

DYNAMIQUE DU MILIEU INTERSTELLAIRE

(1) Equations de base :

En général, le libre parcours moyen des particules thermiques est très faible dans le milieu interstellaire, en comparaison avec la taille caractéristique des régions occupées. On peut considérer que l'équilibre collisionnel est atteint pour les particules dont les distributions de vitesses sont donc maxwelliennes. L'état du gaz peut se décrire par des grandeurs macroscopiques, température, pression, densité... Les équations qui déterminent le mouvement sont :

- l'équation de continuité (conservation de la masse) :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}\rho = -\rho \operatorname{div} \vec{V}$$

$d/dt$  représente la dérivée totale par rapport au temps, ou dérivée Lagrangienne, dans un repère qui se déplace avec le fluide ;  $\partial/\partial t$  est, par contre, la dérivée Eulérienne, dans un repère fixe.

- L'équation du mouvement (conservation de la quantité de mouvement) :

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \frac{\partial\vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{V} \cdot \vec{\nabla}\vec{V} = -\rho \vec{\nabla}\phi - \vec{\nabla}p - \frac{1}{2\mu_0} \vec{\nabla}B^2 + \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \cdot \vec{\nabla}\vec{B}$$

$\phi$  est le potentiel gravitationnel,  $p$  la pression du gaz. Les deux derniers termes de droite, faisant intervenir le champ magnétique  $\vec{B}$ , proviennent de la force  $\vec{j} \wedge \vec{B}$ , où l'on remplace la densité de courant  $\vec{j}$  par  $\operatorname{rot} \vec{B}/\mu_0$ . D'autre part, les variations de  $\vec{B}$  en fonction du temps sont données par :

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\vec{V} \wedge \vec{B}) + \Delta\vec{B}/\mu_0 \sigma \quad (\operatorname{div} \vec{B} = 0)$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du milieu.

$(\vec{E} = \vec{j}/\sigma + \frac{\vec{j}}{Ne} \wedge \vec{B})$  en première approximation, car si l'on néglige la vitesse des ions et des neutres devant celle des électrons :

$$-e(\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B}) = (m/\tau)\vec{V} \quad \vec{j} = -Ne\vec{V} \quad (e > 0)$$

où  $\tau$  est le temps de collision d'un électron avec un atome ou un ion.  
 $\sigma = (Ne^2\tau)/m$  ;  $m$ ,  $N$  et  $\vec{V}$  sont la masse, la densité et la vitesse des électrons respectivement).

Le potentiel gravitationnel est déterminé par l'équation de Poisson :  $\Delta\phi = 4\pi G\rho$ .

La pression  $p$  contient à la fois la pression du gaz  $p_g$  et la pression due aux rayons cosmiques. Si le gaz peut être considéré comme parfait :

$$p_g = \rho \frac{KT}{\mu}$$

$\mu$  est la masse moyenne des particules du gaz considéré.

Vitesse du son dans le milieu :

Supposons que la pression et la densité dans le milieu sont reliées par la relation :

$$P = A\rho^n \quad (A = \text{constante})$$

c'est le cas, par exemple, d'un gaz isotherme ( $n = 1$ ) ou adiabatique ( $n = 5/3$  si le gaz est monoatomique = en effet,  $n$  est alors égal à  $\gamma$  le rapport des chaleurs spécifiques  $c_p/c_v$ ).

Considérons une faible perturbation de densité  $\delta\rho$ , de pression  $\delta p$ , de vitesse  $\delta\vec{V}$  :  $\delta p/p = n(\delta\rho/\rho)$

l'équation de continuité donne :

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} + \rho\vec{V}\cdot\delta\vec{V} = 0$$

et l'équation du mouvement (sans champ magnétique, ni gravitation) :

$$\frac{\partial \delta \vec{V}}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \delta p = - \frac{1}{\rho} n \frac{p}{\rho} \vec{\nabla} \delta \rho$$

En dérivant ces deux équations l'on obtient

$$\frac{\partial^2 \delta \rho}{\partial t^2} = n \frac{p}{\rho} \Delta \delta \rho$$

La vitesse de propagation de la perturbation est donc C, telle que :

$$C^2 = n \frac{p}{\rho} = An\rho^{n-1}$$

Dans le cas isotherme ( $n = 1$ ), la vitesse du son ne dépend pas de la densité  $C^2 = \sqrt{kT/\mu}$ . Dans le cas adiabatique au contraire

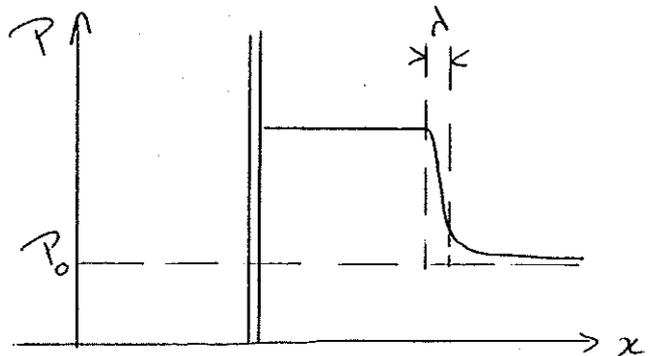
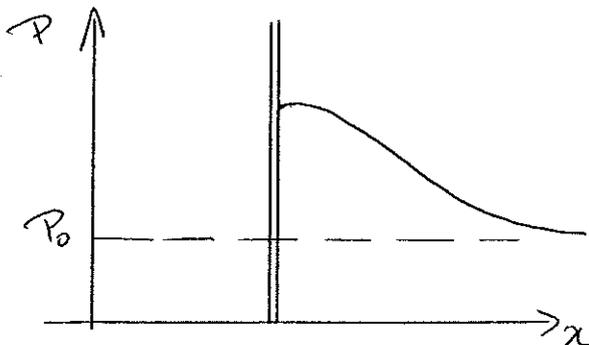
$$C \propto \rho^{(\gamma-1)/2} = \rho^{1/3} \quad (\text{et } C = \sqrt{\frac{5}{3} \frac{KT}{\mu}}).$$

Dans tous les cas on peut écrire :

$$C^2 = dp/d\rho$$

(2) Ondes de choc :

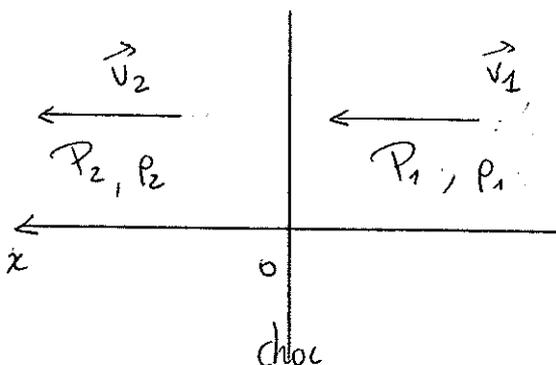
Très souvent dans le milieu interstellaire, le gaz est soumis à des ondes de compression. Le front de cette compression qui se propage est de plus en plus abrupt, car la vitesse du son est plus grande dans les régions comprimées de plus forte densité (cas adiabatique, le gaz n'a pas le temps de rayonner pour se refroidir).



- Formation d'un front d'onde abrupt -  
(onde de choc)

Le gradient de pression est alors si fort qu'il se forme comme une discontinuité : c'est ce qu'on appelle une onde de choc. En fait, dès que le gradient se produit sur une échelle de l'ordre du libre parcours moyen des particules ( $\lambda$ ), les forces de viscosité (que l'on a jusqu'ici négligées dans l'équation du mouvement prennent de l'importance et limitent le gradient. Les discontinuités "s'étaient" toujours sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen des particules. Ces ondes de choc apparaissent en général lorsque le gaz a une vitesse supersonique, ce qui est fréquent dans le milieu interstellaire.

A/ Pour établir les relations de discontinuités à la traversée d'une onde de choc, nous allons considérer celle-ci comme localement plane et infiniment mince. On se place dans le repère où l'onde de choc est immobile. En premier lieu, on considère le cas d'un champ magnétique nul ( $B = 0$ )



Ecrivons la conservation de la masse :

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$$

et la conservation de la quantité de mouvement :

$$P_1 + \rho_1 V_1^2 = P_2 + \rho_2 V_2^2$$

La troisième relation est la conservation de l'énergie. A la traversée du choc l'énergie est dissipée par viscosité (processus microscopiques irréversibles qui accroissent l'entropie). On doit alors considérer l'énergie interne  $U$  par unité de volume du fluide. Deux cas limites sont à considérer, selon qu'un échange d'énergie se fait ou non avec l'extérieur.

(.) Dans le premier cas, supposons le choc "adiabatique", où le gaz ne rayonne pas d'énergie à l'extérieur. L'accroissement d'énergie du fluide, à la traversée de l'onde de choc, est alors égal au travail des forces de pression, par unité de temps :

$$V_2 \left( \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2 + U_2 \right) - V_1 \left( \frac{1}{2} \rho_1 V_1^2 + U_1 \right) = V_1 P_1 - V_2 P_2$$

Si le fluide se comporte comme un gaz parfait, de chaque côté du front de choc :

$$U = \frac{1}{\gamma - 1} P$$

l'équation de conservation de l'énergie se simplifie en (tenant compte de l'égalité  $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$ ) :

$$V_1^2 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_1}{\rho_1} = V_2^2 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_2}{\rho_2}$$

Des trois relations de conservation, on peut déduire :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{\gamma + 1} \frac{1}{M^2}$$

où M est le nombre de Mach de l'onde de choc, défini par :

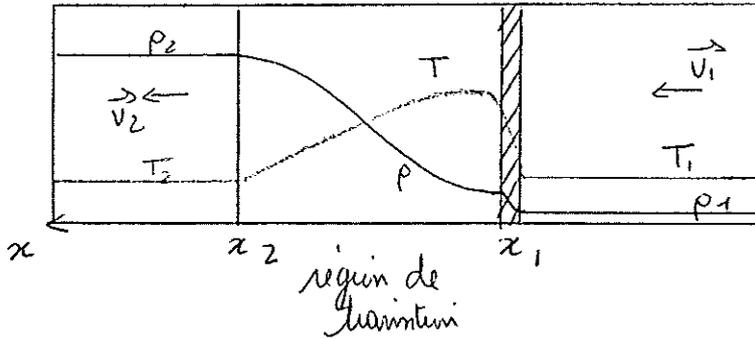
$$M^2 = \frac{V_1^2}{C_1^2} = \frac{\rho_1 V_1^2}{\gamma P_1}$$

A la limite des très grands nombres de Mach, (ou vitesse à l'entrée du choc très supersonique), on obtient la compression maximale :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = 4$$

(pour  $\gamma = 5/3$ )

(.) Dans le deuxième cas limite, on suppose que les transitions radiatives du gaz sont si rapides que l'équilibre de rayonnement est atteint avec l'extérieur. Cela revient en fait à se placer assez loin du choc pour laisser le temps à l'équilibre de s'établir. On a alors le schéma suivant :



La région hachurée autour de  $x_1$  représente l'onde de choc "adiabatique" où le rayonnement n'a pas encore eu le temps d'évacuer l'énergie (la température monte brusquement). Le refroidissement du gaz a lieu dans une région

de transition plus grande, permettant alors une plus grande compression. Si la température d'équilibre  $T$  ne dépend pas beaucoup de la densité, on peut considérer le choc comme "isotherme" ( $\gamma = 1$ ).

La pression s'écrit alors  $P = \rho c^2$ , et les deux équations de conservation :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$$

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2$$

suffisent pour déduire :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1^2}{c^2} = M^2$$

$$v_1 v_2 = c^2 = \frac{KT}{\mu}$$

Contrairement au choc "adiabatique", de très grands facteurs de compression sont possibles dans le choc "isotherme".

B/ Relations en présence du champ magnétique :

Le champ  $\vec{B}$  peut réduire considérablement le facteur de compression. Considérons par exemple un champ  $\vec{B}$  parallèle au front de choc ( $\vec{B} \perp \vec{OX}$ ). Le terme  $\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}$  dans l'équation du mouvement disparaît et il ne reste que la pression magnétique  $\frac{B^2}{2\mu_0}$ . L'équation de conservation de la quantité de mouvement devient :

$$P_1 + \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} = P_2 + \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}$$

Or, nous avons déjà vu que, lors d'une compression, le champ magnétique  $\vec{B}$  est comme "gelé" dans la matière. Dans le cas d'une compression à une dimension, où  $\vec{V} \perp \vec{B}$  :

$$B_1/\rho_1 = B_2/\rho_2$$

- Dans le cas du choc adiabatique, le facteur de compression est au maximum de 4, et la pression magnétique (si  $B \sim 3 \cdot 10^{-6}$  Gauss,  $n_H \leq 30 \text{ cm}^{-3}$ ) reste négligeable devant la pression du gaz  $P_g$ . ( $P \propto \rho^{5/3}$ ).

- Par contre, pour le choc isotherme, la pression du gaz n'est que proportionnelle au facteur de compression ( $P = \rho c^2$ ), alors que la pression magnétique varie comme le carré de ce facteur, qui peut atteindre 100 ou plus ( $c \sim 1 \text{ Km/s}$ ,  $V_1 \sim 10 \text{ Km/s}$ ,  $\rho_2/\rho_1 = M^2 = 100$ ). Si l'on suppose alors que la pression magnétique domine, la vitesse à laquelle se déplacent les perturbations  $c^2 = dP/d\rho = B^2/\rho\mu_0$  (puisque  $B \propto \rho$ ). Cette vitesse est appelée vitesse d'Alfvén  $V_A$ .

Les équations de conservations se réduisent alors à :

$$\begin{aligned} \rho_1 V_1 &= \rho_2 V_2 & B_1/\rho_1 &= B_2/\rho_2 \\ \rho_1 V_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} &= \rho_2 V_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \end{aligned}$$

En supposant  $\rho_2/\rho_1 \gg 1$ , on obtient :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \sqrt{2} \frac{v_1}{v_{A1}}$$

Le rapport de compression (égal sans champ magnétique à  $M^2$ ) est donc bien réduit en présence de  $\vec{B}$ .

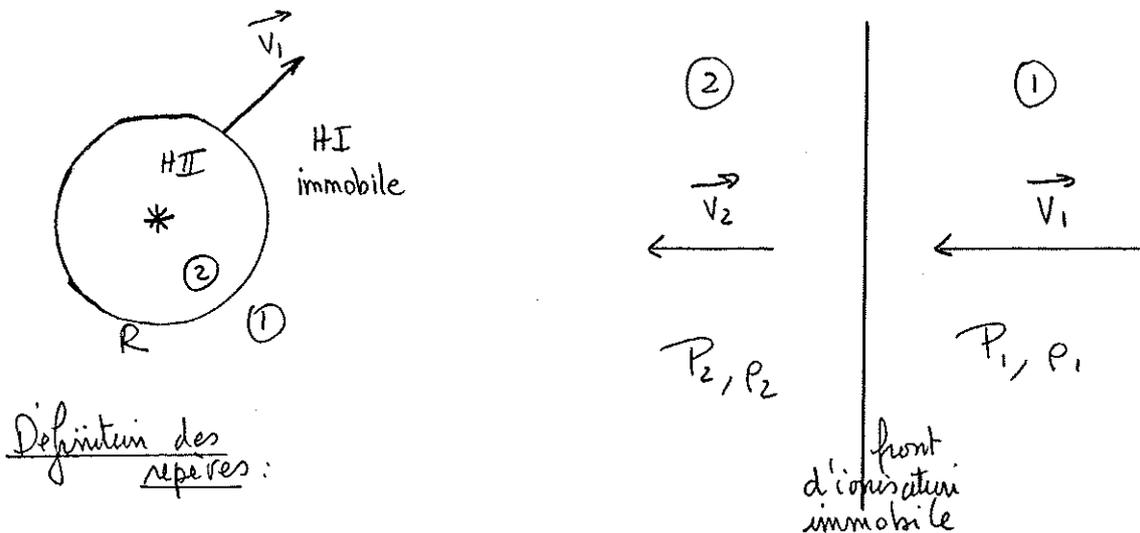
(3) Exemples de processus dynamiques :

La naissance et la mort des étoiles produisent d'importantes perturbations sur le milieu interstellaire environnant. L'ionisation par les photons ultraviolets chauffe le gaz et produit une expansion rapide du milieu (région HII). Les vents stellaires émis par les étoiles jeunes brillantes et l'expulsion de masse par les supernovae sont la source de forts gradients de pression et d'ondes de choc dans le milieu. Des ondes de choc se forment aussi dans la collision entre deux nuages interstellaires et la compression du gaz qui en résulte est à l'origine de la formation d'étoiles.

A/ Fronts d'ionisation :

Nous avons déjà vu que des sphères de gaz entièrement ionisées se formaient autour des étoiles chaudes (de type O et B) et que leur rayon grandissait rapidement, tant que le nombre de photons ionisants émis par l'étoile est bien supérieur au nombre des recombinaisons dans la sphère (on atteint à l'équilibre le rayon de Strömgen). De plus comme la pression du gaz chaud à l'intérieur est bien supérieure à celle du gaz froid extérieur, on s'attend à une vitesse d'expansion d'autant plus rapide du front d'ionisation. Cette vitesse, en général de l'ordre de 10 km/s est supérieure à la vitesse du son dans le gaz neutre HI ( $C_s \sim 1/\text{km/s}$  pour  $T = 100 \text{ K}$ ) et une onde de choc va sans doute se former.

Considérons les relations de continuité, dans un repère où le front d'ionisation est immobile. On suppose pour simplifier que le front est localement plan (problème à une dimension).



On peut reprendre les mêmes relations que pour une onde de choc (§ 2, précédent). Ici, le nombre d'atomes H traversant le front est relié au nombre de photons ionisants de l'étoile  $N_1$  :

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = \mu N_1 / 4\pi R^2$$

( $\mu$  est la masse moyenne des particules du gaz).

La conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \rho_2 v_2^2$$

En considérant les deux gaz de part et d'autre du front isotherme avec les vitesses du son  $C_1$  et  $C_2$  ( $P_1 = \rho_1 C_1^2$ ,  $P_2 = \rho_2 C_2^2$ ) ces équations conduisent au rapport des densités :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{C_1^2 + v_1^2 \pm \sqrt{(C_1^2 + v_1^2)^2 - 4v_1^2 C_2^2}}{2C_2^2}$$

Pour qu'il existe une solution réelle au problème, il faut que

$C_1^2 + v_1^2 > 2v_1 C_2$ , donc deux possibilités :

soit :  $v_1 > v_R = C_2 + \sqrt{C_2^2 - C_1^2}$

soit :  $v_1 < v_D = C_2 - \sqrt{C_2^2 - C_1^2}$

Dans le milieu ionisé, où la température est de l'ordre de  $10^4$  K,  $C_2$  est au moins 10 fois supérieur à  $C_1$ , on peut donc simplifier

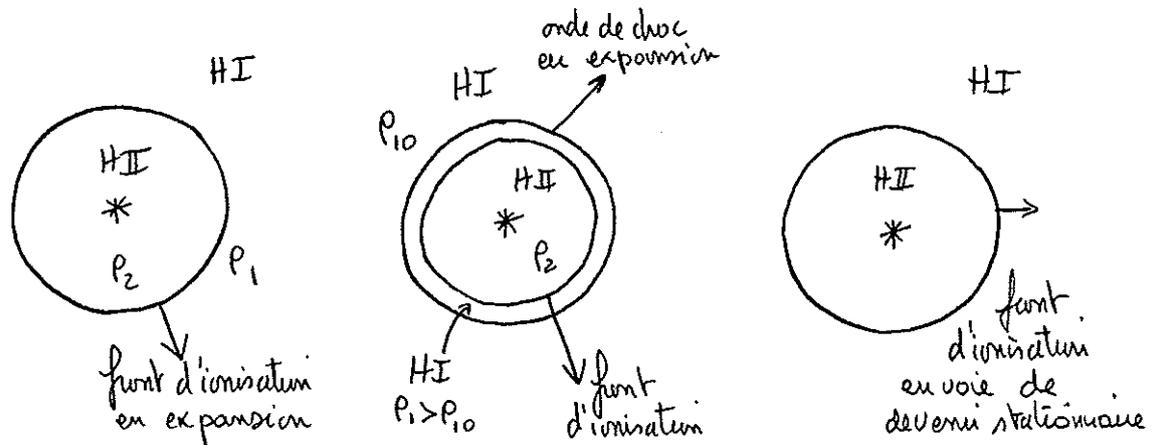
$$v_R \sim 2C_2$$

$$v_D \sim C_1^2 / 2C_2$$

L'indice R signifie que le gaz (1) est alors raréfié : en effet  $\rho_1 V_1$  est conservé, donc si  $V_1 \geq V_R$ ,  $\rho_1$  est faible. De même l'indice D représente le cas d'un gaz neutre (1) dense.

Dans les deux cas (raréfié et dense), existent deux possibilités pour le rapport de compression  $\rho_2/\rho_1$  (selon le signe  $\pm$  de la solution ci-dessus), correspondant à l'intensité de la vitesse que l'on attend pour  $V_2$ . Si la vitesse d'expansion de la région HII est intermédiaire, c'est-à-dire  $V_1 \in [V_D, V_R]$ , un simple front d'ionisation ne peut exister. Il faut alors qu'une onde de choc précède le front dans la région neutre pour comprimer  $\rho_1$  et diminuer  $V_1$  de manière à ce que  $V_1$  redevienne inférieure à  $V_D$ .

On peut alors décrire les trois phases suivantes, dans l'évolution d'une région H II :



B/ Explosion des supernovae :

Les étoiles massives ( $M > 4M_{\odot}$ ) terminent leur vie par une gigantesque explosion, dans laquelle une enveloppe de l'étoile contenant de l'ordre de  $1M_{\odot}$  est éjectée brutalement. L'énergie totale libérée est environ  $4 \cdot 10^{50}$  ergs, soit  $4 \cdot 10^{43}$  J. Cette énergie comprend l'énergie rayonnée qui est considérable en très peu de temps ( $10^9 L_{\odot}$ ) et l'énergie

cinétique du gaz éjecté qui va balayer, comprimer et accélérer le gaz environnant. Bien sûr, nous allons considérer l'expansion de cette enveloppe dans un milieu homogène de densité  $\rho_0$  pour simplifier. L'énergie cinétique fournie au gaz éjecté par l'explosion correspond à des vitesses de l'ordre de  $10^4$  km/s, largement supersoniques. Une onde de choc va donc balayer le milieu environnant et l'échauffer. Pour schématiser le phénomène, on peut supposer qu'à un instant  $t$ , l'énergie  $E_{SN}$  de l'explosion est fournie en un point du milieu inter-stellaire et l'on étudie l'évolution ultérieure.

Trois phases peuvent être considérées : dans une première phase très courte, la masse balayée est encore négligeable devant la masse de l'enveloppe éjectée  $M_S$  et celle-ci se meut à vitesse constante.

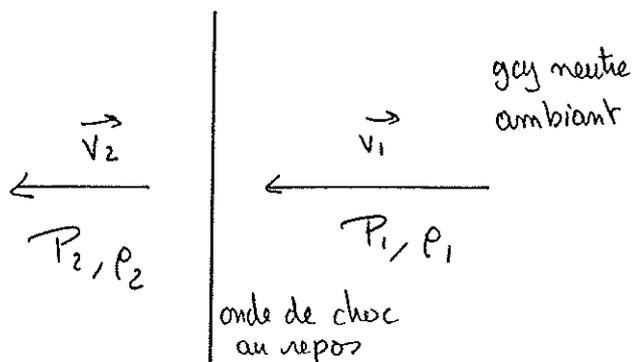
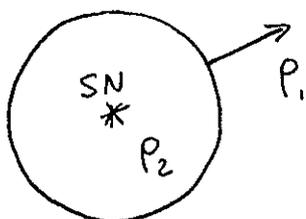
A la fin de cette période, le rayon  $R$  parcouru est tel que :

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_0 = M_S$$

Pour une densité du milieu neutre environnant de l'ordre de 1 particule par  $cm^3$ , le rayon est de l'ordre de 2 pc et cette phase dure 200 ans.

Puis, dans la deuxième phase, la masse éjectée par l'étoile devient négligeable devant la masse balayée. Comme l'énergie perdue par rayonnement pour cette matière est encore négligeable, son énergie totale peut être considérée constante. Ce n'est que dans la troisième phase que le rayonnement domine et le choc peut être considéré comme isotherme.

(.) Phase adiabatique : Nous avons montré que dans le cas d'un choc adiabatique, pour un gaz monoatomique de rapport  $\gamma = 5/3$ , le rapport de compression  $\rho_2/\rho_1$  était au maximum 4, pour les très grands nombres de Mach (ce qui est le cas ici).



On a alors, toujours dans le référentiel où l'onde de choc est au repos  $V_2/V_1 = 1/4$  et comme la pression du milieu neutre ambiant  $P_1$  est bien inférieure au milieu chaud  $P_2$  :

$$P_2 = \rho_1 V_1^2 - \rho_2 V_2^2$$

$$P_2 = \frac{3}{4} \rho_1 V_1^2 = \rho_2 \frac{KT_2}{\mu}$$

d'où la température du gaz chaud derrière le choc :

$$T_2 = \frac{3}{16} \frac{\mu}{K} V_1^2$$

Dans le référentiel où l'étoile et le gaz (1) sont au repos, la vitesse du choc n'est autre que  $V_1$  ( $V_S = V_1$ ) et la vitesse du gaz chaud derrière le choc est  $V_S - V_2$  : puisque  $V_2/V_S = 1/4$ , ce gaz se meut dans la même direction que le choc, mais avec les trois quarts de sa vitesse.

L'énergie interne et cinétique de ce gaz, par unité de masse, sont égales en effet :

$$e_I = \frac{3}{2} \frac{P_2}{\rho_2} = \frac{9}{32} V_S^2$$

$$e_K = \frac{1}{2} (V_S - V_2)^2 = \frac{9}{32} V_S^2$$

Ecrivons alors que l'énergie totale de ce gaz est conservée :

$$E_{SN} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_2 (e_I + e_K) = \text{cste}$$

d'où l'on déduit, puisque  $V_S = dR/dt$  :

$$3\pi\rho_1 R^3 (dR/dt)^2 = E_{SN}$$

et l'expansion de la bulle est donnée par :

$$R = \frac{5^{2/5}}{2} \left( \frac{E}{3\rho_1\pi} \right)^{1/5} t^{2/5}$$

L'expansion de la bulle se fait à une vitesse

$$\dot{R} \propto t^{-3/5}$$

- Au fur et à mesure de l'expansion, la température du gaz derrière le choc décroît. Lorsque celle-ci tombe au-dessous de  $10^6$  K, le

rayonnement va prendre une grande importance et le gaz va se refroidir très rapidement. Il n'y a plus conservation de l'énergie, comme précédemment, mais la choc va poursuivre son expansion en conservant la quantité de mouvement.

(.) Phase isotherme : Dans un choc isotherme, le facteur de compression peut être très grand et comme  $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$ , la vitesse du gaz dans la bulle par rapport au choc devient très faible. La matière qui traverse le choc séjourne longtemps juste derrière, formant une fine coquille de gaz dense en expansion. La conservation de la quantité de mouvement implique que  $MV = \text{cste} = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_1 \frac{dR}{dt}$  (M est la totale balayée jusqu'au rayon R). Ce modèle simplifié est appelé "chasse-neige" car toute la masse balayée se concentre dans une fine enveloppe derrière le choc en expansion.

Si  $M_0$  et  $V_0$  sont la masse et la vitesse de l'enveloppe lorsque la troisième phase commence à s'appliquer:

$$MV = M_0 V_0$$

et

$$R_0^3 V_0 = R^3 \frac{dR}{dt}$$

$$R = R_0 \left[ 1 + 4 \frac{V_0}{R_0} (t - t_0) \right]^{1/4}$$

soit, pour t assez grand,  $R \propto t^{1/4}$  et  $(dR/dt) \propto t^{-3/4}$ , l'expansion est donc très ralentie par rapport à la deuxième phase.

- Loi de similitude appliquée aux mouvements du gaz interstellaire :

Notons que ces deux résultats auraient pu être trouvés par la méthode des solutions self-similaires. Celle-ci consiste à rechercher l'expression de toutes les grandeurs thermodynamiques du système (P, T,  $\rho$ , V etc...) en fonction uniquement de paramètres sans dimension .

. Dans le premier cas (phase adiabatique) le mouvement de la bulle est déterminé par l'énergie totale  $E_{SN}$ , provenant de l'explosion de la supernova et la densité initiale  $\rho_1$  du milieu ambiant.

Par une analyse aux dimensions, on remarque que

$$E/\rho \propto r^5/t^2 \quad (\text{puisque } \rho \propto M/r^3 \quad E = Mr^2/t^2)$$

Le paramètre sans dimension construit avec E et  $\rho$  est donc

$$\eta = r(Et^2/\rho)^{-1/5}$$

D'où l'on détermine que pour une solution self-similaire :

$$R \propto t^{2/5} \quad v_s \propto t^{-3/5}$$

$$(\text{et } V = \frac{r}{t} V(\eta) \quad P = \rho \frac{r^2}{t^2} P(\eta) \dots\dots)$$

. Dans la phase isotherme, le mouvement de la bulle est déterminé par la quantité de mouvement totale  $M_0 V_0$  et la densité initiale  $\rho_1$ .

La quantité  $M_0 V_0 / \rho_1$  est homogène à  $r^4/t$ .

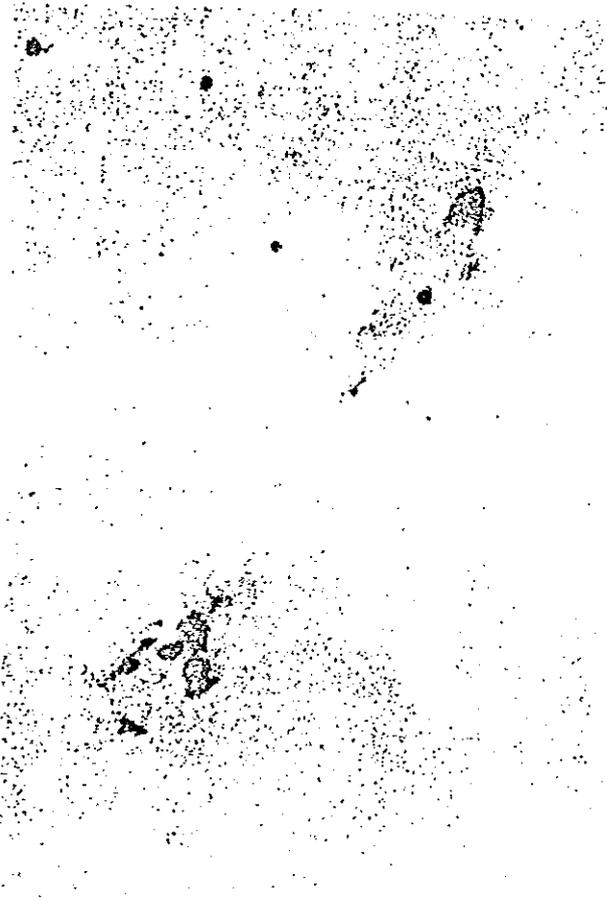
$$\text{Cette fois :} \quad \eta = r \left( \frac{M_0 V_0 t^{-1/4}}{\rho_1} \right)$$

$$\text{Il apparaît alors la solution } R \propto t^{1/4} \quad v_s \propto t^{-3/4}$$

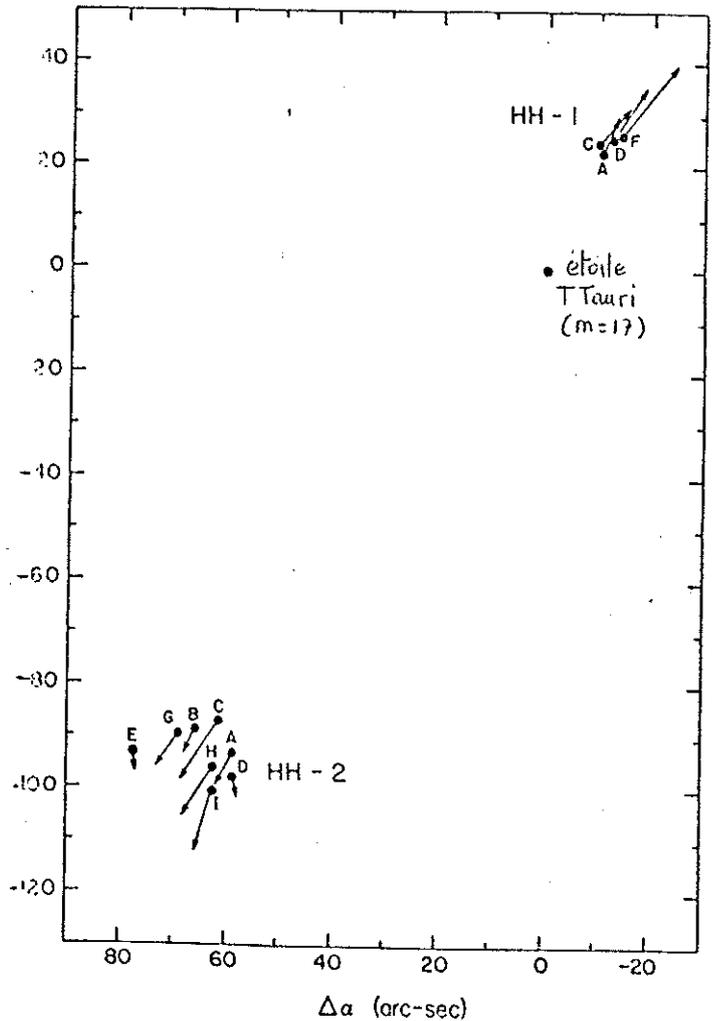
### C/ Vents stellaires :

Les étoiles chaudes très lumineuses perdent continuellement de la matière sous forme de "vents" dont l'intensité peut atteindre de  $10^{-6} M_\odot/\text{an}$  jusqu'à  $10^{-4} M_\odot/\text{an}$  pour les cas extrêmes. La vitesse de ce vent est de l'ordre de 2000 km/s. Là encore, le gaz environnant va être poussé par une onde de choc. Nous ne développerons pas ici une modèle analogue aux précédents, de l'expansion d'une onde de choc sphérique dans un milieu homogène. Plutôt, nous illustrerons les perturbations apportées dans un milieu inhomogène, par un phénomène connu depuis 1952 : les objets de Herbig-Haro. Ce sont des nébuleuses

gazeuses particulières, découvertes indépendamment par George Herbig de l'Observatoire de Lick et Guillermo Haro, de l'Observatoire National Mexicain, au cours de programmes d'observation de la raie  $H_{\alpha}$ . Les prototypes de ces objets, HH 1 et 2, représentés dans la figure, sont composés de condensations brillantes très groupées.



HH 1 et HH 2



- mouvements propres des condensations .

On connaît aujourd'hui plus d'une centaine de ces objets. Ils sont associés aux nuages moléculaires denses et aux régions de formation d'étoiles. Contrairement aux nébuleuses gazeuses ionisées par les photons ultraviolets d'une étoile (régions H II), qui émettent des raies de haute excitation (raie interdite de l'oxygène deux fois ionisés

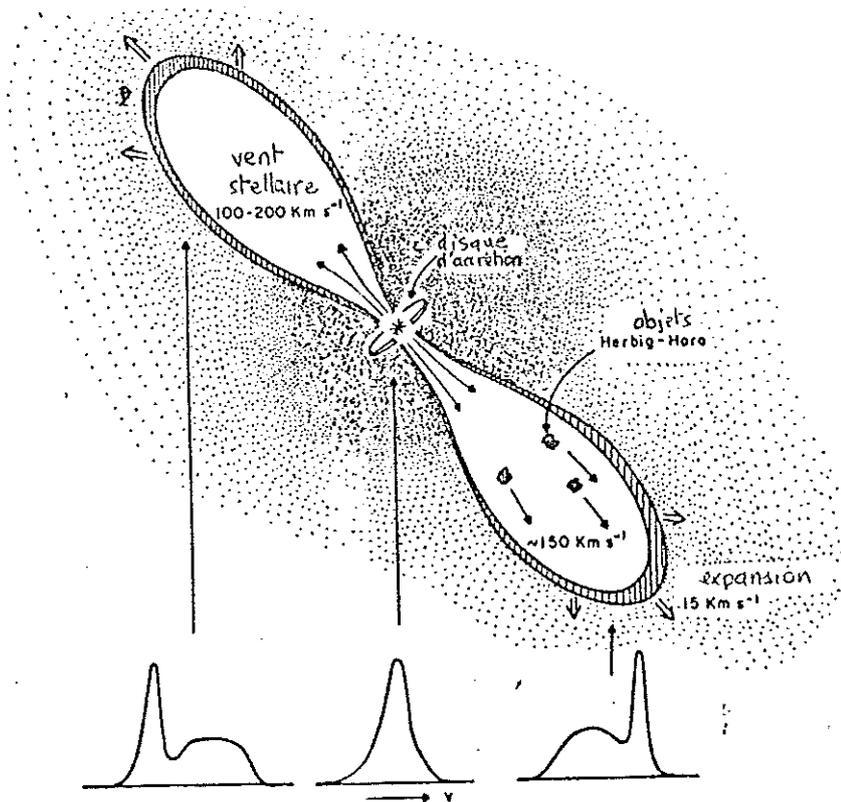
par exemple), les raies des nébuleuses HH révèlent une très faible excitation (raie de O neutre, ou Fe une fois ionisé). De plus, par effet Doppler, on a pu détecter des vitesses radiales de l'ordre de 150 km/s par rapport au milieu environnant. Dans de nombreux cas on détecte deux ensembles de condensations dont l'un se déplace vers l'observateur et l'autre en sens inverse (ce que confirme la mesure des mouvements propres, cf. figure). Très souvent, on observe les deux groupes de condensations en alignement avec une étoile jeune de faible masse (T Tauri) ou avec une source de lumière infrarouge, émise par de la poussière chauffée par une étoile jeune encore enfermée dans le nuage moléculaire qui lui a donné naissance.

Dans 75% des cas, la vitesse des objets HH est dirigée vers l'observateur, ce qui s'explique par un effet de sélection observationnelle : les objets poussés vers l'arrière par le vent de l'étoile, restent, eux, profondément enfouis dans le nuage interstellaire et leur lumière est absorbée.

Plusieurs modèles tentent d'expliquer l'existence des objets de Herbig-Haro. Il s'agit dans tous les cas de gaz excité et ionisé par des ondes de choc. Soit le vent stellaire supersonique rencontre sur son passage des petits nuages très denses dans le milieu ambiant. Il se produit alors une onde de choc sur le devant des nuages, qui sont accélérés par le vent. Soit le vent stellaire interagit avec la matière en effondrement sur l'étoile. Il se produit alors une instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface des deux flux de matière, qui forme de petites condensations, maintenues très denses par la pression dynamique du vent. Finalement, ces condensations sont accélérées et éjectées en aval de l'interface vent stellaire-nuage (modèle du "boulet de canon"). Leur

vitesse supersonique par rapport au gaz ambiant est à l'origine d'ondes de choc qui se forment cette fois du côté opposé de l'étoile.

Une confirmation de ces types de modèles est apportée par la détection récente en radioastronomie millimétrique de flux de matière autour de l'étoile jeune ou de la source infrarouge centrale. Les flux de matière sont détectés dans la raie à 2.6 mm de CO (traceur de la molécule  $H_2$ ) .



Flux de matière bipolaires, détectés par les observations de la molécule CO (spectres schématisés en bas) -

Il s'agit de mouvements de gaz très directs, comme si deux minces faisceaux étaient éjectés en sens inverse (cf. figure). Cette bipolarité pourrait être due à l'existence d'un disque d'accrétion

autour de l'étoile jeune. Par contraction gravitationnelle, la proto-  
étoile augmente considérablement son moment cinétique, et l'effondrement  
de matière se fait perpendiculairement à l'axe de rotation. L'éjection  
de matière correspondant au vent stellaire est alors canalisée dans  
deux faisceaux symétriques, parallèles à l'axe de rotation.

INSTABILITE GRAVITATIONNELLE
FORMATION D'ETOILES

C'est à partir des nuages interstellaires denses (nuages moléculaires) que se forment les étoiles. Les étoiles jeunes ( $10^6-10^7$  ans) de type O,B se trouvent surtout situées dans des associations d'étoiles confinées dans le plan de la Galaxie, et en particulier dans les bras spiraux. La durée de vie d'une association est estimée à  $\sim 10^6$  ans. Ces associations sont accompagnées de nébuleuses à émission (régions H II) qui, elles aussi, disparaissent en  $10^6-10^7$  ans.

Une fois formées, les étoiles se désolidarisent du nuage qui leur a donné naissance et s'éloignent les unes des autres selon leur dispersion de vitesses. De plus, les événements explosifs qui accompagnent la formation d'étoiles (supernovae, fronts d'ionisation, vents stellaires, ...) font bouler de neige (création d'ondes de choc et formation de nouvelles étoiles) et finissent par désagréger et disperser le nuage. Les observations de nuages moléculaires (molécule CO) révèlent que seuls les amas d'étoiles d'âge inférieur ou égal à  $4 \cdot 10^7$  ans sont encore associés à des nuages moléculaires.

(1) Instabilité gravitationnelle :

- Etudions les conditions de croissance d'une faible perturbation dans un milieu initialement à l'équilibre (étude de Jeans).

L'équation du mouvement :

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} \right) = - \vec{\nabla} p - \rho \vec{\nabla} \phi$$

peut se linéariser si l'on considère une faible perturbation  $\delta\phi$ ,  $\delta\rho$ ,  $\delta p$ ,  $\delta\vec{V}$ .

$$\frac{\partial \delta \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \delta \vec{V} + \delta \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} = - \vec{\nabla} \delta \varphi - c^2 \frac{\vec{\nabla} \delta \rho}{\rho}$$

puisque  $C^2 = dP/d\rho$  (vitesse du son dans le milieu). L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \delta \rho + \delta \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \rho = - \delta \rho \operatorname{div} \vec{V} - \rho \operatorname{div} \delta \vec{V}$$

et l'équation de Poisson :  $\Delta \delta \varphi = 4\pi G \delta \rho$

Ce système se simplifie si l'on suppose qu'à l'équilibre la densité est constante (milieu homogène) et la vitesse nulle ( $\vec{V} = 0$  milieu au repos initialement). En fait un milieu homogène jusqu'à l'infini ne représente pas un équilibre, mais les quelques complications qu'il faut alors ajouter à la méthode de Jeans ne changent pas le résultat).

La divergence de l'équation du mouvement donne alors :

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \delta \vec{V} = - \Delta \delta \varphi - c^2 \Delta \frac{\delta \rho}{\rho} = - 4\pi G \delta \rho - c^2 \Delta \frac{\delta \rho}{\rho}$$

et la dérivée par rapport au temps de l'équation de continuité :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta \rho = - \rho \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \delta \vec{V}$$

En éliminant  $\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \delta \vec{V}$  à travers ces deux équations, et en supposant la perturbation  $\delta \rho = \delta \rho_0 e^{i(Kx - \omega t)}$  on obtient la relation de dispersion

$$\omega^2 = K^2 c^2 - 4\pi G \rho$$

Si le nombre d'onde  $K < \sqrt{4\pi G \rho / c^2} = 2\pi / \lambda_J$  ou bien si la longueur d'onde  $\lambda = 2\pi / K$  est supérieure à la longueur d'onde de Jeans :

$$\lambda_J = \sqrt{\pi \gamma K T / G \rho \mu} \quad (\text{où } c^2 = \gamma K T / \mu)$$

alors  $\omega^2$  est négatif et la perturbation croît exponentiellement.

La masse correspondante, ou masse de Jeans,  $M_J = \rho \lambda_J^3$  est instable gravitationnellement :

$$M_J = \left( \frac{\pi \gamma K T}{\mu G} \right)^{3/2} / \sqrt{\rho}$$

- Pour une masse finie, le critère d'instabilité est donné par le théorème du Viriel qui revient pratiquement au même résultat que le critère de Jeans. A l'équilibre, les énergies cinétique  $E_c$  et potentielle  $W$  du système sont reliées par :

$$2E_c + W = 0$$

Il y a contraction si  $2E_c + W < 0$  ; soit pour une sphère de masse  $M$  et de rayon  $R$ ,  $W = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$  et le terme de pression  $E_c = \frac{3}{2} \frac{MKT}{\mu}$  ( $T$  température supposée uniforme). On a supposé la sphère homogène de densité constante  $\rho$ . La sphère est instable si :

$$\frac{GM^2}{5R} > \frac{MKT}{\mu} \quad \text{ou} \quad \boxed{M > \left(\frac{5KT}{G\mu}\right)^{3/2} \sqrt{3/4\pi\rho}} \quad \left(= M_J \text{ à } 2\% \text{ près} \right) \\ \text{si } \gamma = 1$$

- Cette condition peut aussi s'écrire :

$$t_S > (15/\pi G\rho)^{1/2}$$

où  $t_S$  est le temps que met le son à traverser le nuage :

$$t_S = 2R/C \quad \text{avec } C^2 = KT/\mu$$

Le terme de droite représente le temps de chute libre, lors de l'effondrement gravitationnel de la sphère, de densité  $\rho$ . En effet, l'équation du mouvement pour une coquille de rayon initial  $r_0$  du nuage est

$$\frac{d^2r}{dt^2} = - \frac{G4\pi r_0^3 \rho_0}{3r^2} = - \frac{GM(r_0)}{r^2}$$

$\rho_0$  est la densité uniforme initiale. On suppose que la masse  $M(r_0)$  intérieure au rayon initial  $r_0$  reste constante durant l'effondrement (les coquilles ne se traversent pas). Cette équation s'intègre (en multipliant chaque membre par  $dr/dt$ ) =

$$\frac{dr}{dt} = - \left[ 2GM(r_0) \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \right]^{1/2}$$

Avec le changement de variable  $r = r_0 \cos^2 \theta$ , cette équation donne :

$\theta + \sin\theta \cos\theta = t\sqrt{8\pi G\rho_0/3}$  montrant que  $\theta$  est indépendant de  $r_0$ . Toutes

les coquilles atteignent le centre en même temps, lorsque  $\theta = \pi/2$ , donc après le temps de chute libre

$$t_{ff} = \sqrt{3\pi/32G\rho_0}$$

- La condition d'instabilité du nuage s'écrit donc  $t_S \geq 4t_{ff}$

- Pour un nuage moléculaire typique, de densité moyenne  $n_{H_2} \approx 500\text{cm}^{-3}$  et de température  $T = 20\text{K}$ , la masse critique de Jeans est  $M_J \sim 100 M_\odot$ , ce qui est en général bien inférieur à la masse du nuage (de  $10^3$  à  $10^6 M_\odot$ ). Ce résultat explique pourquoi plusieurs parties du nuage peuvent devenir instables gravitationnellement et donner naissance à des condensations puis à des étoiles. D'autre part, d'autres mécanismes doivent être présents pour stabiliser les nuages, pour maintenir le taux de formation d'étoiles à la valeur relativement faible observée.

- Plusieurs facteurs peuvent s'opposer à la condensation : la rotation, le champ magnétique, et même la pression si la contraction du nuage devient adiabatique, c'est-à-dire si le nuage devient optiquement épais à son propre rayonnement. En effet, les forces de gravitation par unité de volume varient comme  $\rho/R^2$  soit  $M/R^5$ , alors que le gradient de pression varie comme  $P/R$ . Si le nuage est optiquement mince, il rayonne l'énergie de la contraction et celle-ci est isotherme, et les forces de pression varient comme  $MT/R^4$  (avec  $T =$  constante). Elles ne peuvent plus stopper l'effondrement du nuage, une fois qu'il est amorcé.

Par contre, dans le cas adiabatique, les forces de pression varient comme  $M^\gamma/R^{3\gamma+1}$ . Il suffit donc que  $\gamma > 4/3$  pour que celles-ci puissent stopper l'effondrement.

- Le nuage possède toujours un moment cinétique non nul initialement. La conservation de ce moment angulaire accélère la rotation et  $\Omega$ , la vitesse angulaire, varie comme  $R^{-2}$ . La force centrifuge par unité de volume varie comme  $\rho\Omega^2R \propto R^{-6}$  et peut donc compenser les forces de gravitation (en  $1/R^5$ ). La concentration du nuage ne se poursuit plus que dans une dimension (formation d'un disque). Toutefois, la condensation peut à nouveau se poursuivre, si le nuage se fragmente en plusieurs morceaux, ou si le moment angulaire est transféré vers les régions externes grâce à la convection turbulente, ou des lignes de force du champ magnétique.

- S'il existe initialement un champ magnétique  $B_0$  dans le nuage, celui-ci varie en  $R^{-2}$  (gel de  $\vec{B}$  dans la matière). La pression magnétique varie alors en  $R^{-4}$ , et les forces par unité de volume en  $R^{-5}$ . La contraction ne peut être que ralentie, et de toutes façons elle se produit toujours dans la direction parallèle au champ  $\vec{B}$ .

- Les mouvements de turbulence à l'intérieur des nuages moléculaires correspondent à une pression turbulente qui est la plupart du temps supérieure à la pression thermique. Ces mouvements stabilisent donc les nuages. Mais d'où vient cette énergie ? Il pourrait s'agir de la formation d'étoiles elle-même : les étoiles de petites masses fournissent de l'énergie au milieu environnant sans pour cela le disperser, comme dans le cas des étoiles massives (mouvements explosifs). Il pourrait aussi s'agir de la rotation différentielle de la Galaxie (forces de cisaillement). Ou bien l'ensemble des nuages interstellaires pourrait être considéré comme une hiérarchie de structures tourbillonnaires où l'énergie cascaderait le long des diverses échelles spatiales.

(2) Fragmentation et formation des étoiles :

Nous avons vu que le temps d'effondrement pour un nuage sphérique de densité uniforme était  $t_{ff} \propto (G\rho)^{-1/2}$ . Dans le cas général, toutefois, la densité est une fonction décroissante du rayon. Les régions centrales vont donc s'effondrer plus vite (la condition  $M(r_0)$  constante est alors bien vérifiée). La concentration centrale va donc s'accroître. On peut montrer analytiquement que si, initialement, le nuage est légèrement concentré ( $\rho$  de la forme  $1-r^2/a^2$  au centre), la distribution radiale devient alors asymptotiquement en  $r^{-12/7}$  loin du centre. Cette contraction des parties centrales s'arrête lorsque le gaz devient optiquement épais dans l'infrarouge (pour  $n_H > 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ) et que l'énergie de la contraction gravitationnelle cesse d'être évacuée (régime adiabatique). Le gaz s'échauffe alors ce qui freine la contraction.

On atteint bientôt au coeur du nuage des densités et des températures semblables à celles des atmosphères stellaires. La proto-étoile continue d'augmenter en masse par le flux de matière qui tombe en chute libre, des parties externes du nuage. A partir d'une certaine masse accrétée, le rayonnement de l'étoile formée va chauffer le milieu environnant, l'ioniser éventuellement et stopper complètement le flux de matière. D'autre part, il est très possible que la condensation initiale se fragmente en plusieurs morceaux. En effet, la masse de Jeans  $M_J$  varie comme  $T^{3/2} \rho^{-1/2}$ . Dans la première phase de la contraction, la température ne monte pas, elle tend même à décroître lorsque la densité augmente ; la masse de Jeans ne fait que décroître et des plus petites masses deviennent alors instables. Des sous-condensations commencent à se contracter. La fragmentation explique bien

plusieurs faits d'observation, notamment que les étoiles se forment en groupes ; elle rend compte d'autre part de la valeur des masses stellaires, alors que les nuages moléculaires ne commencent à se contracter qu'au-delà de quelques centaines de masses solaires. Jusqu'où se poursuit la fragmentation, et qu'elle est la plus petite masse obtenue ? La masse de Jeans s'arrête de décroître lorsque la contraction devient adiabatique : le nuage devient si opaque que le temps nécessaire pour évacuer l'énergie est bien supérieur au temps d'effondrement  $t_{ff}$ . Le nuage s'échauffe alors et la température croît comme  $T \propto \rho^{\gamma-1}$ . Pour  $\gamma = 5/3$  (gaz parfait monoatomique)  $T \propto \rho^{2/3}$  et la masse de Jeans  $M_J$  croît ... durant la contraction : toute fragmentation est stoppée.

La masse du plus petit fragment est alors égale à la masse de Jeans à l'époque de la transition vers le régime adiabatique.

Pour avoir une ordre de grandeur de cette masse, écrivons que le taux de gain d'énergie par contraction gravitationnelle :

$$GM^2/Rt_{ff} \quad (t_{ff} \text{ temps de chute libre})$$

est juste égal au taux d'évacuation de cette énergie par rayonnement

$$4\pi R^2 \sigma T^4$$

où l'on suppose que la surface extérieure du nuage rayonne comme un corps noir à la température  $T$  ( $\sigma$  est la constante de Stefan). En exprimant  $t_{ff}$  en fonction de  $\rho$  :

$$t_{ff} = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$$

On obtient une relation entre  $M$ ,  $\rho$  et  $T$  :

$$3\sigma T^4 = \frac{GM\rho}{t_{ff}} = \frac{4\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} M(G\rho)^{3/2}$$

Sachant que  $M$  est égale à la masse de Jeans :

$$M = M_J = (\pi K T / \mu G)^{3/2} \rho^{-1/2}$$

on peut alors éliminer  $\rho$ , pour obtenir :

$$M = 10,3 (K/\mu)^{9/4} G^{-3/2} \sigma^{-1/2} T^{1/4}$$

Pour une température de l'ordre de 10K au minimum, le plus petit fragment sera de l'ordre de  $10^{-2} M_{\odot}$ .

Ce résultat devrait être modifié quelque peu en présence de champ magnétique ou de rotation.

Notons pour terminer que les processus de condensation et de fragmentation se produisent souvent en chaîne, dès que quelques étoiles se sont formées dans un nuage interstellaire : on parle de formation contagieuse d'étoiles. En effet, l'expansion des régions HII s'accompagne d'une onde de choc qui comprime une fine enveloppe de gaz neutre autour de l'étoile massive formée. Cette enveloppe va se fragmenter et se condenser pour former d'autres étoiles. Le même phénomène se produit autour du reste d'une supernova. Les nouvelles étoiles sont alors formées dans une configuration en expansion, correspondant tout à fait aux propriétés cinématiques observées dans les associations stellaires.