétrie bleue le cas ou le pic bleu (k2V, selon une notation courante) est plus intense que le pic rouge (k2R). Ainsi que l'indicue le calcul des forctions de contribution pour la raie k de Mg II, le renversement central est formé dans la partie supérieure de la chronosphère, alors que l'émission provient des régions inférieures. L'observation d'une asymétrie bleue dans cette raie indíquera donc, qualitativement, une compression de la chromosphère, alors qu'une asymétrie rouge indiquera une expansion. Il est possible d'aller plus loin et d'essayer de déduire quantitativement les variations de vitesse avec l'altitude à partir de l'observation des profils : on peut utiliser pour cela les fonctions de poids introduites par Mein, (1971), qui se calculent à partir d'un modèle d'atmosphère conné. Cette technique, utilisée principalement pour l'analyse de raies photosphériques, sort quelque peu du cadre de notre étude, qui se veut essentiellement "synthétique". Nous reviendrons cependant, au chapitre IX, sur les applications possibles de nos calculs à des fins d'analyse, au sujet des déplacements des renversements dans les raies de Mg II et Ca II. En effet, ces renversements se forment dans des coucies relativement minces de la chromosphère (en particulier, celu de Mg II k, comme l'atteste la fonction de contribution de la figure (8.1)). La minceur relative de ces couches limite la distarsion des vitesses à l'intérieur. La mesure du décalage Doppler du renversement permettra alors une détermination quantitative de la vivesse moyenne de la couche, peu différente de la vitesse à une altitude (lagrangienne) bien déterminée, correspondant au pic de la fonction de contribution.

٩,

۰.

۰.

1

## VIII. 4. Effets des variations de température et de densité

Il y a deux raisons de traiter en même temps les variations de température et de densité : la première est que, dans une atmosphère aux mouvements adiabatiques, ces deux paramètres varient simultanément, et dans le même sens. La seconde est que, contrairement à celles des vitesses, leurs variations affectent très peu les processus de diffusion, mais agissent par contre sur le terme de création de photons (cela ne s'applique pas, toutefois, aux très fortes variations de température, susceptibles de bouleverser l'équilibre d'ionisation du milieu, que nous ne traiterons pas ici).

Comme on l'a vu au chapitre IV, le terme de création d's photons  $\varepsilon^* B^*$  est composé de deux parties : la première,  $\varepsilon b_{v}(T)$  correspond à l'excitation par collision de l'atome dans la transition considérée, ce qui constitue le seul processus possible dans le cas d'un atome à deux niveaux. Le coefficient  $\varepsilon$  est proportionnel : la densité électronique Ne, c'est-à-dire à la densité totale  $\rho$ , le taux d'ionisation de l'hydrogène étant supposé constant ( $\varepsilon$  dépend également, à un moindre degré, de la température, de façon variable selon la transition considérée). La fonction de Planck  $B_{v}(T)$  dépend, elle, de la température. De façon grossière, on pourra donc considérer que le produit de ces deux termes varie de la façon suivante :

۰.

٠.

 $\epsilon B \propto N_{\rm e} \exp \left(-\frac{hv}{kT}\right)$  (8.29)

Le second terme contribuent à la création de photons, nB, est beaucoup plus complexe. Il correspond au couplage avec les autres transitions de l'atome. Dans le cas qui nous intéresse le plus, celui des raies de Mg II, il est régligeable devant eB. Pour les raies de Ca II, que nous étudierons également, il provient essentiellement des échanges avec les transitions du triplet infra-rouge. Ses variations sont donc liées à des problèmes de transfert de rayonnement dans ces raies et, par là même, difficiles à prévoir sans faire le calcul complet. Néanmoins, selon une terminologie consacrée, les raies H et K restent des transitions "contrôlées par collisions", et leur réponse à des variations de température-densité est semblable, au moins qualitativement, à celle d'un atome à deux niveaux. A l'opposé, on pourra citer les raies de l'hydrogène, pour lesquelles le terme n<sup>2</sup>, provenant des échanges avec le continu, est nettement supérieur à c8. On devra donc s'attendre à ce que ces raies soient beaucoup moins sensibles aux variations de températuredensité.

Considérons maintenant plus particulièrement la raie k de Mg II pour laquelle le terme  $\varepsilon^{*} B^{*}$  se réduit pratiquement à un terme collisionnel variant comme l'indique l'expression (8.29). Si une couche de l'atmosphère subit une compression adiabatique élémentaire dp, il en résultera des variations de densité électronique et de température telles que :

$$\frac{dNe}{Ne} = \frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\rho}{p}$$
(8.30)

et:  $\frac{dT}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p}$  (8.31)

où  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques. On aura, par suite, des variations de  $\epsilon$  et B :

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \approx \frac{1}{\gamma} \frac{dp}{p}$$
(8.32)

et

••

$$\frac{43}{8} \approx \frac{h\gamma}{kT} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dp}{p}$$
(8.33)

C'est-à-dire, pour une longueur d'orde de 2900 Å, une température de 6000 K et  $\gamma = 5/3$ :

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \approx 0.6 \frac{dp}{p}$$
(8.34)

et: 
$$\frac{dB}{B} \approx 3.4 \frac{dp}{p}$$
 (8.35)

Dans la mesure où les mouvements peuvent être considérés comme adiabatiques, comme cela a été supposé pour le présent modèle, le terme de création relatif aux raies de Mg II dépendra donc avant tout de la température. Dans le cas opposé de mouvements isothermes (correspondant à des temps de relaxation très courts, comme on peut en trouver dans la photosphère), les effets de la densité seraient prévondérants, et on aurait :

 $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{dp}{p}$ (8.36) et:  $\frac{dB}{B} = 0$ (8.37)

Four de faibles variations de température et de densité, on pourra utiliser la matrice F, calculée pour l'atmosphère initiale, pour prévoir les variations d'intensité : on supposera que le terme de création suit la loi (8.29) et on déterminera les intensités en appliquant la formule (8.25). On verra au chapitre IX l'application numérique de ce procédé.

Il résulte des propriétés de l'opérateur F, luées aux diffusions multiples, que les variations de l'intensité émergente ne reflèteront pas de variations locales de température-densité, contrairement à ce qui se passe pour les vitesses. Il ne sera donc pas possible, en général, de déterminer ces variations locales directement à partir des observations (comme on peut le faire pour nombre de raies photosphériques dorées d'un terme d'excitation collisionnelle élevé). Cependant, comme nous le verrons au cours du chapitre suivant, il arrive fréquemment que les variations de température-densité soient en phase dans toute la chromosphère. Dans ce cas, l'intensité variere in phase avec elles, et pourra fournir ainsi une information utilisable.

## VIII. 5. Effets des variations simultanées de plusieurs paramètres

Les deux paragraphes qui précédent pourraient faire croire que les variations des profils de raie se remèment à la somme de deux effets, l'un dû aux vitesse, l'autre aux températuresdensités, que l'on peut facilement séparer. Il n'en est rien en réalité, chacun de ces deux facteurs pouvant modifier les effets de l'autre. Sans étudier ce problème de facon générale, on peut l'illustrer par un exemple simple, qui sera traité numériquement au chapitre IX. Il s'agit de la propagation d'une impulsion à travers l'atmosphère. Le passage de cette impulsion s'accompagne d'une augmentation de température et de vitesses dirigées vers le haut. Considérée séparément, cette variation locale de température provoquerait une légère augmentation d'intensité, répartie sur tout le profil, par suite des diffusions. En réalité, la vitesse verticale associée à ce mouvement déplace le profil du coefficient d'émission à une fréquence où le reste de la ciromosphère (encore immobile) est optiquement mince. Les photons créés par l'augmentation de température peuvent alors s'échapper librement, ce qui se manifeste par l'apparition d'un pic bleu très intense. La simple superposition des effets de température et de vitesse, calculés séparément, ne produirait pas une telle asymétrie. De tels effets ne facilitent évidemment pas l'analyse des observations et il est plus commode de les étudier au moyen de modèles. C'est là une des justifications de notre approche "synthétique".

•.

## CHAPITRE IX

٩.

RAIES DE ME II ET DE CA II EMISES PAR UNE ATMOSPHERE EN MOUVEMENT

"Hoc etiam magis haec animum te advertere par est corpora quae in solis radüs turbare videntur, quod tales turbae motus quoque materiai significant clandestinos caecosque subesse"

(Lucrèce, -55)

La construction de ce que nous entendons par "modèle dynamique" comprend deux phases. La première, objet du chapitre VII. consistait à déterminer l'évolution des paramètres armosphéricues en fonction du temps par résolution numérique des équations de l'hydrodynamique. Un modèle en équilibre hydrostatique fournissant les conditions initiales, des mouvements étaient induits par la modulation des conditions aux limites. La seconde phase consiste maintenant à calculer à chaque instant (ou presque), les profils des raies qui nous paraissent les plus appropriées pour étudier la chromosphère, compte tenu des observations existantes : les raies de résonance du calcium ionisé ont été choisies pour l'abondance de la littérature qui leur est consacrée. Quant au choix des raies du magnésium ionisé, l'existence d'observations par le satellite OSO-8 a été décisive. De plus, leur altitude de formation nettement plus élevée permet l'étude de la majeure partie de la chromosphère. Le calcul, instant par instant, des profils de raies répond à trois préoccupations principales : la première est de déterminer, en faisant un minimum d'approximations, dans quelle meaure l'évolution des variables atmosphériques résultant de nos calculs constitue une représentation adéquate de l'atmosphère solaire. La seconde est d'évaluer, par comparaison des variations des profils calculés avec celles des paramètres atmosphériques, les possibilités d'utiliser les raies observées pour le diagnostic des nouvements chromosphériques. La troisième, enfin, est d'essayer d'expliquer certaines propriétés des profils moyens observés (largeur des pics, asymétrie) difficilement interprétables par une atmosphère immobile. Comme dans le cas d'une atmosphère statique, la détermination des intensités émergentes

passe par la résolution simultanée des équations de l'équilibre tatistique et du transfert de rayonnement. Ce qui a été dit aux chapitres III et IV sur l'équilibre statistique restant inchangé, nous nous limiterons ici au problème de la résolution de l'équation de tranfert pour une atmosphère en mouvement.

#### IX. 1. L'équation de transfert en coordonnées lagrangiennes

Bien qu'il soit parfaitement possible de formuler et de résoudre l'équation de tranfert dans un repère fixe, il nous a paru avantageux d'utilizer un repère déformable, suivant les mouvements de l'atmosphère. Cela présente plusieurs avantages : faible variation de l'échelle des profondeurs optiques, utilisation d'un découpage en fréquence parfaitement centré à toutes les altitudes. Surtout, cela permet de formuler les fonctions de redistribution dans le référentiel du gaz, en utilisant par conséquent les mêmes méthodes que pour une atmosphère statique. En contrepartie, cela a pour effet de compliquer quelque peu l'équation de transfert en introduisant une dérivée de l'intensité par rapport à la fréquence. Celle-ci provient du fait que les différentes couches du gaz, animées de vitesses différentes, ne "voient" pas un même photon à la même fréquence en raison de l'effet Doppler. Une telle équation a été formulée par Castor (1972) et Noerdlinger et Rybicki (1974) en ont donné une méthode de résolution dans le cas de la redistribution complète. Mihalas et al. (1976) ont proposé une méthode permettant l'utilisation d'une fonction de redistribution quelconque. Nous avons modifié celle-ci en adoptant un traitement différent des dérivées par rapport à la fréquence, qui permet l'utilisation d'une bande de fréquence n'atteignant pas le continu (Gouttebroze, 1977). C'est cette dernière version que nous allons décrire plus loin.

Auparavant, examinons les modifications apportées à l'équation de transfert par l'utilisation d'un repère "lagrangien"

å

٠.

٠.

------

déformable. La variation d'intensité d'un faisceau lumineux de direction  $\vec{n}$ , entre les points P et P' distants de dl est toujours :

Mais, dans le repère lié à P', qui se déplace avec une vitesse verticale  $d\tilde{V}$  par rapport à celui lié à P, ce faisceau a p un fréquence :

$$v' = v \left(1 - \frac{\vec{n} \cdot d\vec{v}}{c}\right) = v \left(1 - \frac{v}{c} \frac{dv}{dz} dz\right)$$
 (9.2)

De sorte que la variation d'intensité pour une fréquence v donnée s'écrit :

$$I_{v}(P') \quad I_{v}(P) = I_{v}(P') - I_{v'}(P') + I_{v'}(P') - I_{v}(P)$$
$$= \mu \frac{v}{c} \frac{dV}{dz} dz \frac{\partial Iv}{\partial v} + (\varepsilon_{v} - \kappa_{v} I_{v}) dI \qquad (9.3)$$

En remplaçant l'altitude z par la profondeur optique monochromatique, telle que :

$$d\tau_{ij} = \kappa_{ij} dz$$
 (9.4)

on obtient l'équation de tranfert en coordonnées lagrangiennes :

$$\mu \frac{\partial I_{\cup}}{\partial \tau_{\cup}} + \mu^2 \gamma_{\cup} (z) \frac{\partial I_{\cup}}{\partial \upsilon} = I_{\cup} - S_{\cup}$$
(9.5)

où l'on a posé :

۰.

•

$$\gamma_{v}(z) = \frac{1}{\kappa_{v}} \frac{v}{c} \frac{dV}{dz} = -\frac{v}{c} \frac{dV}{d\tau_{v}}$$
(9.5)

Pour résoudre cette équation, on effectue la même changement de variable que dans la méthode de Feautrier (équations (4.54) et (4.55)), définissant des variables de type intensité Y et de type flux Z. On obtient alors les équations :

$$\mu \frac{\partial Z_{\nu}}{\partial \tau_{\nu}} + \mu^{2} \gamma_{\nu} \frac{\partial Y_{\nu}}{\partial \nu} = Y_{\nu} - S_{\nu}$$
(9.7)

et :

$$\mu \frac{\partial Y}{\partial \tau_{v}} + \mu^{2} \gamma_{v} \frac{\partial Z_{v}}{\partial v} = Z_{v}$$
(9.3)

La fonction source contenue dans l'équation (9.7) est donnée par la même formule (4.51) que dans le cas de l'atmosphère statique. Four discrétiser les équations précédentes, on se donne, comme au chapitre IV, des grilles de points en fréquence, direction et profondeur. On prend une formule de dérivation en fréquence de la forme :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial v}\right)_{\beta} = \beta_{i=1}^{\frac{11}{2}} a_{\beta\beta}' f(v_{\beta}')$$
(9.9)

On peut obtenir une formule de cette sorte en supposent une représentation analytique appropriée de la fonction f(v). Si, par exemple, f(v) est supposée être une spline, on pourra l'écrire (cf. Ahlberg et al, 1967) :

$$f(v) = \frac{\mu}{\beta'=1} f(v_{\beta'}) \psi_{\beta'}(v) \qquad (9.10)$$

où les  $\psi_\beta$  constituent un jeu de splines cardinales définies sur la grille de fréquences  $(\nu_g)$  :

$$\psi_{\beta}'(\nu_{\beta}) = \delta_{\beta\beta}' \qquad (9.11)$$

Par dérivation de la formule (9.10) on pourra ainsi obtenir la formule (9.3) en posant :

$$a_{\beta\beta}' = \frac{d\psi_{\beta}}{dv} (v_{\beta})$$
(9.12)

.

۰.

۰.

-1

A l'aide de (9.9) et des formules de dérivation en profondeur du chapitre IV, on discrétise l'équation (9.8) au voisinage de la profondeur (i+1/2), de la fréquence ( $\beta$ ) et de la direction ( $\alpha$ ) :

$$\mu_{\alpha} \frac{\mathbf{x}_{\alpha\beta}^{i+1} - \mathbf{x}_{\alpha\beta}^{i}}{\frac{\lambda_{\beta}^{i+1/2}}{\lambda_{\beta}} + \mu_{\alpha}^{2} \mathbf{x}_{\beta}^{i+1/2} \beta_{\beta}^{i} = \mathbf{1} a_{\beta\beta}, \ \mathbf{z}_{\alpha\beta}^{i+1/2} = \mathbf{z}_{\alpha\beta}^{i+1/2}$$
(9.13)

En utilisant des indices composites j et k correspondant respectivement à (c. $\beta$ ) et ( $\alpha', \beta'$ ), on met cette équation sous la forme matricielle :

$$y^{i+1} - y^{i} = U^{i+1/2} Z^{i+1/2}$$
 (9.14)

où la matrice U a pour éléments :

•

$$U_{jk}^{i+1/2} = \frac{\Delta_{\beta}^{i+1/2}}{\mu_{\alpha}} \delta_{jk} - \mu_{\alpha} \Delta_{\beta}^{i+1/2} \gamma_{\beta}^{i+1/2} a_{\beta\beta}, \delta_{\alpha\alpha}, \qquad (9.15)$$

Si T est la matrice inverse de U, on aura l'équation réciproque de (9.14) .

$$Z^{i+1/2} = T^{i+1/2} (Y^{i+1} - Y^{i})$$
 (9.16)

qui peut être utilisée cour éliminer les Z de l'autre équation de transfert (9.7). On discrétise cette dernière au voisinage de le profondeur (i) :

$$\frac{\mu_{\alpha}}{\Delta_{\beta}^{i}} (Z_{\alpha\beta}^{i+1/2} - Z_{\alpha\beta}^{i-1/2}) + \mu_{\alpha}^{2} \gamma_{\beta}^{i} \beta_{\beta}^{i-1} a_{\beta\beta}, Y_{\alpha\beta}^{i} = Y_{\alpha\beta}^{i} - S_{\beta}^{i}$$
(9.17)  
 $c_{\lambda} S_{\beta}^{i}$  est donnée par la formule (4.61).

Après avoir remplecé la fonction source par son expression et éliminé les variables Z à l'aide de la formule (9.16), (9.17) se met sous la forme d'un système tridiagonal pour les Y, analogue à celui du chapitre IV :

 $-A^{i}Y^{i-1} + B^{i}Y^{i} - C^{i}Y^{i+1} = E^{i}$ (9.18)

La composition des matrices est un peu différente. On notera en particulier que les matrices A et C ne sont plus diagonales :

$$A_{jk}^{i} = \frac{\mu_{\alpha}}{\Delta_{\beta}^{i}} T_{jk}^{i-1/2}$$
(9.19)

$$\frac{\mathbf{j}}{\mathbf{j}\mathbf{k}} = \frac{\mu_{\alpha}}{\Delta_{\alpha}^{1}} \frac{\mathbf{T} + 1/2}{\mathbf{j}\mathbf{k}}$$
(9.20)

$$E_{jk}^{i} = A_{jk}^{i} + C_{jk}^{i} - \mu_{\alpha}^{2} \gamma_{\beta}^{i} a_{\beta\beta}, \ \delta_{\alpha\alpha'} + \delta_{jk} - \frac{1 - e^{i}}{\phi_{\beta'r}^{i}} h_{\alpha}, \ R_{\beta\beta'}^{i}$$
$$- \frac{r^{i}c^{i}}{\phi_{\beta'r}^{i}}h_{\alpha'}, \ \delta_{\beta\beta'}, \qquad (9.21)$$

Le vecteur E, par contre, est toujours donné par la formule (4.66). Nous passerons sur les conditions aux limites, analogues à celles exposées au chapitre IV. Il n'y a pas de changement en ce qui concerne le calcul des fonctions sources à partir des intensités locales. Par contre, la détermination des intensités émergentes est un peu différente, car il faut tanir compte du décalage en fréquence de chaque couche dans le repère de l'observateur, ce qui nécessite une interpolation des fonctions sources.

٠,

٠,

#### IX. 2. Variations des profils au passage d'une impulsion

Nous avons décrit, au paragraphe (VII.2), le passage d'une impulsion à travers l'atmosphère et l'évolution des variables physiques au cours de cette expérience (appelée A). Les profils des raies de résonance (k pour Mg II, K pour Ca II) ont été calculés, par la méthode décrite précédemment, à 20 instants différents. Ces instants, séparés de 10 secondes, vont de t = 200 s à t = 390 s, ce qui couvre la période perdant laquelle l'impulsion traverse la photosphère et la chromosphère. Ces profils, décalés pour la clarté des schémas, sont représentés sur la figure (9.1) pour Mg II et (9.2) pour Ca II. Dans les deux cas, les choses se déroulent à peu près de la même façon : les profils sont symétriques au départ. Au bout d'un certain temps (t ≈ 250 s pour Ca II, 280 s pour Mg II), une asymétrie bleue apparaît. Il s'agit en fait d'une forte augmentation du pic bleu, due à l'accroissement de la création thermique de photons couplée avec un décalage Doppler favorisant leur échappement, selon un processus analysé au paragraphe (VIII.5), Une partie des photons ainsi créés étant également diffusée dans le novau de la reie, ce phénomène s'accompagne d'une augmentation de l'intensité au centre. L'asymétrie bleue atteint son maximum aux environs de t = 300 s pour Ca II et 330 s pour Mg II. Un peu plus tard ( t  $\approx$  330 s pour Ca II, 360 s pour Mg II), on observe une inversion de l'asymétrie : l'impulsion a alors atteint la région de formation du renversement central. Celui-ci se trouve ainsi déplacé vers le bleu par rapport au reste de la raie, ce qui crée une asymétrie rouge.

Pour analyser de façon plus quantitative ces variations de profil, on a essayé de mesurer les déplacements en longueur d'onde des deux pics et du renversement central, ainsi que les intensités correspondantes, comme s'il s'agissait de profils observés. Pour cela, on a ajusté, par une méthode de moindres

٠.

۰.

۰.



Figure 9.1 : Séquence de profils (échelle d'intensité arbitraire) de la raie k de Mg II, calculés toutes les 10 secondes au cours de l'expérience A (le profil n°21 correspond à t = 200 s). En abscisses : écart en longueur d'onde (Å) par rapport au centre de la raie.



Figure 9.2 : Séquence de profils (échelle d'intensité arbitraire) de la raie X de Ca II, calculés toutes les 10 secondes au cours de l'expérience A (le profil N°21 correspond à t = 200 s). En absoisses : écart en longueur d'orde (À) par rapport au centre.

٩,
carrés, une parabole à chacun de ces pics ou renversements. On a ainsi obtenu, pour Mg II k, les variations d'intensité représentées sur la figure (9.3), ainsi que les écarts en longueur d'onde, traduits en "vitesses Doppler", par rapport u centre de la raie, sur la figure (9.4), La figure (9.3) montre clairement, par exemple, que l'asymétrie bleue est due uniquement à une augmentation d'intensité du pic bleu, et non à une diminution du pic rouge. On remarquera également sur cette figure que l'intensité commence à augmenter très tôt (vers t = 260 s) et simultanément dans les deux pics et au centre de la raie, par suite des diffusions multiples. Ces variations sont en relation étroite avec la forme aplatie de la fonction d'origine représentée sur la figure (8.1). Quant à la figure (9.4), elle montre que la variation de vitesse Doppler du renversement central est à la fois plus tardive, plus importante et plus brutale que celles des pics, ces trois caractéristiques étant liées à la différence d'altitude de formation.

Avant d'aller plus loin, il convient de faire quelques remarques quant à l'utilité de ces variations d'intensité et de vitesse à des fins de diagnostic. Seules les quantités mesurables qui sont liées localement à un paramètre physique sont directement utilisables. Pour les autres, il n'est guère d'autre voie que la comparaison à un modèle qui permette d'en retirer quelque information. Parmi les six quantités que nous avons mesurées (trois vitesse Doppler, ou VD, trois intensités), seule la VD du renversement central répond au critère précédent, étant liée au déplacement d'une couche limitée de l'atmosphère. Caci est particulièrement vrai en ce qui concerne le magnésium : l'étroitesse des fonctions de contribution, au voisinage de la même altitude lagrangienne (figure 9.5) entraîme une très bonne corrélation entre la VD du renversement central et la vitesse à cette altitude. Pour le calcium, ces fonctions de contribution sont sensiblement plus larges (figure 9.6), mais la corrélation reste satisfaisante. Par contre, les VD des pics ne possèdent pas

:

e

۰.



Figure 9.3 : Variations d'intensité (arg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>) au centre k3 (triangles) et dans les pics k2V (carrés) et k2R (croix) de la raia k de Mg II, au cours de l'expérience A, en fonction du temps (s).



Figure 9.4 : Variations de longueur d'onde traduites en vitesses Doppler (km/s) du centre (triangles) et des pics (k2V : carrés, k13 : croix) de la raie k de Mg II, en fonction du temps (s) (expérience A).



Figure 9.5 : Séquence de fonctions de contribution (échelle arbitraire) au centre de la raie k de Mg II, calculées routes les 10 secondes au cours de l'expérience A. Les points indiquent des altitudes lagrangiernes constantes. En abscisses : altitudes (km).

155





Figure 9.6 : Séquence de fonctions de contribution (échelle arbitraire) au centre de la raie X de Ca II, calculées toutes les 10 secondes au cours de l'expérience A. Les points indiquent des altitudes lagrangiennes constantes. En abscisses : altitudes (km).

cette propriété : on peut s'en rendre compte en examinant, per exemple, la fonction de contribution du pic bleu de Mg II k et son évolution au cours du temps (figure 9.7) : non seulement cette fonction est étalée sur près de 1500 km d'altitude dans l'atmosphère au repos, mais encore la zone de principale contribution se déplace de la basse à la haute chromosphère au cours du passage de l'impulsion. Quant aux variations d'intensité, que ce soient celles des pics ou du renversement central, nous avons déjà vu qu'on ne pouvait en aucume façon les attribuer à une région précise de l'atmosphère.

Le magnésium étant un élément nettement plus abondant que le calcium dans l'atmosphère solaire, il en résulte que la raie k de Mg II est formée plus haut que son homologue, la raie K de Ca II. Dans le cas d'une orde se propageant du bas vers le haut, on pourra donc observer un décalage temporel entre les variations de profil de Ca II K et celles de Mg II k. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure (9.8), la VD du renversement central de Ca II K précède de 20 à 30 secondes celle de Mg II k. On remarquera également l'amplitude nettement plus élevée de cette dernière, provenant de la diminution de densité. L'observation simultanée des VD au centre de ces deux raies doit donc permettre de distinguer les ordes qui se propagent des autres ondes (stationnaires ou évanescentes) et de déterminer le sens de la propagation.

Une autre différence importante entre les ordes progressives et les ondes stationnaires (ou évanescentes) est constituée par la différence de phase entre les variations de vitesse et de température. Ainsi que nous l'avons vu au chapitre VII, vitesse, pression et température sont approximativement en phase dans une orde progressive. Il faudrait cependant se garder d'en déduire que les variations de VD et d'intensité sont également en phase : par suite des diffusions multiples déjà mentionnées à plusieurs reprises, l'intensité commence à

۰.

٩



Figure 9.7 : Séquence de fonctions de contribution (norralisées à leur valeur meximale) pour le pic bleu de la reie k de Mg II, calculées toutes les 10 secondes au cours de l'expérience A. En abscisses : altitudes (km).

•,



.Figure 9.8 : Décalages en longueur d'onde, traduits en vitesses Doppler (km/s) des renversements centraux des raies Mg II k (carrés) et Ca II K (triangles), en fonction du temps (s), au cours de l'axpérience A.

augmenter plusieurs dizaines de secondes avant l'apparition d'un déplacement du renversement central. Cet effet apparaît sur la figure (9.9) où l'on a représenté conjointement les "variations réduites" de l'intensité et de la VD du renversement central, ainsi que celle de la température à l'altitude de formation correspondante. (Nous enterions ici par "variation réduite" d'une variable y(t) la quantité : (y(t)-y<sub>min</sub>)/(y<sub>max</sub>-y<sub>min</sub>),) Une interprétation correcte du déphasage VD-intensité requiert donc l'utilisation d'un modèle. Si le mécanisme de formation de la raie est voisin de celui correspondant à un atome à deux niveaux, on peut déterminer approximativement la variation de l'intensité au centre sans effectuer le calcul individuel de chaque profil : pour cela, on calcule la marrice F (formule (8,26)) correspondant à l'atmosphère initiale. On représente les variations du terme de création de photons  $K^{i} = \varepsilon^{i} B^{i}$  par l'expression (8.29) et on calcule les variations relatives d'intensité par la formule (8.25). Le résultat, pour le renversement k3 de la raie de Mg II, est représenté sur la figure (9.10) où il est contaré à la variation résultant du calcul détaillé des profils.

### IX. 3. Variations des profils en présence d'oscillations

Passons maintenant aux oscillations, c'est-à-dire aux expériences Bet C décrites au chapitre VII. En raison de la longueur de ces séquences, les calculs ont été limités à l'intervalle de temps allant de 1500 à 2590 secondes, qui comprend cinq oscillations assez caractéristiques. Les variations de vitesse et de température correspondant aux deux expériences, qui diffèrent uniquement par l'amplitude de l'excitation, sont résumées par la figure (9.11), sur l'intervalle de temps considéré. La comparaison de ces deux diagremmes met en évidence la déformation des ontes due aux effets non-linéaires : alors que les formes d'orde sont sensiblement les mêmes dans les basses couches de l'atmosphère, elles commencent à "défer]er" au-dessus de 1600 km

٠.



Figure 9.9 : Variations réduites de l'intensité (carrés) et de la vitesse Doppler (triangles) du renversement central de la raie Mg II k, ainsi que de la température à la profondeur optique unité (croix), en fonction du temps (s), au cours de l'expérience A.

181



Figure 9.10 : Variations relatives d'intensité au centre de la raie Mg II k, prévues à partir des variations de température et de densité par utilisation de la matrice F (triangles), comparées à celles résultant du calcul individuel des profils (carrés), en fonction du temps (s) au cours de l'expérience A.



Figure 9.11 : Variations de vitesse (km/s, trait plein) et de température (K, trait interrompu) pour diverses altitudes lagrangiennes (km, indiquées à gauche) en fonction du temps (s). L'intervalle de temps représenté correspond à celui perdant lequel on on calcule les profils des raies. En haut : expérience B En bas : expérience C

•

44.4

dans l'expérience B, à la différence de C. De façon approximative, on paut dire que les variations d'altitude, de vitesse et de tampérature conservent un caractère sinusoïdal dans C. Dans B, les variations d'altitude prennent la forme d'arches ; les vitesses, leurs dérivées, sont des dents-de-scie ; enfin, les pressions et températures ressemblent aux dérivées secondes, constituées de successions de pics. Dans les deux cas les variations sont en phase dans la majeure partie de la chromosphère (au-dessus de 1000 km). Autrement dit, l'atmosphère oscille globalement, avec alternance de phases de compression, accompagnées d'élévations de température, et de phases d'expansion plus froides. On peut encore caractériser les effets non-linéaires en disant que les phases pendant lesquelles l'atmosphère est comprimée tendent à devenir beaucoup plus brèves et plus intenses que celles pendant lesquelles elle est étendue.

La figure (9.12) donne une image globale des variations des profils Mg II calculés en présence de fortes oscillations (expérience B), ce qui met en évidence la périodicité d'environ 200 secondes. Pour plus de clarté, nous avons isolé la dernière "période", de 2400 à 2590 secondes et représenté les profils correspondants sur les figures (9.13) pour Mg II k et (9.14) pour Ca II K. La première moitié de cette période, pendant laquelle l'atmosphère descend, se carectérise par une asymétrie bleue, provenant de ce que la couche de formation du renversement central se déplace plus vite vers le bas que la couche responsable de l'émission. Cette différence de vitesse résulte de la diminution de la densité de l'atmosphère avec l'altitude. Le phénomène inverse se produit au cours de la remontée qui caractérise la seconde partie de la péricde. L'intensité est maximale au milieu de cette période, en même temps que la température et la densité, du fait de l'état de compression dans lequel se trouve l'atmosphère.

Comme au paragraphe précédent, nous avons utilisé la méthode des paraboles pour déterminer las vitesses Doppler et les intensités correspondant aux pics et renversements.

۰.

۰.



Figure 9.12 : Séquence de profils (échelle d'intensité arbitraire) de la raie k de Mg II, calculés toutes les 10 secondes au cours de l'expérience 3 (le profil Nº161 correspond à t = 1600 s). En abscisses : écart en longueur d'orde (Å) par repport au centre.

•



Figure 9.13 : Séquence de profils (échelle d'intensité arbitraire) de la raie Mg II k, calculés toutes les 10 secondes (20 derniers profils calculés : expérience B). En abscisses : écart en longueur d'orde (Å) par rapport au centre.



**.**:

Figure 9.14 : Séquence de 20 profils (échelle d'intensité arbitraire) de la raie Ca II K, calculés toutes les 10 secondes entre t = 2400 et t = 2590 s (expérience B). En abscisses : écart en longueur d'orde (Å) par rapport au centre.

Ì



Figure 9.15 : Variations relatives d'intensité au centre de la raie Mg II k, prévues à partir des variations de température et de densité par utilisation de la matrice F (triangles), comparées à celles résultant du calcul individuel des profils (carrés), en fonction du temps (10<sup>3</sup>s) au cours de l'expérience B.

Cette méthode n'est malheureusement pas toujours applicable à la vaie du calcium, les asymétries un peu fortes faisant disparaître l'un des deux pics, ce qui explique l'absence de certains points sur les courbes (ces profils à un seul pic sont du reste très fréquents dans les observations solaires). Ce qui a été dit quant à la signification des VD et des intensités reste valable ioi : en particulier, la VD du renversement est toujours étroitement corrélée à la vitesse de la couche de formation ( $\tau_v = 1$ ), pour Mg II comme pour Ca II. De la même façon, les variations d'intensité conservent un caractère nonlocal mais peuvent être prédites, pour Mg II, par utilisation de la matrice F, comme au paragraphe précédent. La comparaison de cette prévision avec la "réalité" (résultat des calculs détaillés) est portée sur la figure (9.15).

La simultanélité des mouvements à des altitudes différentes se traduit par l'absence de déphasage entre les variations des raises du calcium et du magnésium. Cela est illustré sur la figure (9.16) qui représente les VD des renversements centraux des deux raies (Mg II k et Ca II K). L'étude du décalage temporel entre les déplacements des raies du calcium et du magnésium constitue donc un moyen efficace pour distinguer, dans la chromosphère, les ondes qui se propagent (et qui transportent de l'énergie) des autres (ondes stationnaires ou évanescentes). Ici encore, la différence d'amplitude observée sur la figure (9.16) traduit l'amplification des oscillations avec l'altitude, conséquence de la raréfaction de l'é mosphère.

On a vu plus haut que, pour des oscillations (ou ordes stationnaires) adiabatiques, les vitesses et les températures variaient en quadreture, cette propriété étant liée à l'absence de transport d'énergie. Le terme de création de photons £3, qui est une fonction de la température et de la densité, varie en phase à travers toute la moyenne chromosphère. De ce fait, les

۰.



Figure 9.16 : Comparaison des vitesses Doppler (km/s) des renversements centraux des raies Mg II k (cerrés) et Ca II K (triangles) en fonction du temps (s) au cours de l'expérience B. (Les pounts manquants dans la séquence Ca II K correspondent à des profils à un seul pic).

variations d'intensité, bien que d'origine non-locale, vont suivre la même évolution, et seront ainsi représentatives des variations moyennes de température. De tout cela, il résulte que les VD et les intensités varient en quadrature. Cette propriété est illustrée par la figure (9.17), où l'on a représenté simultanément les variations de VD et d'intensité au centre de la raie du magnésium, au cours de l'expérience C (amplitude faible). Bien que les variations de vitesse et d'intensité ne soient pas tout à fait sinusoïdales, il apparaît que les variations de la vitesse suivent celles de l'intensité avec un retard d'environ 50 secondes, soit un quart de période. On a effectué la même comparaison vitesse-intensité pour les grandes oscillations (expérience B) sur la figure (9.18).Dans ce cas, les formes d'onde s'écartent très fortement des formes quasi-sinusoïdales précédentes : la VD prend une forme en dents de-scie et les variations d'intensité, comme celles de la température et de la pression, sont constituées d'une succession de pics aigus, ressemblant à la dérivée de la fonction précédente. On pourra donc continuer à dire que les vitesses et les intensités varient en quadrature, à condition de généraliser ce concept à des fonctions non-sinusoïdales. On pourrait, par exemple, définir cette quadrature comme le fait que l'intensité varie en phase avec la dérivée de la vitesse ("en phase" signifiant que la corrélation croisée des deux fonctions est maximale pour un décalage nul). Si l'on effectue la transformation de Fourier des deux fonctions, il résultera de cette définition que leurs composantes fondamentales seront déchasées de 90°, comme dans le cas de sinusoïdes.

Un de nos objectifs était d'étudier les modifications apportées aux profils moyens par les oscillations. Comme on l'a déjà vu au chapitre V, les profils observés présentent souvent des différences notables (largeurs des pics, asymétries) avec les profils calculés à partir d'atmosphères statiques. Les oscillations peuvent agir de deux facons différentes sur le profil moyen :

۰.

٠.



•• ••



Figure 9.17 : Variations de vitesse Dopple: (km/s, carrés, échelle de gauche) et d'intensité (10<sup>-7</sup> erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>, trianglas, échelle de droite) du centre de la reie Mg II k, en fonction du temps (s) au cours de l'expérience C.



Figure 9.18 : Variations de vitesse Doppler (km/s, carrés, échelle de gauche) et d'intensité (10<sup>-5</sup> erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>, triangles, échelle de droite) du centre de la raie Mg II k, en fonction du temps (s) au cours de l'expérience 3.

d'une part, les décalages Doppler tendent à étaler le profil d'une facon analogue à la macroturbulence ; d'autre part, les intensités variant de façon fortement non-linéaire en fonction de la température, des variations synétriques de température par rapport à une valeur moyenne peuvent produire une intensité movenne nettement supérieure à celle du "modèle moven". Pour mettre en évidence ces effets, nous avons calculé les profils correspondant au modèle moyen (obtenu en faisant les moyennes, entre 1600 et 2590 secondes, des divers paramètres physiques) et nous les avons comparés au profil moyen (moyenne, sur le même intervalle de temps, des profils individuels). Cette comparaison est illustrée par les figures (9.19) pour Mg II k et (9.20) pour Ca II K. Dans les deux cas, les oscillations produisent un élargissement des pics et une augmentation de l'intensité au centre. L'augmentation totale d'intensité est plus importante pour la raie du magnésium que pour celle du calcium. Quant aux asymétries des profils moyens, elles restent faibles et ne sont guère significatives, car elle dépendent dans une certaine mesure de l'intervalle de temps sur lequel on fait la movenne.

174

٠.

٠.

1

Nous avions constaté, au chapitre V, que la plupart des modèles de chromosphère solaire, produisant dans le spectre continu des intensités compatibles avec les observations, donnaient en général des intensités totales trop faibles dans les raies de Mg II. Ce désaccord entre les modèles moyens provenant, d'une part de l'analyse du continu, d'autre part de celle des raies, pourrait ainsi s'expliquer par l'augmentation d'intensité movenne due aux ondes. (Aux oscillations de trois minutes que nous venons d'étudier, peuvent s'age per des ordes de plus hautes fréquences qui, bien que n'étant pas prises en compte dans le présent modèle, ont sans doute des effets analogues.) Cette augmentation a pour origine la variation fortement non-linéaire du terme de création de photors ES en fonction des variations de tentérature-densité (cf. chap. "III). Ces mêmes ordes pourraient aussi expliquer, par l'aplatissement des profils qu'elles provoquent, cette fameuse "macroturbulence" qui paraît tant nécessaire pour reproduire les profils des raies de Mg II ou de la série de Lyman de l'hydrogère.



Figure 9.19 : Comparaison de la moyenne des profils (carrés) de la raie Mg II k dalculés au cours de l'expérience B, avec le profil correspondant à l'atmosphère moyenne (triangles). (Intensités : 10<sup>-7</sup> erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>). En abscisses : écart en longueur d'onde (Å) par repport au centre.

-

i

٠.



Figure 9.20 : Comparaison de la moyenne des profils (carrés) de la raie Ca II K calculés au cours de l'expérience B, avec le profil correspondant à l'atmosphère moyenne (triangles). (Intensités : 10<sup>-5</sup>erg. cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> Hz<sup>-1</sup>). En abscisses : écart en longueur d'onde (Å) par rapport au centre.

#### • • • • - -

# DISCUSSION DES MODELES D'OSCILLATION CHROMOSPHERIQUE

۰.

# CHAPITRE X

Ce dernier et très bref chapitre se propose de récapituler les propriétés des oscillations de trois minutes, telles qu'elles apparaissent à la lumière des observations existences. et d'examiner dans quelle mesure nos modèles, décrits dans les chapitres VII à IX. en constituent une bonne représentation. Pour effectuer les comparaisons nécessaires entre théorie et observation, nous pouvons utiliser essentiellement deux sources de données : la première est constituée des nombreuses observations des raies de résonance de Ca II effectuées à partir du sol. Parmi celles de ces observations qui comportent une étude des variations temporelles, on peut citer les articles de : Jensen et Orrall (1963). Orrall (1966), Wilson et al. (1972), Cha et Orrall (1973), Liu (1974), Beckers et Artzner (1974), Mein et Mein (1976), Cram et al. (1977) et Mein (1977). L'autre source de données utilisable est constituée des observations simultanées des raies de résonance de Mg II et de Ca II effectuées par le satellite OSO-8 (Artzner, 1980). Par rapport aux précédentes, ces observations ont l'avantage de permettre l'étude de couches plus élevées de l'atmosphère du soleil, grâce aux raies de Mg II. Surtout, l'analyse des décalages temporels entre les raies de Mg II et de Ca II permet de distinguer les ordes qui se propagent (et donc transportent de l'énergie) des autres (stationnaires ou évanescentes). Par contre, ces observations spatiales, effectuées en général avec une fente d'entrée correspondant à un angle solide de 1" x 10", ne bénéficient pas d'une résolution angulaire aussi élevée que celle que l'on peut obtenir à partir du sol (1" ou même moins). Les deux types d'observations, terrestre et spatial, restent donc complémentaires (dans l'état actuel des techniques spatiales).

Parmi les éléments de comparaison entre les observations et les modèles, il y a tout d'abord la périodicité des mouvements. Comme on l'a vu au cours des chapitres VI et VII, la période des oscillations est liée aux dimensions géométriques de la chromosphère, lesquelles déterminent les modes d'oscillation. L'étude de la période des oscillations chromosphériques peut ainsi fournir directement des informations sur la stucture géométricue de l'atmosphère, alors que l'analyse du spectre sans résolution temporelle ne permet pas de parvenir au même résultat sans hypothèses complémentaires (équilibre hydrostatique en particulier). Précisons cout d'abord que les oscillations de trois minutes sont un phénomène spécifique du soleil calme et, plus précisément, des cellules de supergranulation. Cala - + mis en évidence en particulier par Orrall (1966) dans une étude sur les déplacements du centre de la raie K. La distribution des périodes observées y apparaît comme très différente selon les régions du disque solaire due l'on étudie : les zones actives ne semblent guère présenter de période privilégiée sauf peut-être vers 300 et 300 secondes. La distribution correspordant au réseau chromosphérique y apparaît fort dispersée (259 ± 131 s), tandis que celle relative aux cellules de supergranulation (CSG) présente un pic mieux défini au voisi age de 200 secondes (212 ± 72 s). Les analyses du déplacement de K3 effectuées par la suite ont confirmé l'existence d'oscillations de période voisine de 3 minutes : 180 ± 55 s pour Liu (1974), 200 ± 50 s pour Beckers et Artzner (1974), par exemple. Quoique plus étroite que celle que l'on Deut trouver au niveau du réseau chromosphérique, la distribution des périodes d'oscillation relative aux CSG reste cependant plus large que celle qui correspond aux oscillations de 5 minutes. On peut expliquer cette protriété par l'inhomogéréité relative de la chromoschère. La période d'oscillation de notre modèle dynamique, qui est voisine de 200 secondes, peut donc être considérée comme représentative de celles que l'on observe à l'intérieur des CSG. Par la suite, nous limiterons nos comparaisons à ces cellules, qui semblent avoir un comportament oscillatoire plus stable et miaux défini que les autres structures chromosphériques.

۰.

•

Un autre test que l'on peut appliquer à nos modèles pour juger de leur réalisme est la comparaison des amplitudes oscillatoires. Ce test présente cependant l'inconvénient d'être sensible à la résolution angulaire des observations, en raison de la taille réduite des éléments oscillants. A cet ézard. il est significatif que les mesures récentes du déplacement de K3 donnent des amplitudes plus grandes que celles effectuées dix ans plus tôt : ainsi, les vitesses quadratiques moyennes v mesurées par Mein et Mein (1976) et Cram et al. (1977) sont respectivement de 2.45 et 2.9 km/s, contre 1.7 km/s dans les observations de Orrall (1966). Bien que cet effet limite la portée des comparaisons que l'on peut faire, les valeurs observées sont intermédiaires entre celles correspondant au modèle C (oscillations faibles :  $\overline{v} \approx 1$  km/s) et B (oscillations fortes :  $\overline{v} \approx 5$  km/s). Les variations d'intensité sont également sensibles à la résolution spatiale et les comparaisons sont d'autant plus difficiles que les variations d'intensité croissent très vite avec l'amplitude. Ainsi, des variations d'intensité pouvant atteindre un facteur 10, comme celles qui correspondent au modèle B, n'ont jamais été observées, alors que celles relatives au modèle C sont de l'ordre de 10% (en valeur quadratique movenne). A titre de comparaison, les variations observées par Gram et al. (1977) sont de 21%. Il faut toutefois rappeler que nos modèles négligent les pertes d'énergie par revonnement ainsi que les variations d'ionisation, et que ces phénomènes tendent à diminuer l'amplitude des excursions de température. Les variations d'intensité extrêmes constatées pour le modèle B sont donc vraisemblablement surestimées.

ĵ

٠.

•

Les oscillations de nos modèles B et C correspondent à des ondes stationnaires et par conséquent ne transportent pas d'énergie, à la différence de l'onde progressive du modèle A. Du point de vue observationnel, ces deux types de phénomènes peuvent se distinguer par le déphasage entre les variations de deux raies formées à des altitudes différentes, comme celles de Ca II et de Mg II, et celui entre les variations de vitesse et

d'intensité. Comme nous l'avons vu au chapitre IX. les variations des déplacements de Ca II X et Mg II k sont en phase dans les expériences B et C, alors que les variations de la raie du calcium urécèdent d'environ 30 secondes celles de la raie du magnésium au cours de l'expérience A. Les observations simultanées des raies de Mg II et Ca II (Artzner, 1980) montrent que le décalage moyen entre les variations de Mg II et Ca II est de (0 ± 6 s), ce qui tend à confirmer l'hypothèse des ontes stationnaires. Le test du déphasage entre les variations d'intensité et de position de la raie est d'une utilisation moins aisée, ainsi que nous l'avons montré au cours des chapitres précédents. Cependant, dans le cas d'ordes stationnaires (expériences Bet C), on obtient un déphasage voisin de 90° entre les variations d'intensité et de vitesse Doppler, Des mesures de déphasage entre vitasse et intensité au centre de la raie K ont été effectuées par Mein (1977) : les valeurs obtenues, pour la bande de fréquence 4-6 mHz, von de 72°9 à 88°2. Il semble donc que les intensités et les vitesses oscillent approximativement en quadrature, ce qui teni également à confirmer l'hypothèse des ordes stationnaires (expériences B et C) au détriment de celle des ondes progressives (expérience A). Le déphasage observé par Mein (80 ± 10°) est cependant légèrement inférieur à celui obtenu au cours des expériences B et C (90°). Cette différence (si tor fois elle est significative) entre les observations et le modèle, urrait provenir de ce que ce dernier néglige les échanges d'énergie rediative, que ce soit entre les différentes couches de l'atmosphère au entre l'intérieur et l'extérieur du soleil. Les effets de ces échanges radiatifs ont été étudiés en particulier par Schmieder (1977, 1978), qui a montré la tendance de ceux-ci à réduire le déphasage entre les variations d'intensité et de vitesse, dans le cas d'une oscillation.

Pour finir, rappelons que l'un des intérêts des calculs d'hydrodynamique non-linéaire est de permettre la détermination de la forme réelle des ondes lorsque les mouvements ne peuvent plus être considérés comme infinitésimaux. C'est le cas en particulier des variations de vitesse, de température et d'intensité au cours

: ``...is

----

٠.

1.

ì

귀

:=:

de l'expérience B, où les ondes prennent des formes très différentes des sinusoïdes habituelles (Fig. 9.18). Les variations de vitesse en dents de soie, avec des accélérations positives plus courtes et plus intenses que celles dirigées vers le bas, sont en effet caractéristiques de ces oscillations de grande amplitude. Bien que des mouvements aussi intenses que ceux correspondant à l'excérience B n'aient pas été observés sur le soleil, il n'est pas rare de trouver, pour la raie k de Mg II, des oscillations de vitesse dont le "temps de montée" soit au moins deux fois plus faible que celui consacré à la décélération (Artzner, 1980). Compte tenu de la résolution angulaire limitée qui était utilisée au cours de ces observations, on peut espérer observer des formes d'onde encore plus caractérisées au cours de futures expériences spatiales.

A l'issue de cette comparaison entre théorie et observation, il apparaît que nos modèles d'oscillation de trois minutes permettent de rendre compte en grande partie des propriétés de ces mouvements qui affectent la chromosphère solaire. Les divergences qui subsistent (amplitude quelque peu excessive des fluctuations d'intensité, déphasage intensité-vitesse) semblent être liées au caractère adiabatique et "iso-ionique" de nos modèles. C'est pourquoi l'introduction dans nos calculs des échanges d'énergie radiative et des variations d'ionisation hors d'équilibre nous apparaît maintenant comme une des priorités de notre programme de travail.

-, -,

## CONCLUSION

•

"La sphère est la forme parfaite. Le soleil est l'astre parfait. En nous rien n'est si parfait que la tête, toujours vers le soleil levée, et tendant vers sa forme ; sinon l'oeil, miroir de cet astre et semblable à lui."

(Jarry, 1694)

Il n'est pas de manière unique d'aborder la chromosphère solaire. Par la variété des phénomènes qui s'y produisent, ce milieu changeant et diversifié pose en effet nombre de problèmes physiques, dont chacum est, le plus souvent, susceptible de plusieurs approches. Pour notre part, nous nous sommes limités à deux aspects de cette chromosphère : sa structure verticale moyenne (chapitres II à V) et ses oscillations (chapitres VI à X).

Dans le premier cas, nous avons étudié la formation des raies spectrales dans une atmosphère soumise à deux équilibres : mécanique (ou hydrostatique) et chimique (équilibre statistique des populations des niveaux atomiques). Il existe dans la littérature de nombreux modèles d'atmosphère répondant à ces critères et reproduisant de façon satisfaisante le spectre continu du soleil. Nous avons montré les difficultés que rencontraient ces modèles pour expliquer les profils des principales raies spectrales (La, Mg II x, Ca II K) d'origine chronosphérique. Nous avons suggéré un certain nombre de modifications susceptibles d'améliorer l'accord entre les profils calculés et observés.

Dans la deuxième partie, nous avons construit un modèle hydrodynamique de l'aumosphère solaire et calculé les variations temporelles des raies spectrales émises par ce modèle. La comparaison de ces variations avec celles que l'on peut observer dans les raies de Mg II et Ca II a montré l'aptitude de ce modèle à expliquer les propriétés essentielles des oscillations de trois minutes. Nous avons utilisé ces calculs pour étunier les méthodes de diagnostic, applicables à la dynamique chromosphérique, utilisant les raies de Mg II et Ca II. Enfin, nous avons montré comment la prise en compte de ces oscillations permettait de réduire le désaccort entre les profils moyens observés et calculés.

۰.

۰.

Į

Comme nous l'avons vu au chapitre X, quelques divergences subsistent cependant entre notre théorie et les observations d'oscillation de trois minutes. Nous espérons réduire ces divergences en construisant un modèle plus élaboré, tenant compte des échanges d'énergie par rayonnement et des variations d'ionisation, qui est actuellement en projet. Quant à l'autre limitation fordamentale de notre modèle, à savoir son caractère unidimensionnel, il n'est guère envisageable de la lever dans un proche avenir, en raison de l'effroyable complexité des calculs numériques que cela impliquerait. Pour faire progresser notre connaissance de la dynamique chromosphérique, nous avons également besoin de bonnes observations de raies formées dans la moyenne et la haute chromosphère. Les transitions les plus appropriées à cette étude étant situées dans l'ultraviolet, cela exige l'utilisation de moyens spatiaux possédant à la fois une bonne résolution angulaire (pour sépar r les éléments oscillants dont la taille est de l'ordre de quelques secondes d'arc) et temporelle (pour ne pas perdre l'informatio. concernant les ondes de courte période). Nous avons lieu d'espérer que de telles expériences interviennent dans un proche avenir pour alimenter le dialogue entre l'observation et la théorie, évitant à cette dernière de s'installer dans un monologue confortable, mais infécond.

#### BIBLIOGRAPHIE

and the state of t

ARTZNER, G. (1980)

ь,

٠

Communication privée.

ADAMS, T.F., HUMMER, D.G., RYBICKI, G.B. (1971) "Numerical evaluation of the redistribution : action  $R_{II-A}$  (x, x') and of the associated scattering integral" J. Q. S. R. T. <u>11</u>, 1365.

AHLBERG, J.H., NILSON, E.N., WALSH, J.L. (1967)
"The theory of splines and their applications"
(Acadamic Press : New York).

ANDO, H., OSAKI, Y. (1975) "Nonadiabatic nonradial oscillations : an application to the five-minute oscillation of the sun" Publ. Astr. Soc. Japan 27, 581.

ANDO, H., OSAKI, Y. (1977) "The influence of the chromosphere and corona on the solar atmospheric oscillations" Publ. Astr. Soc. Japan <u>29</u>, 221.

ARTZNER, G., BONNET, R.M., LEMAIRE, P., VIAL, J.C., JOUCHOUX, A., LEISACHER, J., VIDAL-MADJAR, A., VITE, M. (1977) "The LPSP experiment on OSO-3. I. Instrumentation, description of operations, laboratory calibrations and pre-launch performances" Space Science Instr. 3, 131.

ATHAY, R.G. (1976) "The solar chromosphere and corona : Quiet Sun" (Reidel : Cordrecht)

AVRETT, E.H. (1977)

in "The solar output and its variations" p : 327 (Edité par O.R. White : Colorado Ass. Univ. Press : Boulder)

AVRETT, E.H., LOESER, R. (1969)

"Formation of line and continous spectra. I. Sourcefonction calculations" Smithsonian Astrophysical Observatory special report 303.

AYRES, T.R. (1977) "A reexamination of solar upper photosphere models the calcium abundance, and empirical damping parameters" Ap. J. <u>213</u>, 296.

AYRES, T.R., LINSKY, J.L. (1976) "The Mg II h and k lines. II. Comparison with synthesized profiles and Ca II K" Ap. J. 205, 874.

BAKER, N., TEMESVARY, S. (1966) "Tables of convective stellar envelope models" (NASA Institute for space studies : New-York).

BASRI, G.S., LINSKY, J.L., BARTCE, J.D.F., BRUECKNER, G., VAN HOOSIER, M.E. (1979) "Lyman-a rocket spectra and models of the quiet and active solar chromosphere based on partial redistribution diagnostics" Ap. J. <u>230</u>, 924.

BECKERS, J.M., ARIZNER, G. (1974) "High resolution spectroscopy of the disk chromosphere. III. Upward moving disturbances as observed in the Ca II K - line wings" Solar Phys. <u>37</u>, 309.
BIERMANN, L. (1946)

"Zur Deutung der chromosphärischen Turbulenz und des Exzesses der UV-Strahlung der Sonne" Naturwissenschaften 33, 118. 131

BLACK, J.H., WEISHEIT, J.C., LAVIANA, E. (1972) "Oscillator strengths and ground-state photoionization cross-sections for Mg<sup>+</sup> and Ca<sup>+</sup>" Ap. J. <u>177</u>, 567.

BLAHA, M. (1972) "Excitation of Mg<sup>+</sup> by electron collisions" Astron. Astrophys. <u>16</u>, 437

BONNET, R.M., LEMAIRE, P., VIAL, J.C., ARIZNER, G., GOUTTEBROZE, P., JOUCHOUX, A., LEIBACHER, J.W., SKUMANICH, A., VIDAL-MADJAR, A. (1978) "The LFSP instrument on OSO-8. II. In-flight performance and preliminary results" Ap. J. <u>221</u>, 1032.

BURKE, P.G., MOORES, D.L. (1968) "Scattering of electrons by Mg<sup>+</sup> and Ca<sup>+</sup> ions" J. Phys. B, ser. 2, 1, 575.

CASTOR, J.I. (1972) "Rediative transfer in spherically symmetric flows" Ap. J. <u>178</u>, 779.

CHA, M.Y., ORRALL, F.Q. (1973) "Brightness fluctuations in the K - line wings" Solar Fhys. 28, 333.

CRAM, L.E. (1976)
 "A multi-component time-dependent model for the formation
 of the Ca II K line"
 Astron. Astrophys. <u>50</u>, 263.

CRAM, L.E., BRCWN, D.R., BECKERS, J.M. (1977)

"High resolution spectroscopy of the disk chromosphere.

V. Space-time variations observed simultaneously in seven lines"

Astron. Astrophys. 57, 211.

DERIDDER, G., VAN RENSBERGEN, W. (1976)

"Tables of damping constants of spectral lines broadened by H and He" Astron. Astrophys. Supp. 23, 147.

DEUBNER, F.L. (1975)

.. .

"Observations of low wavenumber nonredial eigermodes of the sun" Astron. Astronys. 44, 371.

FEAUTRIER, P. (1964)

"Sur la résolution numérique de l'équation de transfert" C. R. A. S. P. <u>258</u>, 3189.

GINGERICH, O., DE JAGER, C. (1968)

"The Bilderberg model of the photosphere and low chromosphere" Solar Phys. 3, 5.

GINGERICH, O., NOYES, R.W., KALKOFEN, W., CLNY, Y. (1971) "The Harvard-Smithsonian reference atmosphere" Solar Phys. 18, 347.

GIOVANELLI, R.G. (1973)

"The radiative relaxation time in the chromosphere" Solar Phys. <u>59</u>, 293.

GOUTTEBROZE, P. (1973)

"Analyse de l'effet centre-bord observé dans les raies de Mg II soleires" Thèse de troisième cycle (Université PARIS VII).

192

. . . ...

GOUTTEBROZE, P. (1977)

"Velocity gradients in the solar chromosphere and Mg II line profiles" Astron. Astrophys. 54, 203.

GOUTTEBROZE, P., LEIBACHER, J.W. (1980)

"Solar atmospheric dynamics. I. Formation of optically thick chromospheric lines" Ap. J. 238, 1134.

GOUTTEBROZE, P., LEMAIRE, P. (1974)

- "Analyse centre-bord des raies solaires de Mg II" Astron. Astrophys. 34, 375.
- GOUTTESROZE, P., LEMAIRE, P., VIAL, J.C., ARTZNER, G. (1978) "The solar hydrogen Lyman-β and Lyman-α lines : disk-center observations from OSO-8 compared with theoretical profiles" Ap. J. 225, 655.
- GUSTAFSSON, B., BELL, R.A., ERIKSSON, K., NORDLUND, A. (1975)
   "A grid of model atmospheres for metal-deficient giant
   stars I"
   Astron. Astrophys. 42, 407.

HEASLEY, J.N. (1975) "Asymmetries of the solar Ca II lines" Solar Phys. <u>44</u>, 275.

HEINTZE, J.R.W., HUBENET, H., DE JAGER, C. (1954)

"A reference model of the solar photosphere and low chromosphere" Bull. Astron. Inst. Neth. <u>17</u>, 442.

HUMMER, D.G. (1962)

"Non-coherent scattering. I. The redistribution functions with Doppler broadening" M. N. R. A. S. <u>125</u>, 21.

- JEFFERIES, J.T. (1968) "Spectral line formation" (Blaisdell.: Waltham, Mass.)
- JENSEN, E., ORRALL, F.Q. (1963) "Observational study of macroscopic inhomogeneities in the solar atmosphere. IV. Velocity and intensity fluctua 's observed in the K line" Ap. J. <u>1...</u>, 252.
- JONES, W.W., SANCHEZ, A., GREIG, J.R., GRIEM, H.R. (1972) "Measurement and calculation of the Stark-broadening parameters for the resonance lines of singly ionized calcium and magnesium" Phys. Rev. A, 5, 2318.
- JORDAN, C. (1975) "The intensities of helium lines in the solar EUV spectrum" M. N. R. A. S. <u>1</u>70, 429.
- KAHN, 7.D. (1961) "Sound waves trapped in the solar atmosphere" Ap. J. 134, 343.
- KLEIN, R.I., STEIN, R.F., KALKOFEN, W. (1976) "Radiative shock dynamics. I. The Lyman continuum" Ap. J. <u>205</u>, 499.
- KLEIN, R.I., STEIN, R.F., KALKOFEN, W. (1978) "Rediative shock dynamics. II. Hydrogen continua" Ap. J. 229, 1024.

KNEER, F., NAKAGAWA, Y. (1976) "Radiative hydrodynamics of chromospheric transients" Astron. Astrophys. 47, 65.

194

KURUCZ, R.L. (1974)

"A preliminary theoretical line-blanketed model solar photosphere" Solar Phys. 34, 17.

LAMB, H. (1908) "On the theory of waves propagated vertically in the atmosphere"

Proc. London Math. Soc. 7, 122.

LEIBACHER, J.W. (1971) "Solar atmospheric oscillations" Fh. D. Thesis (Harvard University).

LEIBACHER, J.W., GOUTTEBROZE, P., STEIN, R.F. (1980) "Solar atmospheric dynamics. II. Non-linear initial-value models" (en préparation)

LEIBACHER, J.W., STEIN, R.F. (1971) "A new description of the solar five-minute oscillation" Astrophys. Lett. 7, 191.

LETGETON, R.B., NOYES, R.W., SIMON, G.W. (1962) "Velocity fields in the solar atmosphere. I. Preliminary report" Ap. J. <u>135</u>, 474.

LEMAIRE, P. (1971)

"Recherches sur l'émission de la chromosphère solaire dans les raies de résonance du magnésium ionisé" Thèse de doctorat d'état (Faculté des Sciences de Paris).

LIGHTHILL, J. (1952)

"On sound generated aerodynamically. I. General theory" Proc. Roy. Soc. London A 211, 564. LINSKY, J.L., AVREIT, E.H. (1970) "The solar H and K lines" Fubl. Astron. Soc. Pac. <u>82</u>, 169.

5

- LITES, B.W., SHINE, R.A., CHIFMAN, E.G. (1973) "Line formation in the solar chromosphere. I. The C II resonance lines observed with OSO-3" Ap. J. <u>222</u>, 333.
- LIU, S.Y. (1974)
   "Direct observational evidence for the propagation and
   dissipation of energy in the chromosphere"
   Ap. J. <u>189</u>, 359.
- MARTIN, S.O., FEART, B., DOLDER, K.T. (1968)
  "Measurements of cross sections for the ionization
  of Mg<sup>+</sup> to Mg<sup>2+</sup> by electron impact"
  J. Phys. B, ser. 2, 1, 537.

MEIN, P. (1971)

"Inhomogeneities in the solar atmosphere from the Ca II infra-red lines" Solar Phys. <u>20</u>, 3.

MEIN, N. (1977)

"Wave propagation in the quiet solar chromosphere" Solar Phys. 52, 283.

MEIN, N., MEIN, P. (1976) "Velocity waves in the quiet solar chromosphere" Solar Phys. 49, 231.

MIHALAS, D. (1970) "Stellar aunospheres" (Freeman : San Francisco)

196

MIHALAS, D., SHINE, R.A., KUNASZ, P.B., HUMMER, D.G. (1976) "Resonance line transfer with partial redistribution. VIII. Solution in the comoving frame for moving atmospheres" Ap. J. 205, 492. 4.71

NOERDLINGER, P.D., RYBICKI, G.B. (1974)

"Transfer of line radiation in differentially expanding atmospheres. IV. The two-level atom in plane parallel geometry solved by the Feautrier withod" Ap. J. <u>193</u>, 651.

OMONT, A., SMITH, E.W., COOPER, J. (1972) "Redistribution of resonance radiation. I. The effect of collisions" Ap. J. 175, 185.

ORRALL, F.Q. (1955)

"Observational study of macroscopic inhomogeneities in the solar atmosphere. VIII. Vertical chromospheric oscillations measured in K3" Ap. J. 143, 917.

POISSON, D. (1807)

"Mémoire sur la théorie du son" Journal de l'Ecole Polytechnique, tome VII.

PROVOST, J. (1975)

"Filtering of acoustic waves in the solar atmosphere" Astron. Astrophys. <u>46</u>, 159.

RICHIMMER, R.D., MORTON, K.W. (1967)

"Difference methods for initial-value problems" (Interscience : New-York).

ROSSELAND, S. (1925)

"On the origin of bright lines in stellar spectra" Ap. J. 53, 219. RYBICKI, G.B. (1971)

"A modified Feautrier method"

J. Q. S. R. T. 11, 589.

SCHMIEDER, B. (1977)

"Linear hydrodynamical equations coupled with rediative transfer in a non-isothermal atmosphere. I. Method" Solar Phys. <u>54</u>, 269.

SCHMIEDER, B. (1978)

"Linear hydrodynamical equations coupled with rediative transfer in a non-isothermal atmosphere. II. Application to solar photospheric observations" Solar Phys. 57, 245.

SHINE, R.A., LINSKY, J.L. (1974) "Physical properties of solar chromospheric plages. II. Chromospheric plage models"

Solar Physics 39, 49.

SMITH, E.W., COOPER, J., VIDAL, C.P. (1969) "Unified classical-path treatment of Stark broadening in plasmas" Phys. Rev. <u>185</u>, 140.

SOUFFRIN, P. (1966)

"Hydrodynamique d'une atmosphère perturbée par une zone convective uurbulente sous-jacente" Ann. Astrophys. 29, 55.

STIX, M. (1970)

"On radiative relaxation of chromospheric oscillations" Astron. Astrophys. 4, 189.

THOMAS, R.N. (1960)

"The source function in a non-equilibrium atmosphere. IV. Evaluation and application of the net radiative bracket" Ap. J. <u>131</u>, 429.

198

فكالمتكافي فللتعالي

UCHIDA, Y. (1967)

"Resonant responses of the solar atmosphere to the gravitational-hydrodynamic waves" Ap. J. <u>147</u>, 181.

ULRICH, R.K. (1970) "The five-minute oscillations on the solar surface" Ap. J. <u>162</u>, 993.

ULRICH, R.K., RHODES, E.J. (1977) "The sensitivity of nonredial p-mode eigenfrequencies to solar envelope structure" Ap. J. 218, 521.

VERNAL?A, J.E. (1972) "Structure of the solar chromosphere" Ph. D. Thesis (Harvard University).

VERNAZZA, J.E., AVRETT, E.H., LOESER, R. (1973) "Structure of the solar chromosphere. I. Basic computations and summary of the results" Ap. J. <u>184</u>, 505.

VERNAZZA, J.E., AVREIT, E.H., LOESER, R. (1976) "Structure of the solar chromosphere. II. The photosphere and the temperature minimum region" Ap. J. Supp. <u>30</u>, 1.

VERNAZZA, J.E., AVRETT, E.H., LOESER, R. (1980) "Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet sun" Ap. J. Supp. (sous presse).

YON NEUMANN, J., RICHIMYER, R.D. (1950) "A method for the numerical calculation of hydrodynamic shocks" J. Appl. Fhys. <u>21</u>, 232. WIESE, W.L., SMITH, M.W., MILES, B.M. (1969) "Atomic transition probabilities" N. B. S. ?2, vol II.

WILSON, P.R., REES, D.E., BECKERS, J.M., BROWN, D.R. (1972) "High resolution spectroscopy of the disk chromosphere. II. Time sequence observations of Ca II H and K emissions" Solar Phys. <u>25</u>, 86.

## REFERENCES DES CITATIONS

DIDEROT, D. (1748) "Les bijoux indiscrets" (chapitre XXXII) (Amsterdam)

JARRY, A. (1894) "Les Minutes de sable mémorial" (éd. Mercure de France : Paris)

LUCRECE, T. (≈ - 55) "De rerum natura" (Rome)

PREVERT, J. (1949)

"Le paysage changeur" extrait de "Paroles" (éd. Gallimard : Paris)

ROCHE, M. (1975) "Opéra bouffe" (éd. Seuil : Paris) VILLON, F. (1489)

"Ballade des dames du temps jadis" extrait du "Testament" (éd Levet : Paris)

VIRGILE, P. (- 19) .

"Aene.idos"

....

÷

(éd. Imp. Augustus : Rome ; épuisé)

## REMERCIEMENTS

Qu'il me soit permis, tout d'abord, d'exprimer ma proforde reconnaissance envers ceux qui jouèrent une rôle décisif dans mon évolution scientifique : Roger Maurice Bonnet, qui me permit d'entrer au Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire ; Fhilippe Lemaire, qui me permit d'y rester ; et John Leibacher, qui me fit découvrir les joies de l'hydrodynamique.

.

Je tiens à remercier Pierre Léna pour avoir bien voulu présider le jury, André Brahic, Jean Heyvaerts et Pierre Mein pour avoir accepté d'en faire partie.

Ma reconnaissance va également aux chercheurs du Laboratoire de Fhysique Stellaire et Planétaire, et tout particulièrement à Guy Artzner et Jean Claude Vial, avec lesquels j'ai eu le plaisir de collaborer, ainsi que Jean Pierre Delaboudinière, Monique Malinovsky et Denys Samain, avec lesquels j'ai eu de fréquentes et fructueuses discussions.

Je vouirais aussi rendre hommage à Eugene Avrett, Simone Dumont, Hélène Frisch et Andrew Skumanich pour ce que m'ont appris, en matière de transfert de rayonnement, les conversations que j'eus avec eux ; Nicole Feautrier, Nguyen Tran-Minh et Sylvie Sahal pour m'avoir fait bénéficier de leurs lumières en matière de physique atomique ; ainsi que Robert Milkey et Grant Athay pour avoir, en tant que "referees", contribué à l'amélioration de mes articles.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à Noëlle Véret, à qui l'on doit l'aspect agréable de ce que vous venez de lire, sans oublier Noële Giraud, Roger Olcabel, Monique Orine, Marie Thérèse Peyroux et Annie Talbot pour la mise en forme de mes précédents écrits, ni Francise Marchand pour m'avoir procuré tant de précieux documents bibliographiques. 174

Ma reconnaissance va également à tout ceux, connus ou inconnus, qui m'ont aidé dans mon travail, tant à Verrières qu'ailleurs (au centre de calcul de Toulouse, par exemple).

Enfin, je remercie d'avance tous ceux qui voudront bien me pardonner de les avoir oubliés dans l'énumération précédente, bien qu'ils eussent mérité d'y figurer. S'ils me connaissent, ils sauront bien qu'il ne peut s'agir de malice, mais seulement d'une déficience de ma ménoire.

## TABLE DES MATTERES

-

Ι.	GENERALITES	1
II.	L'AIMOSPHERE HYDROSIATIQUE	11
	II. 1. Bref historique	13
	II. 2. Le calcul des modèles semi-empiriques	15
	II. 3. L'équilibre hydrostatique	20
	II. 4. Un modèle initial pour l'étude des oscillations	21
m.	TRANSITIONS CONTINUES ET DENSITE ELECTRONIQUE	27
	II. 1. Origine des électrons	29
	III. 2. L'équilibre thermodynamique local	30
	II. 3. L'équilibre statistique	33
	III. 4. Formation du continu de Lyman	37
IV.	FORMATION DES RAIES CHROMOSPHERIQUES	41
	IV. 1. Retour sur l'équilibre statistique	43
	IV. 2. Diffusion des photons	49
	IV. 3. Résolution de l'équation de transfert	54
v.	DISCUSSION LES MODELLES STATIQUES	63
	V. 1. L'hydrogène	66
	V. 2. Le magnésium et le calcium ionisés	69
	V. 3. La région du minimum de température	75
	V. 4. La moyenne chromosphère	75
	V. 5. La haute chromosthère	35

.....

VI. REFLEXIONS, CAVITES ET MODES D'OSCILLATION	89
VI. 1. Equations de l'hydrodynamique	91
VI. 2. Réflexions et cavités	95
VI. 3. Modes d'oscillation et modes verticaux	99
VI. 4. Cscillations de trois minutes	100
VIL. CHOCS ET OSCILLATIONS (APPROCHE NON-LINEAIRE)	103
VII. 1. Equations et méthodes de résolution	105
VII. 2. Passage d'une onde de choc	109
VI. 3. Oscillations	113
VIII. EFFETS DES MOUVEMENTS SUR LES RAIES SPECTRALES	123
VII. 1. Transformations intégrales associées au transfert de rayonnement	126
VIII. 2. Discrétisation des opérateurs	131
VII.3. Effets des vitesses	134
VIII. 4. Effets des variations de température et de densité	137
VIII.5. Effet des variations simultanées de plusieurs paramètres	140
IX. RAIES DE Mg II et Ca II EMISES PAR UNE AIMOSFHERE	
EN MOUVEMENT	<sup>:1</sup> 1
IX. 1. L'équation de transfert en coordonnées lagrangiennes	144
IX. 2. Variations des profils au passage d'une impulsion	149
IX. 3. Variations des profils en présence d'oscillations	160
X. DISCUSSION DES MODELES D'OSCILLATION CHROMCSPHERIQUE	177
CONCLUSION	185
BIBLICEPAPTE	189
REMERCIEMENTS	203

Å

: : :

۱