

Chaire d'Astrophysique théorique

M. Jean-Claude PECKER, membre de l'Institut
(Académie des Sciences), professeur

Cours :

Le Soleil - III. Le cycle undécennal de l'activité solaire

Cette dernière série d'un cours qui aura porté, en trois années, sur le mécanisme de la « machine Soleil », supposait donc connus d'une part les modèles dit « standards » des intérieurs stellaires, d'autre part les mécanismes de types « dynamo » que peut proposer la MHD, afin d'englober dans une description unique les phénomènes convectifs, la rotation (d'ensemble et différentielle), et les phénomènes actifs du cycle solaire, qui caractérisent le Soleil.

Tous les travaux publiés visant à une description réaliste de l'activité traitent peu ou prou des trois aspects des problèmes du cycle : la dynamo complexe (rotation, rotation différentielle, convection, magnétisme interne), l'émergence des tubes de force, et les phénomènes superficiels consécutifs à cette émergence, dont près de deux siècles d'étude ont permis de définir les propriétés observables.

Nous adopterons le point de vue selon lequel, dans toute théorie du cycle solaire, l'évolution des phénomènes actifs superficiels a un caractère d'épiphénomène, l'essentiel étant l'émergence des structures magnétiques qui couple la physique de l'intérieur solaire à ces phénomènes.

1. Les modèles de rotation et de convection

En quelques décennies, les modèles théoriques ont profondément évolué. D'abord en convection dans des couches plan-parallèles (Lamb, 1910), ils devinrent sphériques. Les approximations linéaires ont d'abord été utilisées, valables pour décrire l'amorce de la convection ; puis le cas stationnaire non-linéaire a été traité. L'effet de la rotation est venu ensuite ; mais la couche convective sphérique en rotation a d'abord été étudiée dans le cas de l'approximation Boussinesq, linéaire, puis non-linéaire ; enfin la prise en compte de la viscosité et de la compressibilité ont permis d'obtenir des solutions valables même lorsque la dimension verticale du fluide (épaisseur de la couche convective) est très supérieure à l'échelle de hauteur.

Nous renvoyons le lecteur aux nombreux articles sur la question cités dans les articles de revue de la bibliographie (ils y sont indiqués d'un astérisque) et nous résumons ci-après quelques-uns des éléments de la discussion.

a) Première question posée aux modèles : quelle est l'influence de la convection globale sur la *rotation différentielle* ? Une première réponse, celle de l'école de Gilman, fait essentiellement appel au mécanisme des forces de Coriolis, qui l'emportent sur les forces de la viscosité et de la flottabilité et induisent une accélération équatoriale (si le nombre de Rayleigh R , et le nombre de Taylor T sont grands). Les mouvements induits par les forces de Coriolis se complètent par les tensions de Reynolds. Les premiers calculs (cas Boussinesq) ont montré que dans la zone convective, la vitesse angulaire de rotation est en gros constante sur des surfaces cylindriques de révolution, dont l'axe est l'axe de rotation : Des cellules convectives en forme de « bananes » s'étendent de part et d'autre de l'équateur sur des domaines étendus en latitude et limités en longitude, et caractérisent la structure de la couche convective, qui doit être épaisse ($0.4 R_{\odot}$), si l'on veut éviter la formation, non observée, d'un vortex polaire. Au voisinage des pôles, les cellules convectives sont plus proches d'une structure toroïdale. Une intéressante discussion permet de voir que dans un plan $\log R$, $\log T$, le régime de la convection (à toutes longitudes si $R \geq 7.8 T^{2/3}$, absente partout si $R \leq 0.84 T^{2/3}$, ou présente dans la région équatoriale seule, entre les deux cas limites) et de la rotation (accélération à latitude élevée, rotation rigide, ou accélération équatoriale — entre les mêmes limites, respectivement) sont commandés par le choix de R et de T .

Par ailleurs, des expériences de laboratoire en état de micropesanteur (navette Challenger, mai 1985) ont permis de montrer, avec un modèle fluide incompressible, mais homologue au cas stellaire, que les cellules en bananes sont associées à des valeurs de R et T élevées ; dans ce cas de laboratoire, le nombre P de Prandtl est élevé, ce qui supprime toute rotation différentielle, à cause de l'effet dominant de la viscosité (Hart et al., 1986).

b) Une seconde question posée, c'est la discussion de la *validité* des traitements classiques des équations du mouvement. Le formalisme traditionnel de la « longueur de mélange » donne une description phénoménologique de la convection verticale : il est encore utilisé couramment en raison de sa simplicité ; mais les résultats dépendent d'une paramétrisation quelque peu arbitraire. Le formalisme plus élaboré de l'approximation « anélastique » utilisée par Gilman et Glatzmaier (1981) permet d'aller plus loin : mais on suppose très petites (de l'ordre de 10^{-4}) les perturbations des variables thermodynamiques p , ρ , s , θ (par rapport à leur valeur moyenne dans une couche sphérique localisée à la distance r du centre stellaire). Il n'est pas toujours facile de discerner l'effet de cette hypothèse : en effet, pour mener les calculs, les auteurs supposent aussi que l'accélération de la pesanteur g ,

n'est pas perturbée, non plus que les coefficients de viscosité ou de diffusivité. De plus, l'ionisation est supposée totale, et ceci est inadapté à la prise en compte de l'influence de la granulation et de la supergranulation. Il n'en reste pas moins que le traitement est non-linéaire par rapport aux variables cinématiques. On décrit les perturbations en termes d'harmoniques sphériques, et les solutions dépendent de l'ordre des harmoniques m , ℓ , comme des nombres P , T , R . Alors, des cellules en « bananes » se développent, mais infléchies vers les pôles dès les latitudes moyennes, contrairement au cas Boussinesq, valable seulement pour des couches minces. Ces cellules sont définies par les mouvements hélicoïdaux du gaz. Gilman et Miller, en 1986, se débarrassent de l'approximation anélastique : partant d'une situation initiale arbitraire, ils obtiennent une situation d'équilibre après un nombre de rotations correspondant, dans le cas solaire, à deux ans environ. Cette situation d'équilibre diffère peu de la solution anélastique, et même, à certains égards, de la solution incompressible, et conforte les auteurs dans leur analyse. On notera que la vitesse de rotation angulaire décroît avec la profondeur, dans les résultats de ces calculs. On notera aussi que l'énergie est concentrée dans les modes bas, entre $m = 2$ et $m = 8$.

Pour avoir une idée de l'évolution des techniques, il n'est pas mauvais, comme nous l'avons fait jusqu'ici, de suivre les auteurs d'un seul groupe, — celui de Gilman et ses collaborateurs.

Pourtant, il ne faut pas pour autant négliger l'apport important d'autres séries d'articles.

Ainsi, Yoshimura et Kato, dans un cadre limité (approximation de Boussinesq, loi paramétrique simple donnée pour la rotation différentielle de surface), ont proposé une discussion du transport de moment angulaire par les mouvements convectifs, et montrent notamment que l'essentiel de l'énergie est véhiculée par les modes $\ell = m \sim 2$ à 10, c'est-à-dire au sein de cellules convectives de grandes dimensions. De plus, $m \leq \ell$ favorise les structures en bananes, pendant que $m = 0$ favorise les structures en rouleaux.

Une analyse théorique de Durney (1985, 1987) oppose la convection turbulente et la convection globale, et conclut que l'énergie est véhiculée par la turbulence. Il démontre que, selon le théorème de Taylor-Proudman, à partir des solutions des équations aux valeurs moyennes des quantités v , ρ , p , et dans l'hypothèse d'une frontière extérieure de la zone convective définie par des conditions aux limites (trop !) restrictives, la rotation est uniforme le long de cylindres parallèles à l'axe de rotation.

Les chercheurs européens (Pidatella, Stix, Paterno et Belvedere) font une analyse très subtile, précisément, des conditions aux limites qui imposent un traitement amélioré de la zone convective. L'un de leurs résultats essentiels est de donner à la zone convective un prolongement vers l'intérieur : la zone de pénétration convective est épaisse, et permet d'une part la faible abon-

dance superficielle du lithium, détruit à ces profondeurs, et l'émergence possible de tubes de force magnétiques localisées en profondeurs, sur la zone convective proprement dite.

c) Les modèles prévoient une distribution dans le Soleil de la vitesse angulaire de rotation différentielle. Sont-ils compatibles avec l'analyse des oscillations acoustiques observées ? L'effet du nombre m sur la fréquence observée s'analyse en représentant les décalages en fréquence comme dépendant d'un « pouvoir pénétrant » K des modes ℓ . On a :

$$\Delta\nu_{\text{obs}} = \frac{1}{2\ell} [\nu_{n, \ell, m = -\ell} - \nu_{n, \ell, m = +\ell}] = \int_0^{R_{\odot}} K_{n\ell}(r) \nu_{\text{rot}}(r) dr$$

K se calcule à partir d'un modèle solaire ; l'inversion de la relation intégrale ci-dessus permet de calculer $\nu_{\text{rot}}(r)$, la fréquence de la rotation différentielle. Divers auteurs utilisent diverses méthodes d'intégration, mais semblent converger vers une description impliquant un minimum significatif vers $r/R_{\odot} = 0.25$, et un maximum significatif (vitesse angulaire double de la vitesse équatoriale moyenne) vers $r/R_{\odot} = 0.15$. Le moment quadropolaire du Soleil peut être tiré de ces résultats ; il est en accord avec la Relativité Générale (Duvall et al., 1984).

Les mesures des oscillations acoustiques sont devenues classiques en une dizaine d'années. Plus récemment, des perfectionnements instrumentaux ont permis d'aller plus loin, d'obtenir l'intensité du signal dans des diagrammes m, ν , et ainsi de déceler les modes m favorisés (proches de ℓ et $-\ell$) : c'est le « fourier-tachomètre » de Brown (1985). L'analyse permet donc de discriminer les modes « équatoriaux » ($m \approx \pm\ell$) et les modes « polaires » ($m = 0$). Les conclusions sont que la rotation différentielle en latitude est sans doute localisée dans une partie extérieure de la zone convective, et que vers $r/R_{\odot} \sim 0.4$, une couche assez mince tourne à l'équateur plus vite au pôle, moins vite que dans les régions solides voisines. A-t-on affaire à la propagation d'un phénomène profond, observée en un moment particulier ?

Ce travail met l'accent sur la nécessité de suivre dans le temps le comportement des différences de fréquences mesurées entre les divers modes m .

Une autre importante contribution est celle de Stenflo et de ses collaborateurs, qui étudient les magnétogrammes solaires sur une période de 25 ans au moyen d'une analyse de Fourier. Ils mettent en évidence une différence de comportement entre modes ℓ pairs et impairs pour $m = 0$. Les modes impairs mettent en évidence une période de 22 ans ; les modes pairs indiquent l'importance plutôt des périodes courtes : 1 à 2 ans. Mais on ne détecte pas la périodicité à onze ans. L'influence de la parité de ℓ est cohérent avec la loi de polarité de Hale. Pour $m \leq \ell$, c'est-à-dire pour des structures essentiellement toroidales, la période à 11 ans est décelable, ainsi qu'à 22 et 4.6, 2.3, 1.7, 1 an. La parité n'influence pas les données. Ce travail est essentiel dans

la mesure où il ouvre directement sur la structure résonante modale du champ magnétique, bien difficile à comprendre à l'aide seulement des dynamos classiques.

2. *L'intervention du magnétisme. Dynamos cinématiques et cycle d'activité*

Une constatation essentielle, c'est que, au cours cycle solaire, la libération d'énergie magnétique (via les phénomènes actifs : éruptions...) varie de façon très considérable. En revanche, la structure interne, et ses paramètres (masse, luminosité, rayon, composition chimique) ne varient guère, sauf peut-être en ce qui concerne la structure des phénomènes convectifs et rotationnels. On pourrait conclure que l'activité cyclique est due à des phénomènes sous-jacents qui émergent périodiquement, et qui sont commandés par des phénomènes internes de nature magnétique ne réagissant essentiellement pas sur la structure convective et rotationnelle du Soleil.

Il est vrai qu'en seconde approximation, la luminosité (photons et neutrinos), le rayon, la vitesse angulaire moyenne de rotation, varient légèrement. Est-ce en phase ou non avec l'activité ?

Pour fixer les idées, l'énergie interne de masse du Soleil est de 10^{54} ergs, l'énergie cinétique de rotation de 10^{42} ergs, faible par rapport à l'énergie potentielle de 10^{49} ergs, la luminosité neutrinique de 10^{32} ergs s^{-1} (variable de $\pm 10\%$), la luminosité photonique de $4 \cdot 10^{33}$ ergs s^{-1} (variable de 0.01%). L'énergie magnétique stockée est de l'ordre de 10^{33} à 10^{39} ergs selon les estimations : le flux d'énergie éruptive est de l'ordre de 10^{42} ergs/cycle, supérieur, mais comparable au flux neutrinique par cycle ($\sim 5 \cdot 10^{40}$ ergs/cycle).

Il est donc raisonnable de traiter le problème dynamique comme ci-dessus au paragraphe 1, et de se limiter à la considération de « dynamos cinématiques » sans prendre en considération l'effet du champ magnétique sur les vitesses.

Cependant, les considérations énergétiques ne suffisent pas à justifier cette limitation. Il ne faut pas sous-estimer les mécanismes qui « font perdre l'équilibre » d'un milieu (triggering mechanisms), fût-ce très peu, pour relancer une expulsion d'énergie magnétique importante. Et, d'autre part, il faut expliquer l'origine du magnétisme, dont le cours de l'année passée a montré qu'il fallait en assurer par un mécanisme précis la régénération.

a) Pour aborder l'étude des *dynamos cinématiques*, nous ferons deux remarques. L'une est l'importance de la zone de *pénétration convective* comme mécanisme de « dragage » des tubes magnétiques profonds, remarquée notamment par Pidotella et al., déjà cités.

L'autre est l'implication sur la structure du champ de la *forte vitesse angulaire de rotation dans les régions centrales du Soleil*. Rosner et Weiss, qui

discutent des oscillations de pression, notent que celles-ci imposent au modèle de sévères contraintes. Il doit y avoir des mécanismes imposant la rotation rigide dans la zone radiative : $r/R_{\odot} = 0.2$ à 0.7 , et qui couplent cette région à la zone convective (0.7 à 0.9) assez bien pour que le moment angulaire s'uniformise sur une échelle de temps, compatible avec le temps de freinage par le vent solaire (qui n'affectera pas les régions du cœur $r/R_{\odot} < 0.2$). La discussion montre que pour conserver dans ces conditions un cœur en rotation rigide rapide, le champ intérieur doit être découplé du champ magnétique dans la zone radiative, et doit donc résulter de l'histoire du Soleil, antérieurement à son arrivée sur la série principale.

D'où finalement un modèle phénoménologique des régions radiatives et convectives, qui est intermédiaire entre deux types de modèles déjà rencontrés, — rotation différentielle cylindrique, analyse des oscillations de pression ; ces trois modèles sont reproduits sur la figure 1, ainsi que celui suggéré par Yoshimura.

On notera que le modèle de Rosner et Weiss implique un couplage par la zone de pénétration convective. Ces auteurs cependant n'expliquent pas les phénomènes cycliques. Si le cœur pulse (éventuellement), il n'est pas exclu d'envisager une expulsion du champ rémanent, par bouffées, à travers les régions de fort cisaillement, vers $r/R_{\odot} \approx 2$.

b) La réponse du champ magnétique \mathbf{B} à la distribution des vitesses est gouvernée par l'équation d'induction :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}$$

où η est la diffusivité turbulente et \mathbf{u} le champ de vitesses. On décompose \mathbf{B} en composante poloidale \mathbf{B}_p et toroïdale \mathbf{B}_t :

$$\mathbf{B}_p = \nabla \times (A \boldsymbol{\varphi}) \text{ et } \mathbf{B}_t = B_{\varphi} \boldsymbol{\varphi}$$

où $\boldsymbol{\varphi}$ est le vecteur unité azimutal. D'où deux équations scalaires :

$$(I) \begin{cases} \frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B_{\varphi} + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A \\ \frac{\partial B_{\varphi}}{\partial t} = r \sin \theta \mathbf{B}_p \cdot \nabla \Omega + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) B_{\varphi} \end{cases}$$

où $\alpha = -\frac{1}{3}(\tau_c K)$ est le paramètre d'hélicité, K étant l'hélicité

$K = \langle \mathbf{u} \nabla \times \mathbf{u} \rangle$ et τ_c étant le temps caractéristique de la convection. Le terme d'hélicité régénère le champ poloidal ; le champ toroïdal est lié à la rotation différentielle. Le système d'équations (I) dépend d'un unique paramètre de stabilité, le « nombre dynamo » :

$$D = \alpha \Omega' L^4 \eta^{-2}$$

où $\Omega' \equiv \frac{d\Omega}{dr}$ est le gradient de vitesse et L « une longueur caractéristique » (épaisseur de la zone convective ?).

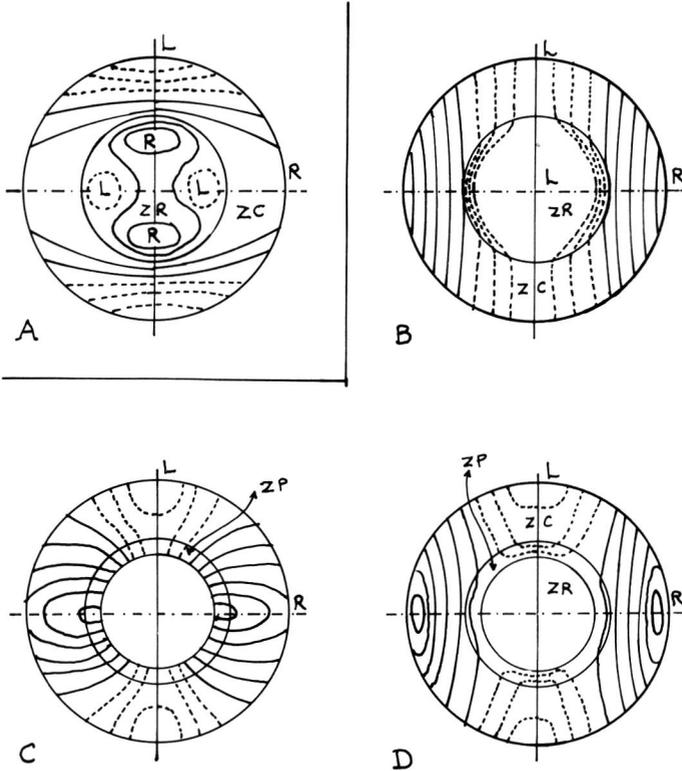


Figure 1 : Modèles du Soleil (schémas d'après publications originales citées dans le texte).

A) modèle issu de l'inversion des oscillations de pression.

B) modèle hydrodynamique typique, comparable à ceux de Gilman et de ses collaborateurs.

C) modèle semi-empirique de Yoshimura.

D) modèle semi-empirique de Rosner et Weiss.

Symboles : ZC : zone convective ; ZR : zone radiative ; ZP : zone de pénétration convective ; L : rotation angulaire plus lente que la moyenne ; R : rotation angulaire plus rapide que la moyenne.

Si D est inférieur à une certaine valeur critique D critique, on aura la stabilité. Si D est égal à cette valeur D critique, on aura une oscillation autour de la valeur $B = 0$ (c'est la bifurcation oscillatoire de Hopf). Pour D supérieur à D critique, on aura instabilité.

Si $\alpha\Omega' < 0$ dans l'hémisphère Nord, les ondes dynamos s'y propagent vers l'équateur. Comme l'hélicité résulte de l'expansion thermodynamique du gaz en ascension convective, on doit avoir $\alpha > 0$ dans l'hémisphère Nord. Donc *il faut* que Ω augmente vers l'intérieur, ce qu'on n'observe pas pour $r/R_{\odot} > 0.2$.

C'est à cause de cette constatation que l'on cherche à localiser le champ magnétique *sous* la zone convective, où α peut être négatif.

c) La discussion ci-dessus est due à Weiss (1986). Mais après l'avoir étudiée, nous avons examiné certains calculs antérieurs, dont le but était, à travers des traitements simplifiés de la cinématique et des équations dynamos, de retrouver le « *diagramme papillon* » bien connu des observateurs ; c'est-à-dire la dérive, au cours du cycle solaire, des phénomènes actifs vers l'équateur, qui, on l'a dit, imposent $\alpha\Omega' < 0$.

Nous avons, notamment avec les exemples des modèles de Stix (1976), mis en évidence des évolutions qualitativement correctes, en supposant l'isorotation cylindrique. Kohler (1973) et Yoshimura (1975) obtiennent des modèles analogues. Mais deux difficultés majeures subsistent, quantitatives. Pour obtenir un cycle de onze ans, il faut que η soit de l'ordre de 2.5 à $5 \cdot 10^7 \text{ m}^2/\text{s}^{-1}$, ce qui est très inférieur à la valeur de la diffusivité turbulente magnétique qu'impliquent les modèles de zone convective. De plus, le nombre α correspondant à la stabilité des modèles oscillatoires est de l'ordre de 0.02 à 0.3 m s^{-1} , par opposition à la valeur 50 m s^{-1} obtenue par la théorie de la longueur de mélange appliquée à la zone convective.

Stix étudie aussi les « dynamos Ωj », dont l'effet ne dépend pas de l'hélicité de la turbulence : la rotation est alors la seule source d'anisotropie dans le champ de vitesses turbulentes. Les équations de la dynamo Ωj peuvent être combinées avec celle de la dynamo $\alpha\Omega$. Les solutions qualitatives obtenues conviennent. Mais la convergence des calculs n'est pas bonne du tout.

Discutant ces derniers calculs, Stix montre que la composante radiale B_r reste en retard de phase sur la composante azimutale B_{ϕ} ; ceci est contradictoire avec les modèles en isorotation cylindrique, mais semble en bon accord avec l'observation (par exemple pendant le cycle 20). La remarque de Stix renforce évidemment les modèles où $\frac{\partial\Omega}{\partial r} < 0$, et affaiblit les modèles à isorotation cylindrique à la Gilman.

Une série d'études ultérieures (Yoshimura, 1983, donne une bonne bibliographie d'ensemble) part de l'équation d'induction, mais introduit quelques

raffinements importants. Yoshimura fait un développement des composantes de la vitesse en séries de Fourier. Mais le champ de vitesses donné comprend des fonctions de r et φ (φ : latitude) qui représentent des déformations topologiques — gradient radial de la rotation différentielle, ou déformation des composantes non axi-symétriques du mouvement.

Des choix habiles des conditions aux limites permettent une adéquation des mouvements aux limites extérieures et intérieures de la zone convective.

Les résultats correspondent bien aux observations du diagramme papillon, et notamment prévoient l'observation maintenant classique de la durée des *migrations* du pôle à l'équateur — de l'ordre de 18 à 22 ans. On note que le renversement de polarité apparaît ici, vers une profondeur moyenne, au cœur de la zone convective. Le développement de Fourier montre que la composante $m = 2$ correspond bien à une distribution longitudinale des phénomènes actifs tels qu'observés. En 1984, Yoshimura et al. se lancent dans une solution encore plus élaborée : ils introduisent une anisotropie de la diffusivité η , dont les composantes toroidales et poloïdales sont différentes ; le rapport des diffusivités radiales et azimutales est aussi différent des valeurs toroidales aux valeurs poloïdales ; ceci se traduit par une équation d'induction de forme tensorielle. La discussion montre que la diffusivité influence le comportement des champs, ainsi que la parité des modes du développement de Fourier. L'alternance des polarités Nord et Sud est mal représentée pour les modes pairs, et pour $\eta \approx 1$; mais pour $\eta \approx 1.9$, les modes impairs donnent une bonne alternance des polarités Nord et Sud (il s'agit de valeurs normalisées de la diffusivité proprement dite). La discussion des paramètres d'anisotropie montre que ce phénomène accroît la différence de comportement entre modes pairs et impairs. Les auteurs se posent donc le problème de savoir ce qui commande le taux de croissance des modes (les termes non linéaires, négligés, assurant la stabilité des oscillations), et la fréquence du cycle magnétique. Le taux de croissance est déterminé par la compétition entre le processus dynamo (et le nombre D) et la diffusivité (coefficient η). C'est la partie réelle du coefficient σ dans les exponentielles $\exp(\sigma t)$ introduites pour représenter la variation temporelle du champ. La partie imaginaire en donne la fréquence.

Il semble que dans l'analyse de Yoshimura et al. (1984), l'anisotropie de la diffusivité joue le rôle que joue, dans d'autres modèles cinématiques, la circulation méridienne.

Dans des registres analogues, mais encore plus simples, on doit signaler la méthodologie de Sheeley et de ses collaborateurs (Sheeley et al., 1986 ; DeVore et Sheeley, 1987). Ces auteurs partent encore de l'équation d'induction, en imposant en surface les conditions observées, et en résolvant seulement en surface, l'effet de l'intérieur étant représenté par une « fonction-source » décrivant l'émergence de nouvelles régions bipolaires : il s'agit essentiellement d'un « prolongement analytique » sur le soleil des champs bipolaires

observés. Le calcul permet de faire évoluer ces champs, et l'échelle de temps en fixe le paramètre libre : la diffusivité.

3. *Dynamos complexes. Rôle de la force de Lorentz*

Peut-on évaluer l'effet d'un champ de vitesses (arbitraire !) sur la théorie dynamo cinématique ? Une telle étude (Hoyng) met en évidence l'importance sur l'action dynamo des fonctions de corrélation des vitesses (turbulents) mesurées à un point en co-mouvement avec le flot convectif moyen. Cette sensibilité montre que le caractère linéaire des théories cinématiques usuelles (qui laissent inchangé le champ de vitesse initial) peut être grossièrement erroné.

Il convient donc d'étudier les effets de la force de Lorentz sur les mouvements.

a) *Effets de la force de Lorentz*

Schüssler pose très simplement le problème de la compréhension des ondes superficielles de torsion détectées par Howard et Labonte.

L'onde dynamo crée une onde de force de Lorentz qui accélère la rotation là où le champ est grand, ce qui associe naturellement les zones rapides aux zones actives. La force de Lorentz $\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ est limitée à sa composante toroïdale :

$$\mathbf{f}_t \sim \frac{1}{4 \pi d} |\mathbf{B}_t| \cdot |\mathbf{B}_p|$$

où d est l'extension de la partie « intéressante » ($\sim 10^4$ km) de la zone convective. On voit qu'il est facile de créer les vitesses observées avec une valeur « plausible » de la force de Lorentz à laquelle le champ de vitesses réagit très vite dans ces régions. L'éruption des tubes de forces a lieu là où le gradient de la force de Lorentz est le plus fort : ceci est en bon accord avec Howard et LaBonte.

Une analyse très intéressante de Schmitt fait intervenir de façon très directe la force de Lorentz par la représentation paramétrique du terme α d'hélicité par une combinaison linéaire de plusieurs polynômes de Legendre. Sous cette forme, le calcul explicite est comparable à celui de la dynamo cinématique. Bien entendu, une grande (et même excessive !) flexibilité, due à la liberté de choix des paramètres, permet de représenter les migrations vers l'équateur, et les alternances usuelles de polarité. Il est intéressant cependant de noter que le rôle du paramètre qui commande le comportement de α ($\mu = \cos\varphi$) est essentiel et permet de faire apparaître aux voisinages des pôles, des dérives vers le pôle — ce qui se compare avec les diagrammes de l'évolution de l'activité coronale, selon Leroy et Noëns (voir Pecker 1988).

b) *Modèles dynamos complexes*

En toute rigueur, la force de Lorentz doit être introduite dans l'équation de conservation du moment. Ceci a été fait d'abord dans l'approximation de Boussinesq. Les travaux de Glatzmaier (dans la droite ligne des travaux de Gilman et al., étudiés au paragraphe 2) conservent l'approximation anélastique, mais traitent une dynamo complexe, et tiennent compte de la géométrie sphérique, de la rotation, d'une stratification en densité, et de la pénétration convective.

On part d'un état de référence indépendant du temps, autour duquel on cherche à déterminer les perturbations. Au premier ordre, le système suit une loi adiabatique, et l'état de référence est en rotation. Les quantités moyennes sont perturbées par des *petites* quantités et on écrit l'équation aux perturbations. On fait ensuite évoluer le système ; les développements en polynômes de Chebyshev font intervenir 17 modes radiaux ($n \leq 16$) et 1 024 modes horizontaux ($|m| \leq |\ell| \leq 31$).

Les résultats sont intéressants à maints égards. Tout d'abord, la façon dont l'énergie est concentrée dans les modes m : l'énergie magnétique est concentrée dans les modes m petits ; au contraire l'énergie cinétique, beaucoup plus forte (d'un facteur mille, ce qui explique la valeur de la théorie cinématique), est distribuée dans les modes $m \sim 0$ (grands champs de vitesses toroïdaux axisymétriques) et vers $m \sim 10$ à 15, en raison du rapport favorable des composantes horizontales et radiales (on notera que ceci semble contredire les données relatives aux oscillations telles que celles mesurées par T. Brown, qui montrent que dans la photosphère l'énergie est plutôt concentrée dans les modes $m = \pm \ell$). L'auteur aboutit à une convection en cellules en forme de bananes, où les mouvements sont hélicoïdaux. On calcule la distribution de l'hélicité.

La structure magnétique oscillatoire stable est obtenue après plusieurs milliers d'étapes, ce qui donne une idée de la complexité des calculs. Mais, malgré cela, l'auteur fait *in fine* un constat d'échec. Il montre cependant comment on peut concevoir la séparation de la zone convective en deux couches, l'une profonde, où l'on résout l'équation d'induction, la dynamo étant « profonde » (une conclusion générale !), l'autre (extérieure) où la force de Lorentz est nulle ainsi que la dissipation Joule ; on fixe le potentiel a priori à la profondeur de la transition.

Les travaux plus récents de l'équipe de Gilman ne concernent pas le cycle mais essentiellement (Gilman 1987) l'influence sur les oscillations non axisymétriques du gradient superadiabatique et de la rotation différentielle, ainsi que (Choudhuri, Gilman) l'éjection des tubes de force depuis la zone radiative jusqu'à la photosphère.

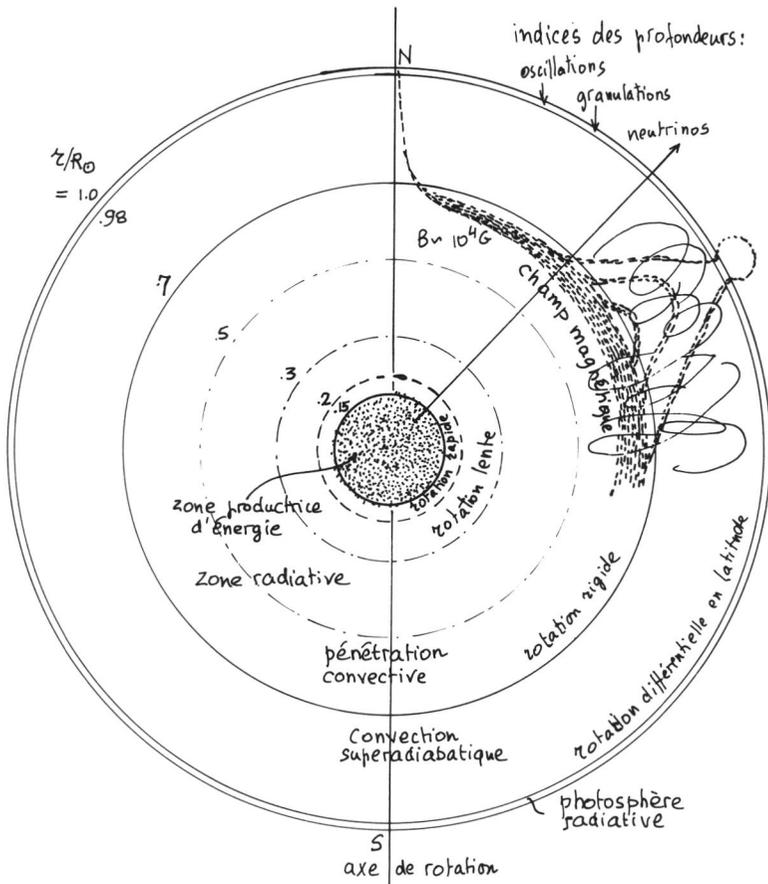


Figure 2 : Modèle solaire.

La pénétration convective fait émerger du champ magnétique profond ($B \sim 10^4$ Gauss) des tubes de force qui apparaissent éventuellement à des latitudes que commande la structure des mouvements convectifs.

c) Quelle est la *cause* du magnétisme et du cycle d'activité ? Peut-on conclure actuellement ? Cette question est bien posée par Gough, Stix, 1987, et de bonnes bibliographies sont données par Stix, 1981, et Gilman, 1986. Tous les arguments avancés en conclusion des études citées dans les pages ci-dessus concluent à la nécessité de faire appel à une *dynamo solaire profonde*. Mais il faut aussi penser aux observations relatives aux grands cycles (315 ans) solaires, et aux données relatives aux variations du rayon et de la luminosité. Ces données poussent aussi à la localisation profonde du magnétisme (confor-

mément au schéma de la figure 2). Et c'est cette géométrie à laquelle doivent s'appliquer les méthodes de solution des équations du problème, dont on a vu qu'elles étaient encore très insuffisantes.

d) Si l'on revient donc sur les *équations du problème*, on doit admettre que leur solution est encore médiocre. Un élément de cette solution a été abordé de façon très suggestive par Weiss (1986) qui décrit des ondes dynamos non-linéaires dans une géométrie simplifiée, et met en évidence l'existence de solutions du type « chaos déterministe ».

Une autre façon de faire évoluer cette question a été proposée par DeLuca et Gilman, 1986, qui ont étudié l'émergence des tubes de force à partir de la région sub-convective, où il faut alors admettre des champs très localisés (couche « mince ») de l'ordre de 10^4 gauss, et une frontière entre zone radiative et zone convective déformée de façon irrégulière (par la pénétration convective ?) : c'est une « dynamo à l'interface radiative-convective ». Une possibilité est celle défendue en 1974 par Moffat, et par Kraichnan en 1976 : il faudrait résoudre rigoureusement l'équation d'induction, mais en coordonnées lagrangiennes : cela permettrait de mieux tenir compte des coefficients tensoriels tels que α . Enfin Stix, 1987, suggère à la suite de Knobloch, Hoyng, Niklaus, l'introduction d'un opérateur $\mathbf{L} (*) = \nabla(\mathbf{u} \times *)$ considéré comme stochastique, et qui intervient naturellement dans l'équation du mouvement et l'équation d'induction. Cet opérateur appliqué une fois donne une solution de 1^{er} ordre valable si les perturbations sont petites ; mais il peut être appliqué successivement un grand nombre de fois, aux quantités concernées, jusqu'à la convergence. On peut montrer que cette convergence dépend du nombre de Strouhal $S = \nu\tau/\ell$, où ν est la vitesse quadratique moyenne des perturbations ; ℓ la longueur de corrélation liées aux perturbations ; t le temps physique d'application de l'opérateur L . Si S est inférieur à une valeur critique S_c de l'ordre de l'unité, la convergence sera bonne. Si S est de beaucoup inférieur à S_c , alors on obtient la condition de qualité de la solution du « 1^{er} ordre », solution comparable aux solutions complètes étudiées ci-dessus (par exemple par Glatzmaier). C'est sans doute dans cette direction que les progrès à venir devraient, selon nous, se développer.

J.-C. P.

BIBLIOGRAPHIE

- T. BROWN, *Nature*, **317**, 591-599, 1985.
 A.R. CHOUDHURI, P.A. GILMAN, *Astrophys. J.*, **316**, 788-800, 1987.
 E.E. DELUCA, P.A. GILMAN, in : *Cool stars, stellar systems and the Sun* (ed. by M. Zeilik and D.M. Gibson), *Lectures Notes in Physics*, **254**, 173-176 ; Springer, 1986.
 C.R. DEVORE, N.R. SHEELEY, *Solar Phys.*, **108**, 47-59, 1986.
 B. DURNEY, *Astroph. J.*, **297**, 787-798, 1985.

- B. DURNEY, preprint : « The generalization of mixing-length theory »..., 1987.
- T.L. DUVAL, W.A. DZIEMBOWSKI, P.R. GOODE, D.O. GOUGH, J.W. HARVEY, J.W. LEIBACHER, *Nature*, **310**, 22-25, 1984.
- P.A. GILMAN, G.A. GLATZMAIER, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**, 335-349, 1981.
- P.A. GILMAN, J. MILLER, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 585, 1986.
- *P.A. GILMAN, in : *Physics of the Sun* (ed. by P.A. Sturrock), vol. 1, 95-160 ; Reidel, 1986.
- *P.A. GILMAN, E.E. DELUCA, in : *Cool stars; stellar systems and the Sun* (ed. by M. Zeilik and D.M. Gibson), *Lecture Notes in Physics*, **254**, 163-172 ; Springer, 1986.
- P.A. GILMAN, *Astrophys. J.*, **318**, 904-912, 1987.
- G.A. GLATZMAIER, *J. Comp. Phys.*, **55**, 461-484, 1984.
- G.A. GLATZMAIER, *Astrophys. J.*, **291**, 300, 1985.
- G.A. GLATZMAIER, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **31**, 137-150, 1985.
- *D. GOUGH, *Nature*, **319**, 263, 1986.
- J.E. HART, J. TOOMRE, A.E. DEANE, N.E. HURLBURT, G.A. GLATZMAIER, G.H. FICHTL, F. LESLIE, W.W. FOWLIS, P.A. GILMAN, *Science*, **234**, 61-64, 1986.
- P. HOYNG, *J. Fluid. Mech.*, **151**, 295-309, 1985.
- F. KRAUSE, in : *Role of magnetic fields in physics and astrophysics* (ed. by V. Canuto) *Annals New York Acad. Sci.*, **257**, 156-172, 1975.
- H. KÖHLER, *Astron. Astrophys.*, **25**, 467, 1973.
- R.H. KRAISHNAN, *J. Fluid Dyn.*, **77**, 753, 1976.
- H.K. MOFFAT, *J. Fluid Dyn.*, **65**, 1, 1974.
- H.K. MOFFAT, *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*, Cambridge Univ. Press., 1978.
- *J.-C. PECKER, *Irish Astron. J.*, **18**, 3, mars 1988.
- R.M. PIDATELLA, M. STIX, *Astron. Astrophys.*, **157**, 338-340, 1986.
- R.M. PIDATELLA, M. STIX, G. BELVEDERE, L. PATERNO, in : *The Hydro-magnetics of the Sun*, 4th European meeting on solar physics, Noordwijkerhout, 1984 ; E.S.A. SP-220.
- R. ROSNER, N. WEISS, *Nature*, **317**, 790, 1985.
- D. SCHMITT, *Astron. Astrophys.*, **174**, 281-287, 1987.
- M. SCHÜSSLER, *Astron. Astrophys.*, **94**, L17-18, 1981.
- N.R. SHEELEY, C.R. DEVORE, L.R. SHAMPINE, *Solar Phys.*, **106**, 251-268, 1986.
- J.O. STENFLO, M. VOGEL, *Nature*, **319**, 285-290, 1986.
- J.O. STENFLO, M. GÜDEL, *Astron. Astrophys.*, **191**, 137-148, 1988.
- *M. STIX, *Astron. Astrophys.*, **47**, 243-254, 1976.
- *M. STIX, *Solar Phys.*, **74**, 79-101, 1981.
- *M. STIX, in : *Solar and stellar physics* (ed. by E.H. Schröter, M. Schüssler), *Lecture Notes in Physics*, **292**, 15-39 ; Springer, 1987.

*N. WEISS, in : *IAU Highlights of Astronomy* (ed. by J.P. Swings), **7**, 385-392 ; Reidel, 1986.

H. YOSHIMURA, S. KATO, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **23**, 57-73, 1971.

*H. YOSHIMURA, *Astrophys. J. Supp. Ser.*, **52**, 363-385, 1983.

H. YOSHIMURA, F. WU, Z. WANG, *Astrophys. J.*, **285**, 325-338, 1984.

* Les astérisques attirent l'attention sur les articles bibliographiques.

SÉMINAIRES

Activité cyclique dans le Soleil et les étoiles

— 5 janvier 1988 : Introduction générale (J.C. PECKER).

— 12 janvier 1988 : Activité dans la couronne solaire (J.-L. LEROY et J.-C. NOËNS).

— 19 janvier 1988 : Les « rouleaux » convectifs et le cycle (E. RIBES).

— 26 janvier 1988 : Oscillations du rayon observées pendant un cycle (F. LACLARE).

— 2 février 1988 : Granulation et cycle (R. MULLER).

— 16 février 1988 : Géomagnétisme et cycle solaire (P. SIMON).

— 23 février 1988 : Les ondes de choc et leurs manifestations au cours du cycle solaire (J.-P. LEGRAND).

— 1^{er} mars 1988 : The solar diameter and other indicators of solar activity variations (A. WITTMANN).

— 15 mars 1988 : Oscillations et cycle (Ph. DELACHE).

— 15 mars 1988 : Conclusions, interprétations (E. RIBES).

PROFESSEURS INVITÉS

Des personnalités étrangères, invitées par le Collège de France, ont donné, dans le cadre de la Chaire d'Astrophysique Théorique, des séries de conférences :

Le Professeur D.F. ROSCOE (Université de Sheffield, U.K.) a donné une leçon (en anglais) le 8 décembre 1987 : « Gravitation as a descriptive theory : Local relativistic spacetime towards Tiff't's quantized universe ».

Le Professeur J.V. NARLIKAR (Tata Institute of Fundamental Research) a donné quatre leçons (en anglais) sur « An approach to quantum cosmology »

19 et 16 avril 1988 : The classical big-bang cosmology

3 et 10 mai 1988 : Quantum gravity and the Early Universe

24 et 31 mai 1988 : Conformal quantization via path integrals

7 et 14 juin 1988 : Can Quantum cosmology resolve problems of classical cosmology ?

ACTIVITÉS DU LABORATOIRE
COMPOSITION DU LABORATOIRE

Membres permanents : C. BERTOUT (C.R. C.N.R.S.), J. BRUNEL (Prép. Temp. Coll. de Fr., retraitée depuis le 1^{er} janvier 1988), C. BRUNEL (vacataire), S. DEPAQUIT (Ing. C.N.R.S.), S. DUMONT (Astr. Adj. Observatoire de Paris, retraitée depuis le 1^{er} janvier 1988), B. ETCHETTO (Tech. Coll. de Fr.), E. GIRAUD (boursier à l'E.S.O.), M. GROS (Ast. Obs. de Paris), H. KAROJI (M. Asst. Univ. Paris VI), R. KRİKORIAN (M. Asst. Coll. de Fr.), S. LALOË (Ing. C.N.R.S.), L. LERICQUE (Techn. Coll. de Fr.), Ch. MAGNAN (sous-directeur du L.A.T.), M. MARTIC (Prép. Prép. Coll. de Fr.), I. NADDEO (Ing. Coll. de Fr.), P. MÉRAT (Ing. C.N.R.S.), J.-C. PECKER (Directeur du L.A.T.), E. SIMONNEAU (C.R. C.N.R.S.).

Membres à titres temporaires : K. SAHU (Ahmedabad, Inde, et Gröningen, Pays-Bas), M. SAHU-SRINIVASAN (Ahmedabad, Inde).

Chercheurs associés : R. BONNET (E.S.A.), J. BOUVIER (I.A.P.), J. BREY-SACHER (E.S.O.), S. CABRIT (I.A.P.), S. COLLIN (I.A.P.), Z. MOURADIAN (Obs. de Meudon), J. OXENIUS (Bruxelles), M. TEBOUL (Institut d'Orient), J.-P. VIGIER (I.H.P.).

COLLOQUES ET SYMPOSIUMS

— *The distance scale*, Victoria, Canada, 29 juin-3 juillet 1987. E. GIRAUD, Communication : no linearities of the distance scale and possible explanation.

— « *The Physics of compact objects : theory versus observations* », C.O.S.-P.A.R./I.A.U. Symposium, Sofia, juillet 1987. Communication : J. ISREN, R. LOPEZ, E. SIMONNEAU, I. DOMINGUEZ, « Radiative transfer in explosive phenomena in compact objects ».

— « *Atmospheric phenomena as manifestation of internal evolution of stars* », I.A.U. International colloquium, Tokyo, septembre 1987. Communication : J. ISREN, R. LOPEZ, E. SIMONNEAU, « *A simple solution to the problem of radiative transfer in supernovae envelopes* ».

— Célébration du 100^e anniversaire de l'Observatoire de Belgrade, septembre 1987. J.-C. PECKER : allocution d'ouverture.

— « *Astrophysics in Yugoslavia, II Workshop* », Belgrade, 8-10 septembre 1987. Participation : J.-C. PECKER, Communication : O. ATANACKOVIC-VUKMANOVIC, E. SIMONNEAU, « *An approximative solution in the frame of kinetic non-L.T.E. approach of Lyman α line in chromospheric conditions* ».

— « *Fundamentals of astrometry* », Colloque U.A.I. n° 100, Belgrade, 8-11 septembre 1987. J.-C. PECKER.

— « *Rapid Variability of Stars* », Tenth European Regional Astronomy, Meeting of the I.A.U., Prague, 24-29 août 1987. J.-C. PECKER (membre du Comité Scientifique d'Organisation), Communication (revue invitée) : « *From Tycho-Brahe to Prag 1987 : The ever changing Universe* ».

— *Journées scientifiques de la S.F.S.A.*, Toulouse, octobre 1987. M. MARTIC, Communication : « *Diagnostics à haute résolution des méso-cellules solaires au minimum de température* ».

— *Atelier Transfert de rayonnement*, Observatoire de Paris, décembre 1987. M. GROS.

— « *Le Monde des Galaxies* », en l'honneur de G. et A. DE VAUCOULEURS, Paris, 12-14 avril 1988. J.-C. PECKER (membre du Comité Scientifique d'Organisation, Président du Comité Local d'Organisation) : Introduction générale ; M. GROS (membre du Comité d'Organization).

— *Colloque Européen sur les Planétariums*, Paris, C.S.I. Vilette, 6-8 mai 1988. J.-C. PECKER : Ouverture du colloque.

— *Solar and stellar granulation meeting*, Capri, 21-25 juin 1988. M. MARTIC, L. DAMÉ, Communication : « *High resolution diagnostic of solar meso-scale structures in the temperature minimum region* ».

— « *Stellar Environment* », 4^e colloque de l'I.A.P., en l'honneur de J.-C. PECKER, Paris, juin 1988. Part. : Tout le laboratoire. Communication : J.-C. PECKER, « *The Sun, an ideal laboratoy for the modelist* ».

— *XXVII C.O.S.P.A.R. Plenary meeting*, symposium 12, 27-28 juillet 1988. MARTIC, L. DAMÉ : Communication : « *Observations and analysis of meso-scale oscillations in the temperature minimum region* ».

— « *The Teaching of Astronomy* », Celebrating the sesquicentennial of Johns Hopkins Observatory : 1838-1988, U.A.I. Colloque n° 105, Williams College, Williamstown, U.S.A., 27-30 juillet 1988. J.-C. PECKER, Communication (revue invitée) : « *The public misconceptions about astronomy* ».

— « *Building a world community : Humanism in the 21st Century* », Buffalo, International Union of Humanism and Ethics, 31 juillet-4 août 1988. J.-C. PECKER : Communication : « *The Challenge of the XXIth century, as seen by an ordinary scientist* ».

— « *The Earth's Climate and Variability of the Sun over recent millenia* », London (Colloque Roy. Soc. et Académie des Sciences), 15-16 février 1989. J.-C. PECKER (comme co-président and R.S. RUNCORN), and « *concluding remarks* ».

SÉMINAIRES, CONFÉRENCES, ÉMISSIONS RADIO ET TÉLÉDIFFUSÉES
(non publiées)

- M. GROS, *Stage « Astronomie »*, « Le Soleil », Poitiers, mars 1988.
- J.-C. PECKER, A. MORAVIA, C. RUBBIA, E. MORIN, table ronde : « *Les Intellectuels et l'atome* », Paris, novembre 1987.
- J.-C. PECKER, « *La petite lucarne* », émission télévisée du C.N.D.P., 8 janvier 1988.
- J.-C. PECKER, « *Le mythe extraterrestre* », Séminaire (au Collège de France) du Prof. R.J. DUPUY, 18 janvier 1988.
- J.-C. PECKER, « *Le bon plaisir de J.-C. Pecker* », France Culture, 23 janvier 1988.
- J.-C. PECKER, « *Evolution de l'Univers* », Union Rationaliste, 3 mars 1988.
- J.-C. PECKER, « *L'Univers 1988* », Conférence d'Enseignement Supérieur de Cannes, 22 mars 1988.
- J.-C. PECKER, « *Astrologie* » (table ronde « Vive l'intelligence »), Maison de la Culture de Gentilly, 18 avril 1988.
- J.-C. PECKER, « *Modèles en Astrophysique* », séminaire de Michel PATY, R.E.H.S.E.I.S. Jussieu, 19 avril 1988.
- J.-C. PECKER, « *Univers 1988* », Ecole Supérieure Ingénieurs E.E., Noisy-le-Grand, 26 avril 1988.
- J.-C. PECKER, *Les avenues de la recherche*, la neutrino astronomie solaire ; la neutrino astronomie extragalactique, avec P. AUGER, J.-J. LABEYRIE, France Culture, 10 mai 1988.
- J.-C. PECKER, « *Evolution de l'Univers* », Ecole Centrale des Arts et Manufactures, 19 mai 1988.
- J.-C. PECKER, « *L'astronomie d'hier et d'aujourd'hui* », Société des Amis des Archives Nationales, 31 mai 1988.
- E. SIMONNEAU, *Formation des raies spectrales et transport des atomes excités*, D.E.S.P.A., Observatoire de Meudon, 27 octobre 1987.

PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES

- O. ATANACKOVIC, E. SIMONNEAU, *Analysis of the kinetic effects in non-L.T.E. line transfer in stellar atmospheric conditions*, *Bull. Obs. Astron.*, Belgrade, **137**, 66-79, 1987.
- O. ATANACKOVIC, E. SIMONNEAU, *Parameters characterizing non-L.T.E. line radiative transfer in some astrophysical conditions*, *Bull. Obs. Astron.*, Belgrade, **137**, 58-65, 1987.

L. BEN JAFFEL, C. MAGNAN, A. VIDAL-MADJAR, *The Lyman Alpha albedo of Jupiter and Saturn*, *Astron. Astrophys.*, sous presse, 1988.

C. BERTOUT, *Report on T Tauri stars, 1988 triennial report of I.A.U. Comm.*, **27**, sous presse.

J. BOUVIER, *Rotation et activité dans les étoiles T Tauri*, Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1987.

S. CABRIT, C. BERTOUT, *A model of molecular emission in bipolar flows, 1987a*, in : *Proceedings of 122th I.A.U. Symposium circumstellar matter*, ed. by I. APPENZELLER and C. JORDAN, Dordrecht, Reidel.

S. CABRIT, C. BERTOUT, *A model of CO emission in bipolar flows, 1987b*, in : *Protostars and molecular clouds*, ed. by T. MONTMERLE and C. BERTOUT, Saclay, C.E.N.

S. DEPAQUIT, *Relation m,z des quasars (luminosité, décalage spectral)*, en préparation, 1988.

B.H. FOING, L. DAMÉ, J.-C. VIAL, P. GOUTTEBROZE, M. MARTIC, R.M. BONNET, *Structures fines chromosphériques : nouveaux résultats de la caméra de la région de transition*, Journées scientifiques de la S.F.S.A., *J.A.F.*, **29**, 15, 1987.

E. GIRAUD, « *A possible candidate of arc-like structure in a southern cluster of galaxies* », *Astrophys. J.*, soumis.

E. GIRAUD, « *A candidate for micro lensing* », *Astron. Astrophys.*, soumis.

I. KAZES, H. KAROJI, Y. SOFUE, N. NAKAI, T. HANDA, « *A most peculiar galaxy : IC 860*, *Astron. Astrophys.*, **197**, L22, 1988.

R. KRİKORIAN, *Diffusely reflection radiation in a spectral line from a gas in uniform translation*, *J.Q.S.R.T.*, soumis, 1988.

R. KRİKORIAN, *Time-dependent radiative transfer in a one dimensionnal medium*, en préparation.

M. MARTIC, L. DAMÉ, *Meso-scale brightnings observed in the 160nm solar continuum*, *Astron. Astrophys.*, soumis, 1988.

M. MARTIC, L. DAMÉ, *3 min. Intensity oscillation of Mesostructures in the solar Ca II K Line*, *Astron. Astrophys.*, en préparation, 1988.

M. MARTIC, L. DAMÉ, *Short period oscillation of the magnetic field over a Solar Plage*, *Solar Physics*, en préparation, 1988.

M. MARTIC, L. DAMÉ, *Observations of the chromospheric cavity modes*, *Astron. Astrophys.*, en préparation, 1988.

M. MARTIC, L. DAMÉ, *Oscillatory properties of Meso-scale intensity structures at chromospheric level advances in helio and asteroseismology*, Aarhus, juillet, 1986, ed. by J. CHRISTENSEN-DALSGAARD and S. FRANDSEN, *I.A.U. Symp.*, **123**, 433, 1988.

M. MARTIC, *Diagnostics à haute résolution des Méso-cellules solaires au minimum de température*, Journées scientifiques de la S.F.S.A., Toulouse, octobre 1987, *J.A.F.*, **31**, XX, 1988.

P. MÉRAT, *The neutrino astronomy after S.N. 1987A*, en préparation, 1988.

T. MONTMERLE, *Protostars and molecular clouds*, ed. by C. BERTOUT, C.E.N., Saclay, 1987.

J.-C. PECKER, *New Vistas on the solar activity cycle*, *The Irish Astronomical Journal*, **18**, n° 3, mars 1988.

J.-C. PECKER, « *From Tycho-Brahe to Prag 1987 : The ever changing Universe* », Proceedings, Tenth European Regional I.A.U. meeting 24-29 août 1987, Prague, vol. 5, ed. by P. HARMANEC, *Publ. Astron. Inst. Czechoslovak Academy of Sciences*, n° 70, p. 3-10, 1988.

J.-C. PECKER, S. DUMONT, Z. MOURADIAN, *The Center-to-limb on solar chromospheric and transition lines, and the effect of roughness of emitting layers*, *Astron. Astrophys.*, **196**, 269-276, 1988.

M. SRINIVASAN, S.R. POTTASCH, K.C. SAHU, J.-C. PECKER, *Internal dynamics of the Gum Nebula*, E.S.O., *The Messenger*, n° 50, p. 11-14, décembre 1987.

M. SAHU, S.R. POTTASCH, K.C. SAHU, P.R. WESSELIUS, *Cometary globules in the Gum nebula I. Infrared and optical properties of CG22*, *Astron. Astrophys.*, **195**, 269, 1988.

E. SIMONNEAU, L. CRIVELLARI, *On the application of iteration factors for temperature correction in stellar atmospheres*, *Astrophys. J.*, sous presse, 1988.

E. SIMONNEAU, J. ISERN, R. LOPEZ, *Radiative transfer in supernovalike envelopes : curvature and diffusion effects*, *Astron. Astrophys.*, soumis, 1988.

POPULARISATION ; PUBLICATIONS DIVERSES

S. DUMONT, J. MEEUS, « *Sur les traces d'une éclipse* », *L'Astronomie*, à paraître, 1988.

S. DUMONT, analyse d'ouvrage « *Dictionnaire de l'astronomie* », Philippe DE LA COTARDIÈRE, *L'Astronomie*, p. 657, décembre 1987.

M. MAGNAN, « *La Nature sans foi ni loi* », Les grands thèmes de la physique du XX^e siècle, Belfond/Sciences, 1988.

J.-C. PECKER, J. PERNET, « *L'Observatoire de Juvisy* », *L'Astronomie*, pp. 331-341, mai 1987.

J.-C. PECKER, Avant-propos du Séminaire : *Publics, contenus et média de l'enseignement à distance*, Centre National d'Enseignement à Distance, Actes du séminaire 1986-1987, p. 11-13.

- J.-C. PECKER, « *L'Astrologie est une poésie* », *Horoscope*, p. 128, juin 1987.
- J.-C. PECKER, « *L'Astronomie au Collège de France : un bref résumé* », *Les Cahiers Clairaut*, n° 39-40, p. 27-41, 1987.
- J.-C. PECKER, « *Contraintes et Libertés des modèles astrophysiques* », *Revue des Sciences Morales et Politiques*, **147**, n° 2, p. 549-562, 1987.
- J.-C. PECKER, « *Letter in response to P. Comte's paper : Comments on "Leonardo in orbits : satellite art"* », *Leonardo*, **20**, n° 3, p. 298, 1987.
- J.-C. PECKER, préface de : « *Henri Chrétien, des étoiles au cinémascope* », (R. FELDMAN, F. LE GUET, ed. by Cercle Scientifique et Technique, 48 p., 1987.
- J.-C. PECKER, « *Un prix Nobel français : J.-M. Lehn* », *Indiscrétions Astronomiques Publiables*, n° 29, p. 9, 1987.
- J.-C. PECKER, « *L'astronomie au tournant* », *N.I.N.*, Belgrade, 4 octobre 1987, en serbe.
- J.-C. PECKER, « *L'exigence de lucidité* », *Le Monde Diplomatique*, Manière de voir n° 1, pp. 16-17, décembre 1987.
- J.-C. PECKER, présentations d'ouvrages dans *Les Nouvelles de l'Académie* (séance du 4 janvier), p. 3-6, janvier 1988 : *Aux confins de l'Univers*, Jean SCHNEIDER, *Col. Nouvelle Encyclopédie des Sciences et des Techniques*, Fayard-Diderot, 362 p., 1987, et *Protostars and molecular clouds, Proto-étoiles et nuages moléculaires*, Ed. Montmerle-Bertout, C.E.A.-C.E.N. de Saclay, 230 p., 1987.
- J.-C. PECKER, « *Menaces sur le futur* », *Le Monde*, p. 1 et 22, 16 décembre 1987, et *Cahiers Clairaut*, n° 41, p. 24-26, printemps 1988.
- J.-C. PECKER, « *Louis Thollon, 1829-1927* », *Société d'Emulation de l'Ain*, sous presse, 1988.
- J.-C. PECKER, « *Henri Belliot 1897-1986* », notice nécrologique, *Ann. Anc. Elèves de l'E.N.S.*, p. 48-52, 1988.
- J.-C. PECKER, « *Un champion de la culture scientifique* », portrait par J.-M. DE MONTRÉMY, *La Recherche*, n° 197, p. 376-378, mars 1988.
- J.-C. PECKER, présentation d'ouvrage : « *M. Daumas : Arago, la Jeunesse de la Science* », *Les Nouvelles de l'Académie*, p. 34-36, mars 1988.
- J.-C. PECKER, préface de l'ouvrage de R. MARTIN ed., *La Vie dans l'Univers, Réflexions d'un amateur d'astronomie - Hommage à Camille Flammarion*, 1988.
- J.-C. PECKER, J.-P. KAHANE, débat : « *La culture scientifique. Vive l'esprit critique !* », *Révolution*, p. 61-64, 18-24 mars 1988.
- J.-C. PECKER, Ph. KOURILSKY, J.-F. LYOTARD, J. PETITOT, K. POMIAN, débat : *Dialogue pour un temps de crise*, *Le Monde*, p. XXXVI, 15 avril 1988.

J.-C. PECKER, « *Des Naines... aux super-géantes : les étoiles M* », *Les Presses du C.N.R.S.*, p. 7, n° 7, 1988.

J.-C. PECKER, commentaire de note aux C.R. : « *Sur le temps de la Microphysique* », de L. NOTTALE, *C. R. Acad. Sci, Paris, Série II*, **306**, p. 341-346, février 1988.

J.-C. PECKER, critique de livre : M. K. MUNITZ, *Cosmic understanding, Philosophy and Science of the Universe, Princeton University Press*, 1986. 1988.

J.-C. PECKER, H. REEVES, A. DELSEMME, « *Pour comprendre l'Univers* », « *L'évolution des étoiles* », *Société d'Astronomie de Lièges*, Bruxelles : De Boeck, sous presse, 1988.

J.-C. PECKER, « *Cosmologie* » in Gérard de VAUCOULEURS, *A life for Astronomy*, ed. by M. CAPACCIOLI, H. CORWIN, *World Scientific publ.*, p. 273-286, Teaneck, U.S.A., 1988.

MISSIONS D'OBSERVATIONS, SÉJOURS À L'ÉTRANGER,
COLLABORATIONS INTERNATIONALES

L. DAMÉ, M. MARTIC, M. GOUTTEBROZE, Ph. DELACHE, *six jours d'observations des oscillations chromosphériques* (N.S.O./Sacramento Peak Observatory, juillet 1987).

S. DUMONT, *Sur les traces de l'éclipse du 3 juin 1239* (Mirabeau, mars 1988).

E. GIRAUD, *Observations à la Silla, Chili* (juin 1987, janvier 1988, avril 1988) mission de longue durée à l'E.S.O. (garching).

E. GIRAUD, Ecole d'été à l'Institut d'Astrophysique de Byurakan, Arménie, 1987.

H. KAROJI, *Observations au radiotélescope de Nobeyama, Japon* (dans le cadre de la coopération P.I.C.S. C.N.R.S.-J.S.P.S. « Active phenomena in galaxies », 12-27 janvier 1988).

M. SAHU, *Kapteyn Laboratorium, Pays-Bas* (octobre 1987).

E. SIMONNEAU, projet bilatéral franco-italien : *Structure des couches extérieures des étoiles de type spectral A et plus tardives* (Trieste, Italie, 1-8 octobre 1987, 7 février-6 mars 1988). Collaboration à l'Observatoire de Trieste, Italie, avec M. Lucio CRIVELLARI : Suite des travaux sur l'emploi des « facteurs d'itération » dans le calcul des modèles d'atmosphères stellaires. Adaptation de cette méthode au calcul des modèles en dehors de l'équilibre radiatif.

E. SIMONNEAU, dans le cadre « Conventions d'échange et accords de coopération scientifique » (21 septembre-1 octobre 1987). Collaboration à

l'Observatoire de Belgrade avec M^{me} Olga ATANACKOVIC-VUKMANOVIC : Mise au point de technologies simples pour résoudre l'équation de transfert de rayonnement dans le problème de la formation des raies spectrales, moyennant l'emploi des « facteurs d'itération ». Définition d'un programme de recherche visant l'obtention d'une Thèse d'Etat pour M^{me} ATANACKOVIC.

E. SIMONNEAU, action intégrée 15/212 franco-espagnole : *Hautes énergies en astrophysique* (13 mars-13 avril 1988). Collaboration au Département Fisica del aire, Astronomia, Astrofisica, Barcelone, Espagne, avec R. LOPEZ, J. ISERN, R. CANAL : Recherche sur la modélisation des atmosphères des supernovae dans leur phase nébulaire. Transfert de rayonnement en géométrie sphérique. Transfert des neutrinos.

E. SIMONNEAU, Collaboration a l'Instituto de Astronomia y fisica del espacio, Buenos Aires, Argentine, avec J. SAHADE et A. HERNALZ : Programme de recherche pour l'étude du transfert de rayonnement dans le cas où il existe des mouvements macroscopiques dans les atmosphères stellaires. L'idée astronomique est de construire des modèles des étoiles Be. Au point de vue de la technologie, nous pensons que la méthode des « facteurs d'itération » que nous avons développée précédemment puisse s'adapter assez facilement aux besoins de cette modélisation.

ACTIVITÉS DIVERSES

S. DUMONT est responsable des publications à la Société Astronomique de France.

M. GROS continue à assurer des visites mensuelles à l'Observatoire de Paris.

J.-C. PECKER, Comité de Parrainage, 3^e Festival du film scientifique, Palaiseau, 13-20 novembre 1987.

DISTINCTIONS

H. KAROJI, Docteur d'Etat : « Contribution à l'étude des champs de vitesse dans les superamas de galaxies », thèse soutenue le 20 juin 1988.

J.-C. PECKER a été élu « membre fondateur » et membre du Conseil de l'Academia Europaea ; il a été élu Vice-Président du C.R.I.L.J. ; et nommé membre du Conseil d'administration et du Conseil scientifique de la Fondation de l'Electricité de France.