

Astrophysique théorique

M. Jean-Claude PECKER, *professeur*

Problèmes relatifs aux étoiles jeunes et en formation

(*Note* : Le cours de l'année précédente, qui concernait les champs de vitesse dans les atmosphères stellaires, se prolongera ultérieurement, une autre année, lorsque les progrès des recherches du laboratoire le justifieront. Le sujet du cours de 1968-69 correspond à une orientation nouvelle que nous espérons développer concurremment aux recherches sur la physique des atmosphères stellaires.)

Depuis le XVIII^e siècle (Kant, Laplace) les théories admises de la formation des étoiles ont fait jouer un rôle essentiel à quelque « nébuleuse primitive ». Aujourd'hui, il s'agit de préciser la nature des mécanismes physiques, et naturellement de façon quantitative, qui ont commandé, non seulement l'évolution préstellaire de tels nuages diffus, de masse stellaire, mais encore celle qui a conduit à la fragmentation des masses plus importantes en nuages pré-stellaires, qui doit se produire au sein d'une masse initiale en contraction ; et également celle des phénomènes qui ont précédé cette phase de contraction : on rejoint alors les problèmes cosmologiques.

I. — *Contraction d'une masse gazeuse. Phases initiales*

A. *Discussion de Jeans*

La bibliographie classique est importante. Les articles fondamentaux sont actuellement (ouvrages ou articles bibliographiques) : JEANS, *Astronomy and Cosmogony*, 1926 ; LAYZER, Formation of stars and galaxies, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 2, 1964, 341 ; BURBIDGE, KAHN, EBERT — VON HOERNER — TEMESRARY, *Die Entstehung von Sternen*, 1960, Springer ; SPITZER, UPTON, in : *Nebulae, Interstellar matter*, Kuiper-Middlehurst éd., 1968, Univ. of Chicago Press.

Cette contraction qui fait passer la densité de 10^{-24} à 10^{+10} g cm⁻³, et qui modifie considérablement T , p , τ , l'ionisation, le moment angulaire, le champ magnétique, est un phénomène considérable : il est évident que son

dérroulement ne peut être simple. On se préoccupera surtout d'abord du *début* de la contraction et de sa *fin*, réservant pour l'avenir l'étude des stades intermédiaires, encore embryonnaire (durée de vie trop brève) mais dont l'importance est sans doute grande pour permettre la compréhension des phénomènes circumstellaires de l'étoile « adulte ».

Dans la phase initiale de la contraction, deux questions :

(a) à quelles conditions une masse de gaz se détachera-t-elle du « reste » ? ;

(b) une fois détachée, à quelles conditions se contractera-t-elle, — et comment ?

La base de la discussion est encore aujourd'hui le critère de JEANS, critère d'*instabilité gravitationnelle* (sans doute des recherches basées sur la théorie des « catastrophes » de René THOM permettraient-elles une autre méthode de recherche, mais c'est actuellement prématuré).

En face d'une perturbation locale (condensation en un point, dilution en un point voisin), il faut évaluer l'augmentation de l'énergie thermique, et de l'énergie gravitationnelle (ou leur diminution). Si cette perturbation affecte un espace assez grand, des raisonnements quantitatifs de JEANS (dont la discussion détaillée est riche en enseignements) montrent que la diminution l'emporte ; l'énergie totale diminue, l'effondrement suit la perturbation. C'est l'instabilité gravitationnelle.

L'analyse quantitative de JEANS part des équations du mouvement (sous leur forme lagrangienne), complétées par les équations de continuité, et si

l'on pose $s = \frac{\delta \rho}{\rho}$ aboutit à la relation (écrite ici sous forme simple) :

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = 4 \pi G \rho s + \nabla^2 \left(s \frac{d p}{d \rho} \right)$$

soluble en s , et où le premier terme du second membre représente le terme gravitationnel, le second correspondant à l'énergie interne. Cette équation permet de discuter la propagation d'ondes de compression dans le milieu, et l'on montre que, pour toute longueur d'onde λ supérieure à une certaine valeur critique λ_c , il y a *instabilité* et détachement. On a

$$\lambda_c^2 = \frac{\pi}{G \rho} \frac{d p}{d \rho} \simeq (\text{cas adiabatique}) \frac{\pi \gamma v^2}{3 G \rho}$$

avec les notations usuelles ; et où v désigne la vitesse moyenne des particules du gaz.

Le problème qui se pose est celui du calcul de v^2 . Pour une masse gazeuse initiale (et en pratique on traitera le cas sphérique comme suffisamment repré-

sentatif), on utilisera la relation globale de POINCARÉ-EDDINGTON, qui s'écrit à l'équilibre :

$$2 \mathcal{E} + \Omega = 0$$

où \mathcal{E} est l'énergie cinétique et Ω le viriel des forces qui s'exercent dans le milieu.

On peut estimer Ω en tenant compte d'abord seulement des forces de « self-gravitation ». Mais clairement le traitement complet devra faire intervenir les forces dues à l'énergie interne, aux champs magnétiques, aux pressions extérieures (rayonnement et particules), les forces de Coriolis dues à la rotation galactique, les effets de processus physiques variés (collisions, absorption, changements d'état...), etc.

Alors, si R est le rayon de masse gazeuse considérée, on trouve $\lambda_c \sim 2 R$, ce qui indique qu'une masse en *équilibre* ne se fragmentera pas. JEANS est donc obligé (en un raisonnement d'ailleurs peu satisfaisant) d'expliquer la fragmentation par une perte d'équilibre due à une contraction ou un refroidissement *très* rapide. La condition d'instabilité, c'est

$$2 \mathcal{E} + \Omega < 0$$

qui équivaut à $R > \lambda_c$.

A partir de cette attaque préliminaire (et peu physique quant aux processus localisés), deux méthodes de solution du problème physique restent possibles (a) celles qui utilisent les relations globales (POINCARÉ-EDDINGTON-JEANS) convenablement généralisées. Elles permettent de suivre l'évolution globale, mais pas le détail de l'évolution ; (b) celles qui utilisent les équations de l'hydrodynamique, localement, convenablement écrites (avec des équations d'état réalistes, en assurant une continuité physique du milieu, en tenant compte des problèmes de transport d'énergie radiative ou mécanique, ou de moment angulaire — par exemple).

B. Utilisation de l'inégalité de Jeans

Le problème, dans tel ou tel cas particulier, est d'exprimer le viriel d'une part, d'autre part de faire intervenir l'énergie interne du milieu, par l'intermédiaire de l'équation de MAYER. L'énergie totale $E = U + \Omega = f(\gamma)$ a donc un signe qui dépend de γ et la discussion de ce signe commande les conditions d'instabilité : cette discussion n'est pas complètement équivalente à celle de l'inégalité de JEANS mais conduit aux mêmes résultats.

On peut remarquer que dans une contraction $\Delta \Omega < 0$; il s'ensuit une variation $\Delta E < 0$; on estime alors $\Delta U = -\frac{1}{3(\gamma - 1)} \Delta \Omega$ qui est positive : on a donc une fraction de l'énergie ΔU perdue en échauffement, l'autre en rayonnement.

Dans le cas particulier d'une sphère gazeuse, on peut exprimer Ω simplement, et poursuivre les calculs pourvu que l'on connaisse la variation de la masse dans cette sphère. Calculs faits, l'inégalité de JEANS donne, dans une sphère homogène :

$$S \text{ \& } T < G M/R$$

ce qui fixe une limite supérieure à la température moyenne. Si la température est supérieure à cette limite, le rayonnement produira une excessive perte d'énergie, et la masse s'effondrera. Connaissant des valeurs initiales de M , T , la relation de JEANS permet donc, sous cette forme plus spécifique, de calculer le rayon de fragmentation.

Les applications numériques faites par JEANS n'ont sans doute qu'un intérêt limité.

Dans le cas des galaxies, ses estimations (une critique sévère peut en être faite, à l'aide des données dont on peut actuellement disposer) conduisent à des dimensions de 1,6 pc et des masses de $6 M_{\odot}$ pour les fragments laissés en arrière par la condensation.

Dans le cas des étoiles, on n'arrive à trouver des masses de l'ordre de grandeur stellaire (ou comprises entre M_{\odot} et $100 M_{\odot}$) que pour des densités initiales de 10^{-2} environ (soit trop forte !) ou des températures trop élevées. Il faut noter que JEANS suppose que la masse moléculaire moyenne est de l'ordre de 200 à 600 : sans doute pensait-il à des poussières, mais il néglige, à tort certainement, les interactions gaz-poussières et poussières-rayonnement.

L'inégalité de JEANS, où une expression améliorée de Ω , a été utilisée notamment par HOYLE (*Astrophys. J.*, 118, 513, 1953). Celui-ci suppose que l'énergie de mouvements d'ensemble (~ 10 km/s) de la masse condensée contribue au maintien de l'équilibre. De plus, il tient compte de l'énergie nécessaire pour l'ionisation de l'hydrogène. Il en déduit une réaction de la masse gazeuse à un apport d'énergie (gravitationnelle et cinétique) supposé se distribuer sur 10^{17} secondes (ce qui est du même ordre de grandeur que la constante de Hubble). On peut décrire schématiquement l'évolution calculée par HOYLE comme suit. Dans une première phase, l'ionisation se produit, la température augmente. Presque tout l'hydrogène étant ionisé, la température se fixe aux alentours de $15\,000^{\circ}$: une portion (1/4 environ) de l'énergie disponible sert à l'ionisation, l'autre compense les pertes par rayonnement. La température monte lentement à $25\,000^{\circ}$, le rayonnement devient plus grand ; comme aucune énergie n'est plus nécessaire pour l'ionisation, la température s'élève aussi brutalement, et atteint 10^5 et 10^6 . En somme, il faut constater que le système se stabilisera aux alentours de deux températures d'équilibre : soit entre $10\,000^{\circ}$ et $25\,000^{\circ}$ (H en cours de ionisation), soit à des températures beaucoup plus élevées.

Lorsque, ce processus une fois décrit, on revient à l'inégalité de JEANS, l'énergie thermique (apportée par le mouvement d'ensemble) aboutit à des masses de fragmentation de l'ordre de $10^{10} M_{\odot}$ et plus ; l'énergie thermique en question empêche donc la fragmentation en petites masses, et ces conditions montrent donc sans doute que ce problème, essentiel pour les galaxies, ne l'est sans doute pas pour les étoiles qui font l'objet de notre cours.

HOYLE développe cependant sa théorie, en imaginant une hiérarchie de fragmentations : une masse de l'ordre de celle qui peut se condenser (masse supérieure même à celle d'une galaxie) doit (on se référera à HOYLE pour le détail de la démonstration) se fragmenter afin que la dissipation d'énergie puisse « suivre » la libération d'énergie. En ce qui nous concerne, nous estimons critiquable le point de vue de HOYLE, car il ne tient aucun compte de la localisation des dissipations d'énergie, et son raisonnement en quelque sorte « intégral » ne saurait justifier les phénomènes qui, physiquement, sont « locaux », que sont les fragmentations, quelque intérêt que puissent avoir ses idées sur les hiérarchies de fragmentation. Parmi les idées à retenir, celle sans doute que, si il peut exister une telle cascade de fragmentations, le premier stade est si lent, par rapport aux autres, que lui seul peut fixer l'âge du système.

Par analogie avec ce qui se passe dans la turbulence (la gravitation jouant ici le rôle de la pression), cette fragmentation successive d'une masse gazeuse en 4 ou 5 galaxies, puis, par quelques étapes (5, 6 ?) en étoiles, est appelée par HOYLE la « turbulence gravitationnelle ». Il étudie dans ce cadre les conditions qui se produisent suivant que la condensation est isotherme (et se fixe vers $10\,000^{\circ}$ en raison de ce qui a été dit plus haut : à des T inférieurs, la perte par rayonnement est trop faible) ou adiabatique. Inutile de dire qu'en forçant très peu les paramètres on trouve des âges galactiques et des masses stellaires d'un ordre de grandeur assez raisonnable ; nous ne pensons pas que de tels arguments *a posteriori* soient aujourd'hui suffisants pour justifier de la valeur physique d'une théorie !

De plus de portée est sans doute l'étude par G. FIELD (*Astrophys. J.*, 142, 531, 1965) de l'instabilité thermique, dans la mesure où, si la physique en reste simple (nous sommes toujours dans le contexte « intégral » de JEANS), le traitement mathématique en semble plus solide. D'ailleurs (voir ci-dessous, § B) Field lui-même a dû passer au traitement local de problème.

Nous avons vu chez JEANS et HOYLE, la contraction de la masse gazeuse démarrant, en raison d'un déséquilibre entre l'énergie (trop grande) de self-gravitation, et les énergies apportées par la température locale ou l'extérieur. La plupart des objets, dit FIELD, doivent donc leur existence à la « self-gravitation ». Mais c'est là limiter trop le problème ; il est fréquent que

l'énergie gravitationnelle Ω trop petite ne soit pas suffisamment compensée par l'énergie U de pression interne, et il faut un terme de pression extérieure.

$$2 U + \Omega < 0$$

(équivalent à la condition de JEANS, au voisinage de l'équilibre) doit être réécrite avec un terme de pression extérieure

$$2 U + \Omega - 3 p V < 0$$

(Voir EBERT, *Z. Astrophys.*, 37, 217, 1955 ; BONNOR, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 116, 351, 1956 ; et MCCREA, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 117, 562, 1957.)

FIELD va très loin dans la discussion. Nous ne le suivrons pas en détail dans ce résumé — d'autant qu'il prouve, ce que nous pressentions, que des processus ainsi définis sont sans doute sans importance dans le cas stellaire.

L'idée générale est d'évaluer d'une part les *pertes* d'énergie (par gramme et seconde), d'autre part les *gains*, et d'écrire, *localement* et non plus seulement intégralement, les équations

$$\mathcal{L}(\rho, T) = 0$$

qui, en fonction des conditions locales (densité ρ , température T), expriment l'équilibre des pertes et des gains.

Cette expression peut s'écrire *globalement* (intégralement), ou, si l'on veut, *localement* (mais alors, si le gaz n'est pas optiquement mince, \mathcal{L} dépendra de la solution d'une équation de transfert, donc de ρ et de T en tout point, en raison du couplage rayonnement-matière).

Toute évolution d'équilibre [et FIELD fait intervenir des évolutions isochores — pour les éliminer, d'ailleurs, — des évolutions isobares, et des évolutions adiabatiques] implique des perturbations de la fonction \mathcal{L} et la stabilité par rapport à ces perturbations implique une relation du type

$$\left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta T}\right)_\rho < 0 \quad (\text{isochore})$$

$$\left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta T}\right)_p = \left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta T}\right)_\rho - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \rho}\right)_T < 0 \quad (\text{isobare})$$

$$\left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta T}\right)_s = \left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta T}\right)_\rho + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \rho}\right)_T < 0 \quad (\text{adiabatique})$$

La discussion de ces inégalités permet de préciser certains caractères des instabilités (voir FIELD).

C. Les équations locales de la condensation

Les équations qu'il faut en fait résoudre pour aller plus loin sont les équations locales — et elles font intervenir les fonctions \mathcal{L} dont les consi-

dérations globales ne suffisent pas à tirer les conséquences physiques. Les équations locales sont bien connues. FIELD les écrit comme suit :

a) Equation de continuité (de conservation eulérienne de la masse) :

$$\frac{d \rho}{d t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \text{ (ou mieux } \frac{d \rho}{d t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0).$$

b) Equation du mouvement :

$$\rho \frac{d \mathbf{v}}{d t} + \nabla p = 0$$

(ou plus généralement :

$$\frac{d \mathbf{v}}{d t} + \frac{1}{\rho} \nabla p = \mathbf{F},$$

où \mathbf{F} représente les autres forces agissant sur la matière que les forces de la pression).

c) Equation de la chaleur (ou de l'énergie) :

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{d p}{d t} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{d p}{d t} + \underbrace{\rho \mathcal{L}}_2 - \underbrace{\nabla \cdot (K \nabla T)}_3 = 0.$$

Le terme 1, c'est la perte d'énergie interne ; le terme 2 la perte de rayonnement, et le terme 3 la conductivité thermique.

L'expression du terme 1 suppose le gaz parfait.

d) Equation d'état (du gaz parfait) :

$$p = \frac{\mathcal{R}}{\mu} \rho T$$

(les notations sont classiques).

La formulation de FIELD (avec $\gamma = 5/3$) est critiquable en ce qu'elle néglige l'ionisation dont l'analyse de HOYLE montre bien qu'on ne peut se passer.

Dans ces équations considérées comme vérifiées à l'équilibre par des fonctions du point : $\rho = \rho_0$; $T = T_0$; $\mathbf{v} = 0$; $\mathcal{L}(\rho_0, T_0) = 0$, on introduit des perturbations supposées faibles, de la forme

$$a(\mathbf{r}, t) = a_1 e^{n t} e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$$

dépendant du point et du temps. Les équations aux perturbations sont (procédé classique !) linéarisées ; elles sont homogènes et permettent le calcul des perturbations ρ_1 , T_1 , p_1 , et le scalaire $k v_1$. Ecrire que le discriminant est nul, c'est écrire une équation en n , caractéristique du taux de croissance n de la perturbation.

Cette équation fait intervenir un certain nombre de nombres d'ondes : k et k_T : nombre d'ondes sonores dont les fréquences angulaires sont numériquement égales aux taux de croissance des perturbations isothermes ou isochores.

k_K : inverse libre parcours moyen des particules conductrices de la chaleur.

Ces considérations constituent la généralisation de l'équation non-adiabatique de propagation du son de STOKES-RAYLEIGH. Elles montrent la nature des instabilités qui peuvent se produire. Si les effets non adiabatiques sont petits, ce sont d'une part des ondes sonores (isentropiques), d'autre part des perturbations où q et T varient en opposition de phase et isobariques.

L'étude des domaines d'instabilité, poussée à fond par FIELD, en fonction des valeurs des 3 paramètres k qui caractérisent le milieu, est fort intéressante, mais impossible à détailler ici. De même peut-on se livrer à l'exercice de la généralisation des équations, en introduisant le magnétisme, ou la rotation du milieu gazeux, ou encore la stratification et l'expansion des masses gazeuses. Les applications au halo galactique ou aux amas de galaxies montrent qu'on peut trouver des ordres de grandeurs corrects.

Notre point de vue est qu'il faudrait reprendre — à l'échelle de la condensation stellaire — des méthodologies voisines de celles de FIELD ; cela reste encore à faire !

Mais négliger les interactions du gaz et des poussières serait certainement alors une très médiocre approximation.

II. — *Importance de la poussière dans la formation des étoiles*

A. *Théorie de Rouskol*

Une application immédiate de l'existence de poussières au critère de JEANS conduit à des masses critiques beaucoup plus faibles. Si q est la fraction de masse condensée en poussières, et si q est élevé, un grand nuage devient instable et commence à se contracter ; le processus s'accélère... On sera limité (très vite) au moment où la pression gazeuse est comparable à la pression de rayonnement.

Une discussion détaillée montre l'importance de la pression de radiation.

On se souvient de la suggestion déjà ancienne de SPITZER et WHIPPLE suivant laquelle deux particules de poussières, protégées l'une par l'autre d'une fraction du rayonnement, doivent nécessairement s'agglutiner. Le calcul détaillé conduit à des temps de condensation rapides ($\sim 10^7$ ans). Mais là encore, la pression gazeuse est traitée d'une façon assez primitive : des calculs plus détaillés conduisent à des ordres de grandeur différents. La

critique essentielle de ces travaux anciens, c'est que le processus des interactions physiques entre poussières et gaz y est exagérément schématisé.

Dans le « Colloque de Liège » de 1955 (*Particules solides dans les astres*), on trouvera les articles de ROUSKOL, LEBEDINSKY, ÖPIK, qui, sans résoudre pour autant le problème, ont apporté d'autres éléments de réflexion, surtout celui de ROUSKOL.

ROUSKOL élimine d'abord deux hypothèses de SPITZER et WHIPPLE, celles de la radiation isotrope, celle du gaz au repos. De plus, il faut faire intervenir une interaction gaz-poussières et notamment tenir compte, avec GOURÉVITCH, des collisions non élastiques des poussières ainsi que de la dissipation hors du système, des particules rapides.

Une étude détaillée des processus physiques est donc complétée par ces considérations, allant jusqu'à l'étude du bilan énergétique, particule par particule : les sources de chaleur sont le rayonnement extérieur, les collisions avec atomes et molécules, les réactions exothermiques entre atomes et molécules à la surface de la poussière ; les pertes sont essentiellement l'émission thermique.

Ceci posé, on résout des équations analogues à celles de FIELD. Le résultat de ROUSKOL, malgré les approximations, est intéressant : la masse interne K contracte (si on tient compte de l'opacité) en 10^7 — 10^8 années ; mais l'extérieur du nuage est en expansion.

B. *Quelques faits d'expérience*

Des observations dans l'UV et dans le domaine IR tendent toutes à prouver l'existence de nuages circumstellaires constituées de poussières fines, analogues (peut-être) au stade final du modèle de ROUSKOL. La théorie de l'auteur (différentes publications en 1961) sur le spectre UV et les idées plus récentes de HARO et de l'école de Mexico semblent actuellement se rejoindre.

Mais bien des problèmes d'interprétation restent en suspens. Qu'est-ce qu'une étoile « non rougie » ? D'autre part, trop de paramètres inconnus empêchent encore de déterminer la masse de poussière absorbante ! Notre intention étant de revenir ultérieurement sur cette question, nous en abrégons volontairement ici le résumé.

III. — *Contraction d'une étoile déjà formée, avant la série principale*

Dans ce qui précède nous avons considéré une masse gazeuse énorme, pratiquement transparente. A la suite de processus où jouent les questions que nous avons évoquées, mais dont le détail nous échappe encore, nous sommes obligés de considérer l'étoile comme formée : c'est une étoile

sphérique, détachée, — simplement nous considérons que les réactions thermonucléaires n'y jouent pas le rôle de sources d'énergie, les régions centrales étant encore trop froides.

Il nous faudrait résoudre les équations (bien classiques !) de la structure interne, en tenant compte, *couche par couche*, de la libération d'énergie gravitationnelle et de son mécanisme physique, en utilisant dans la solution de ce problème tout ce qu'on sait sur les opacités locales, en étant vigilant à tous les types possibles d'instabilité qui peuvent se produire à un moment ou à un autre.

La bibliographie classique se trouve dans : SCHWARZSCHILD (*Stellar Evolution*) dans les ouvrages cités de KAHN, etc., dans l'article de HAYASHI, Evolution of protostars (*A. Rev. Astr. Astrophys.*, 4, 171, 1966), et celui de UPTON dans le volume VII de *Stars and Stellar Systems*.

On négligera (!) rotation, magnétisme, et écarts à la symétrie sphérique.

Le premier problème qui se pose est celui des conditions initiales, la masse, la densité moyenne, la température cinétique moyenne ; les choix sont limités d'une part par les déterminations des quantités observées (on prendra $M < 100 M_{\odot}$, $\bar{\rho} \sim 10^{-20}$ à $T \sim 30^{\circ}$ ou 3.10^{-11} à $T = 10^4$, selon JEANS).

La contraction est essentiellement une perte d'énergie potentielle : elle a lieu si la perte d'énergie par rayonnement n'est pas localement compensée par des sources d'énergie. On peut dire (aussi) qu'il y a contraction si l'effet de la gravité excède celui de la pression : la première définition est thermodynamique et globale ; la seconde, dynamique et locale. Pour traiter le problème numériquement, certaines hypothèses sont encore nécessaires : on supposera que la contraction est assez avancée pour que le rayonnement ne s'échappe que d'une couche extérieure *mince* ($\tau < 1$) ; d'autre part on admettra que le temps hydrodynamique de la contraction est plus court que le temps thermique de refroidissement (pour que l'on puisse utiliser l'équilibre hydrostatique). Ces deux conditions longuement discutées dans le cours, conduisent à des températures moyennes élevées $T \sim 10^5$ et des rayons faibles $R < 100 R_{\odot}$.

On peut traiter facilement le problème de la contraction, en la supposant « homologue ».

De façon cependant plus générale, on procédera comme suit. Tout d'abord on remarque que le choix des conditions initiales (voir SCHWARZSCHILD) est assez peu important : assez vite on convergera vers une séquence évolutive unique à partir de n'importe quelles conditions initiales. On choisit la masse et le rayon initiaux et bien entendu la composition chimique. On résout les

équations de la structure interne ; on termine quand la température centrale atteint la valeur où les réactions nucléaires commencent à être une source d'énergie non négligeable : on est arrivé sur la série principale.

Les équations sont classiques : (a) équilibre hydrostatique, (b) taux de création d'énergie, (c) équation de définition de la densité locale, (d) équation de transfert de l'énergie (par rayonnement de convection). Ces équations caractérisent la structuration, en couches, de l'étoile. Trois équations explicites relient les paramètres : l'équation d'état, la fonction d'opacité, le taux de production d'énergie, toutes équations algébriques locales, les quatre équations fondamentales étant des équations différentielles, en chaque point de l'atmosphère.

La discussion de ces équations fait apparaître, dans tous (ou presque tous) les travaux classiques, des imperfections longuement discutées dans le cours. Il faudrait un terme non hydrostatique qui permettrait d'évaluer les vitesses locales de contraction, il faudrait éviter des évaluations simplistes (cas gris ou noir) de la pression de radiation dans les couches extérieures, du rôle des poussières, etc.

La discussion des équations explicites locales montrent comment, en pratique (dans un diagramme température-densité), on peut le plus souvent négliger tel ou tel terme dans l'équation d'états, l'opacité, ou le débit local d'énergie.

Une discussion du rôle de la production d'entropie et de la façon dont cette notion pourrait aider les calculs est amorcée, trop brièvement malheureusement...

Une discussion de l'unicité des solutions met en évidence l'importance du problème posé par l'homogénéité de la composition chimique : une étoile en évolution déjà avancée s'appauvrit en éléments légers (hydrogène). Mais, même dans une étoile en formation et en contraction un effet de tri qui dépend des masses, des dimensions, des charges de particules de gaz et de poussières, peut jouer d'une façon non négligeable (PECKER, 1961).

(a) *Contraction homologue*

Cette question est trop classique pour être ici rappelée en détail. La contraction homologue suppose une réduction en dimensions, mais suppose aussi que la distribution de masse n'est pas altérée : le taux de réduction du rayon suffit à fixer l'évolution des paramètres physiques. Dans une contraction ou extension homologues, l'évolution d'un polytrophe est simple (RITTER, LANE) et son indice polytropique inchangé, ce qui permet la simplification de certaines relations et la solution du problème, numériquement facile.

Mais peut-on ainsi choisir très arbitrairement un type d'évolution ? A coup sûr non, si la composition chimique se modifie, — à coup sûr non, puisque l'évolution est déterminée autrement, par les termes des équations fondamentales qui dépendent du temps. Des calculs détaillés, et non arbitraires, prouvent cependant que la contraction homologue (au moins dans les régions non superficielles) est une assez bonne approximation. Mais il y a là toute une philosophie de l'évolution, avec laquelle on peut se trouver en désaccord ! UPTON définit d'ailleurs bien quelles conditions (restrictives notamment sur l'opacité) doit satisfaire une masse gazeuse pour que la contraction puisse être homologue. C'est surtout dans les régions extérieures que cette approximation peut être considérée comme très mauvaise.

Le modèle de LEVÉE, construit dans cet esprit, est discuté en détail.

Cet auteur (*Astrophys. J.*, 117, 200, 1953) part d'un modèle « initial » non polytropique qu'il fait évoluer par homologie contractive : l'indice polytropique (3 si le modèle initial est polytropique, ce qui n'est pas le cas ici) varie de 2,97 (centre) à 3,25 (surface), ce qui mesure assez bien la qualité des modèles polytropiques, et qui est dû à une loi d'opacité presque conforme aux déductions (postérieures) d'UPTON. Le temps de la contraction des modèles de LEVÉE est de l'ordre de 10^6 ans pour une étoile de masse solaire. On suppose le transfert d'énergie purement radiative. Cette hypothèse, malheureusement, est mauvaise, — et critique !

Le travail de HENYEY, LE LEVIER, LEVÉE (1955), celui de COX et BROWNLEE (1961) et celui de UPTON (1962) présentent des variantes non essentielles par rapport à celui de LEVÉE, et introduisent des réactions nucléaires pour un meilleur raccord avec la série principale, ou des configurations initiales fort différentes.

(b) *Travaux de Hayashi*

Le gros progrès dans ce domaine vient essentiellement du travail détaillé et très clairvoyant de HAYASHI.

Le théorème de HAYASHI est simple. Il précise dans le diagramme HR l'existence d'une région interdite, fonction de la masse et de la composition chimique. Les limites de ces régions interdites sont imposées par trois conditions : (a) les conditions photosphériques sont satisfaites à la surface, (b) les gradients de température ne sont pas superadiabatiques, (c) l'équilibre hydrostatique est réalisé.

Or, l'introduction de photosphères réalistes montre que l'équilibre radiatif ne peut être réalisé. Il faut plutôt alors partir d'étoiles adiabatiques convectives (polytrophe $n = 1.5$) ; dans la discussion, à des fins de simplification, on négligera le transfert superadiabatique et les effets sur le rayon de l'ionisation incomplète (de fait, ces effets sont assez petits pour ne pas camoufler

l'essentiel). Ces hypothèses conduisent à des relations entre le rayon et l'entropie d'une part, le rayon et la luminosité d'autre part, et enfin une relation masse-luminosité, le long de la série « limite », celle qui limite la région interdite.

Une discussion détaillée prouve bien qu'il s'agit d'une série limite : d'un côté de cette courbe, dans le diagramme de Herzprung-Russell, les étoiles n'évoluent que par une suite d'états d'équilibre, et elles s'effondrent vite.

La correction superadiabatique est calculée ; on montre quel effet elle peut avoir sur la limite de HAYASHI.

HAYASHI et ses collaborateurs ont calculé alors des séries limites qui se trouvent, avec des hypothèses raisonnables quant à la masse stellaire, coïncider avec les diagrammes d'amas de nombreux amas, mieux qu'aucune autre théorie antérieure.

Ces séries limites semblent donc bien des séries isochrones : cela correspond au temps d'effondrement vers ces séries, très court par rapport au temps d'évolution dans les phases ultérieures. Le long de ces séries isochrones (assimilées au temps $t = 0$) l'étoile évolue en se condensant adiabatiquement, à température et luminosité décroissante jusqu'au point P où elle rencontrera la série évolutive des états en équilibre radiatif (celle de HENYEVY, LE LEVIER, LEVÉE). Avant ce point P l'âge de l'évolution par contraction adiabatique est évalué par HAYASHI ; il est très inférieur au temps d'évolution calculée par HENYEVY, LE LEVIER, LEVÉE, avant que l'étoile arrive à ce même point P.

La théorie de HAYASHI conduit donc à une réduction considérable des échelles de temps (de 10^7 années environ à 10^6 années pour un amas jeune typique comme NGC 2264 !).

Naturellement d'autres auteurs (COX, CAMERON et EZER, et HAYASHI lui-même) ont amélioré ces calculs, notamment par l'introduction de noyaux radioactifs, et l'apparition des réactions thermonucléaires.

(c) *L'évolution antérieure à la série limite de Hayashi*

Ce problème est encore traité de façon élémentaire. Comment l'effondrement que la théorie de HAYASHI rend nécessaire peut-il démarrer ? CAMERON développe des considérations subtiles sur l'instabilité thermodynamique ; l'effondrement est gouverné par l'échappement de l'énergie ; la température centrale augmente brutalement. LITTLE et UPTON ont montré que les phénomènes critiques se produisent quand l'énergie totale de l'étoile arrive à égaler l'énergie de dissociation et d'ionisation de tout l'hydrogène de l'étoile, soit vers $R \sim 100 R_{\odot}$.

HAYASHI lui-même discute l'ensemble du problème en évaluant (et en comparant) le temps de refroidissement, le temps de chauffage, le temps

d'expression, le temps de chute libre caractérisant une masse gazeuse de densité ρ et de température centrale T_c donnée. Naturellement, dans le diagramme ρ, T_c les courbes τ (profondeur optique) = 1 et celle de l'équilibre hydrostatique jouent un rôle fondamental. Suivant les conditions initiales il peut y avoir retour au milieu interstellaire (densité trop faible) ou, au contraire, chute libre, opacité croissante et évolution stellaire. Les processus physiques de refroidissement (par les grains solides notamment) jouent dans la discussion un rôle essentiel.

On peut la résumer (dans le cas où le nuage peut devenir stellaire) en assimilant l'évolution à la succession de cinq phases : (1) chute libre d'un nuage de grandes dimensions et transparent ; (2) apparition de l'opacité, chute libre ; (3) chauffage rapide qui freine la chute ; l'équilibre est néanmoins loin des conditions hydrostatiques ; (4) évolution adiabatique hydrostatique (phase HAYASHI) ; (5) évolution en équilibre radiatif.

C'est l'étude détaillée de la phase (2) qui semble prometteuse, malgré sa durée brève, pour expliquer certains phénomènes circumstellaires : ce devrait être une tâche des plus urgentes.

SÉMINAIRES

Les cours ont été complétés par une série de séminaires sur les Problèmes de physique et d'astrophysique :

M. H. REEVES, *Jeunes étoiles en rotation.*

M. J. AUDOUZE, *Problèmes énergétiques posés par la formation des éléments légers (Li, Be, B) dans les jeunes étoiles.*

M. M. HÉNON, *Etude de l'évolution d'un amas d'étoiles par la méthode de Monte-Carlo.*

M. E. GRADSZTAJN, *Cascade intranucléaire par la méthode de Monte-Carlo.*

M. E. SCHATZMAN, *Accélération de particules, chauffage d'un plasma et réactions nucléaires de surface. Solution possible d'un mystère énergétique.*

M^{me} M. FITREMANN, *Effet dynamo et champ magnétique galactique.*

M. A. BRISSAUD, *Elargissement des raies atomiques par effet Stark stochastique.*

M. A. ASTIER, *Exposé général sur les particules élémentaires.*

M. R. BONNET, *Effet maser de OH.*

En plus de ces séminaires, deux conférences ont été données par le professeur Frank J. Low, de l'Université de l'Arizona, U.S.A., sur les sujets suivants : *Infrared astronomy : observational techniques ; Infrared astronomy : recent results.*

COMPOSITION ET ACTIVITÉ DES ÉQUIPES DE RECHERCHE

La réforme en cours de l'Université affecte la structure de l'Astronomie française. A une structure arbitrairement baptisée horizontale (celle par observatoires ou instituts de recherche) se superpose une structure non moins arbitrairement baptisée verticale (par sous-disciplines, au sein de l'astronomie et de la géophysique).

Bien que le Professeur joue un rôle administratif à l'Observatoire de Nice, il est donc clair que ne peuvent figurer ici que les équipes de recherche où son activité et celle de ses collaborateurs s'exerce directement.

Ces équipes sont :

(1) Au sein du Groupe spécialisé national « Etoiles », l'équipe « Ecartés à l'équilibre thermodynamique local », composée de M^{lle} DUMONT (Observatoire de Meudon), M^{me} FROESCHLÉ (Observatoire de Nice), M^{lle} DROUIN (Observatoire de Meudon), et du Professeur.

(2) Au sein du Groupe spécialisé « Galaxie », l'équipe « Dynamique stellaire », animée principalement par M. HÉNON (C.N.R.S., Observatoire de Nice) et à laquelle appartient M. HAYLI, maître-assistant au Collège de France.

De plus, M^{me} DÉCHARD continue, comme chargée des fonctions d'aide de laboratoire, à assurer le travail administratif et à aider divers chercheurs de ces équipes ou d'équipes voisines, à la préparation de leurs publications.

Les travaux de M^{lle} DUMONT, de M. HAYLI, et du Professeur sont résumés ci-après. M^{me} FROESCHLÉ, chercheuse débutante, s'attaque aux problèmes de base liés aux problèmes hors ETL dépendant du temps.

Dans le domaine de la recherche solaire, les travaux, qui concernent principalement d'une part M^{lle} DUMONT (continuation de son travail de thèse et d'un travail antérieur de M^{lle} DEBARBAT et de M. PECKER), et d'autre part MM. POTTASCH et PECKER, sont consacrés à l'étude de la structure de la chromosphère calme et de la chromosphère active.

(1) En ce qui concerne la *chromosphère calme*, MM. PECKER et POTTASCH ont soumis à la revue *Astronomy and Astrophysics* un article sur la composition chimique de la chromosphère dans lequel ils prouvent que la composition de la chromosphère est beaucoup plus riche en métaux que la composition généralement admise pour la photosphère solaire. Les conclusions à en tirer sont sans doute d'une part que les abondances photosphériques sont sous-estimées, d'autre part que la théorie de M. DELACHE est sans doute rendue non valide par l'existence d'un processus de mélange intervenant entre la photosphère et la couronne, en plus de l'effet exercé par le vent solaire.

(2) En ce qui concerne également la *chromosphère normale*, M^{lle} DUMONT continue l'étude de la polarisation du spectre continu au bord du disque solaire. Les méthodes numériques qui avaient été utilisées jadis par M^{lle} DÉBARBAT et M. PECKER, et qui à l'époque n'avaient pas donné de résultats, faute de pouvoir travailler avec une précision suffisante, ont été considérablement améliorées grâce aux moyens actuels, et il est vraisemblable que des résultats positifs pourront être obtenus ; ceci est d'autant plus important que M^{lle} de SAINTE-LORETTE (Service d'Aéronomie du C.N.R.S.) prépare des expériences permettant la mesure de la polarisation au bord du disque solaire dans les longueurs d'onde de l'ultraviolet. La théorie de M^{lle} DUMONT permettra d'interpréter aussi bien les mesures de M^{lle} de SAINTE-LORETTE que les mesures antérieures de MM. DOLLFUS et LEROY.

(3) En ce qui concerne la *chromosphère active*, M^{lle} DUMONT développe son travail de thèse (interprétation des profils des raies H et K du calcium) vers l'interprétation de ces mêmes raies et des raies correspondantes du magnésium (observées par M. LEMAIRE, du Service d'Aéronomie), de façon à préciser la structure, dans la basse chromosphère, des régions faculaires et des régions tachées du Soleil.

M. HAYLI a poursuivi l'étude du problème gravitationnel des N corps dans ses applications à l'évolution dynamique des amas galactiques.

DISTINCTIONS

M. PECKER a reçu le Prix des Trois Physiciens 1969, et a été nommé Membre correspondant du Bureau des Longitudes, Membre correspondant de l'Académie des Sciences (Astronomie), Membre associé de l'Académie Royale des Sciences de Liège, Associate Member of the Royal Astronomical Society, London.

COLLOQUES ET MISSIONS

Certains membres des équipes de recherche ont participé aux réunions suivantes :

Conférence on resonance lines in astrophysics, Boulder, Colorado, septembre 1968 (M^{lle} DUMONT) ;

Colloque sur les Etoiles froides, Orsay, novembre 1968 (M^{lle} DUMONT, MM. HAYLI et PECKER) ;

Colloque sur le Soleil, Gif-sur-Yvette, mars 1969 (M^{lle} DUMONT, M. PECKER) ;

IAU Colloquium no. 2 (IAU Commission 36) on : *Spectrum formation in stars with steady-state extended atmospheres*, Munich, avril 1969 (M^{lle} DUMONT, M. PECKER) ;

Colloque E.S.O., Nice, juin 1969 (M. PECKER) ;

Colloque de Liège : *Pre-main sequence stellar evolution*, Liège, juin 1969 (M. PECKER).

D'autre part, M. HAYLI a effectué une mission de cinq jours à l'Observatoire de Nice (avril 1969).

PUBLICATIONS

S. DUMONT, *On the interpretation of the center-limb observations of Ca II emission cores* (1969, *Astr. and Astrophys.*, 2, 45).

— *Calcul du taux de polarisation du rayonnement continu* (1969, *C. R. Acad. Sci.*, Paris, 268, 1978).

A. HAYLI, *Le problème des N corps dans un champ extérieur. Application à l'évolution dynamique des amas ouverts*. II. (1968, *Bull. astr.*, 3^e série, 2, 189).

— *Sir Isaac Newton. La vie et l'œuvre* [Ed. Seghers. Coll. « Savants du monde entier » (sous presse)].

— *Le système du monde* (à paraître dans « La Science de l'Univers », Hachette).

— *La cosmogonie du système solaire* (en collaboration avec M. FITRE-MANN, à paraître dans le même ouvrage).

J.-C. PECKER, *La formation des raies d'émission dans des couches gazeuses d'épaisseur optique* (*Ann. Astrophys.*, 1968, 31, 537).

— *Modèles et réalités, pour un astrophysicien* (*Combat*, 1969, 13 mars).

— *L'astronomie expérimentale* (Presses Universitaires de France, Coll. « La Science vivante », 1969).

— *Les observatoires spatiaux* (Presses Universitaires de France, Coll. « La Science vivante », 1969).

— Editeur, *La Science de l'Univers* (ouvrage collectif, à paraître chez Hachette).

J.-C. PECKER, S. R. POTTASCH, *On the abundance determination in the solar chromosphere* (1969, *Astr. and Astrophys.*, 2, 81).

J.-C. PECKER, R. N. THOMAS, *Saturation in Fraunhofer lines* (1968, *Observatory*, 88, 115).