

VI.- EFFONDREMENT ET FRAGMENTATION POUR FORMER LES GALAXIES

Pour être liée gravitationnellement, une perturbation doit avoir une densité au moins égale à la densité critique :

$$\rho_c(t) = 3H^2/8\pi G$$

ce qui est vrai de toute fluctuation positive ( $\delta\rho/\rho > 0$ ) dans un univers euclidien ( $\Omega = 1$ ). Par contre, dans un univers ouvert où  $\Omega_0 = 0.1$  aujourd'hui, à l'époque de la recombinaison  $(1 - \Omega)/\Omega = (1 - \Omega_0)/\Omega_0 R(t)$  (puisque  $R^2(\rho_c - \rho) = \text{cste}$ ), donc  $\Omega_c \approx 1 - 10^{-2}$  et la densité des fluctuations doit valoir au moins  $\delta\rho/\rho \sim 10^{-2}$ . Toute perturbation liée gravitationnellement continuera son mouvement d'expansion pendant un moment, puis commencera à s'effondrer sous l'effet de sa propre gravitation.

Durant l'effondrement, y aura-t-il instabilité gravitationnelle et quelles sont les masses instables ? La masse de Jeans dans un milieu de pression  $P$  et de densité  $\rho$  s'exprime par

$$M_J = (3/4\pi)^{1/2} (5/G)^{3/2} \left(\frac{P^{3/2}}{\rho^2}\right)$$

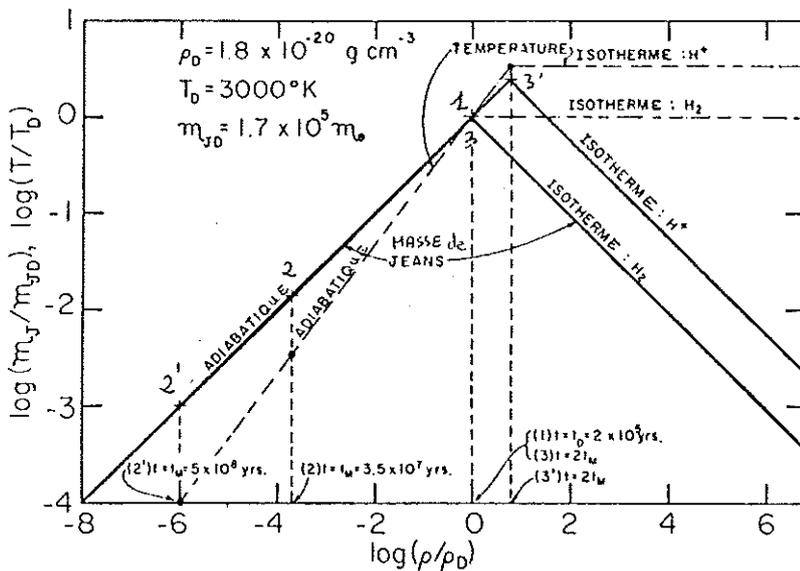
Avant recombinaison, la pression  $P$  est celle du rayonnement :

$$P = \frac{1}{3} \rho c^2$$

et la masse de Jeans est de l'ordre de grandeur de  $10^{19} M_\odot$ . Juste après la recombinaison, la pression chute d'un facteur  $10^9$  ( $n_b/n_\gamma \sim 10^{-9}$ ) et la masse de Jeans tombe à  $10^5 - 10^6 M_\odot$ , une valeur correspondante à la masse des amas globulaires.

Dans l'hypothèse des fluctuations isothermes, ce sont donc les amas globulaires qui se séparent les premiers de l'expansion et il faut faire appel à la fragmentation pour former des étoiles. Dans l'hypothèse de fluctuations adiabatiques, toutes les perturbations de masses inférieures à  $10^{12} - 10^{14} M_\odot$  sont amorties dans la période radiative et ce sont les amas de galaxies qui se forment en premier. La fragmentation est alors encore plus nécessaire. Elle peut théoriquement se produire si la masse de Jeans décroît au cours du temps.

Considérons donc l'évolution de la masse de Jeans pour une perturbation  $\delta\rho/\rho$  qui commence à croître à la recombinaison (masse correspondante  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  = une masse galactique par exemple). La perturbation commence par continuer son expansion, de façon ralentie, jusqu'à un temps  $t_M$  dépendant de la densité de la fluctuation au départ ( $t_M \sim 3 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8$  ans). Cette expansion est adiabatique, puisque la matière est découplée du rayonnement ( $\gamma = 5/3$ ) et donc  $M_J \propto \rho^{1/2}$ , comme indiqué dans la figure ci-dessous :



----- température  
 ———— masse de Jeans  
 - Après découplage (ou recombinaison  $T = T_D$ ,  $\rho = \rho_D$  à  $t_{rec}$ ), le nuage protogalactique poursuit son expansion du point 1 au point 2 ou 2' selon sa densité. Puis il se contracte de façon adiabatique jusqu'en 3 ou 3', selon le mécanisme de refroidissement le plus efficace (par  $H_2$  ou  $H^+$ )  $T = 3000 K$  ou  $T = 10000 K$ . La contraction devient alors isotherme.

Dans cette figure, le point représentatif de la galaxie part du point (1) à la recombinaison, poursuit son expansion jusqu'au point (2) ( $T = 11^\circ K$ ) ou (2') ( $T = 0,3^\circ K$ ) selon le contraste de densité  $\delta\rho/\rho$  au départ. La masse de Jeans ne peut alors descendre que jusqu'à  $10^{-2} - 10^{-3}$  de celle du découplage ( $m_{JD}$ ). Puis dans l'effondrement adiabatique ultérieur,  $M_J$  va croître à nouveau comme  $\rho^{1/2}$ . L'effondrement cesse d'être adiabatique dès que le gaz peut rayonner et dissiper son énergie. Ceci arrive dès que le gaz s'ionise de façon significative, vers  $T = 10^4 K$  (ionisations collisionnelles)

ou même un peu avant à  $T \approx 3 \cdot 10^3 \text{K}$  s'il peut se former suffisamment de molécules  $\text{H}_2$  (réactions  $\text{H}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_2^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}^+$ ) avec les quelques protons restant de la recombinaison.

Après avoir atteint cette température, le gaz se comporte de façon isotherme et la masse de Jeans décroît comme  $\rho^{-1/2}$ . C'est dans cette phase que pourra avoir lieu la fragmentation : au cours du temps, des masses de plus en plus petites vont devenir instables et se séparer de l'ensemble de la perturbation. Cette chaîne de fragmentations cesse dès que la densité devient assez importante pour que le fragment soit opaque à son propre rayonnement (cas des étoiles). On entre alors dans une phase adiabatique ( $M \propto \rho^{1/2}$ ) qui stoppe toute fragmentation ultérieure.

Ce scénario soulève toutefois quelques problèmes : si les fragments ne se condensent pas assez rapidement relativement à la perturbation globale, les collisions entre fragments peuvent rétablir une densité uniforme, et la galaxie s'effondre en une seule entité. Il faut donc une grande différence de densité entre les diverses échelles de fragmentation. Supposons par exemple que la galaxie se contracte d'un facteur  $R$  (son rayon minimum est  $a_m = a_o R$ ), et que les fragments se contractent de  $R_f$  (rayon minimum  $a_f = a_o R_f$ ). La probabilité de collisions entre fragments est :

$$p = n(a_f/a_m)^2 = n^{1/3}(R_f/R)^2$$

où  $n$  est le nombre de fragments (au départ, les  $n$  fragments représentent le volume de la galaxie  $n a_o^3 = a_o^3$ ).

Pour que les collisions ne dominent pas la fragmentation, il faut que  $P < 1$  ou :  $R_f/R < n^{-1/6}$ .

Il existe pourtant des interactions gravitationnelles entre fragments, qui transfèrent à la fois du moment angulaire orbital et rotationnel propre aux fragments. Les forces centrifuges limitent alors l'effondrement de la galaxie et des fragments. Si  $m = M/n$  est la masse de chaque fragment

et  $\ell$  leur distance relative, leur accélération mutuelle est de l'ordre de  $Gm/\ell^2$ . Le temps caractéristique de l'effondrement pour la galaxie, de densité  $\rho \approx m/\ell^3$  est de l'ordre de  $(G\rho)^{-1/2}$ . Pendant ce temps, les vitesses acquises par les fragments sont  $v = \frac{Gm}{\ell^2} (G\rho)^{-1/2} = \left(\frac{Gm}{\ell}\right)^{1/2}$  et augmentent même par conservation du moment angulaire dans la contraction :  $v = \left(\frac{Gm}{\ell}\right)^{1/2} R^{-1}$ . Les forces centrifuges correspondant à ces mouvements dans la galaxie parviennent à stopper l'effondrement lorsque  $v^2 \sim GM/(a_R)$ , soit :

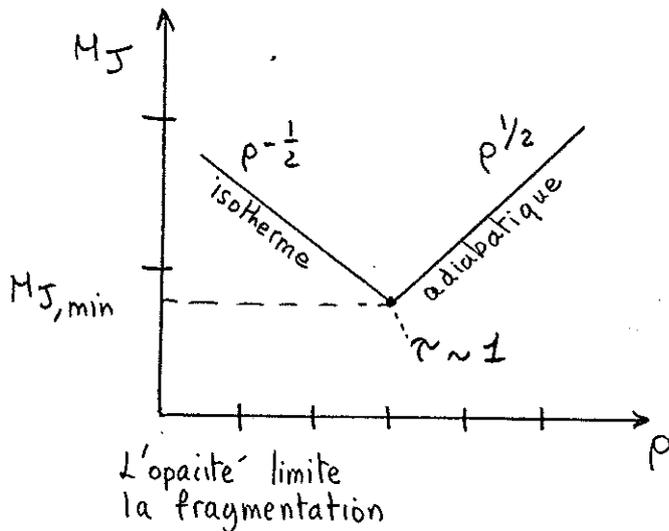
$$R = \frac{a_O}{\ell n} = n^{-2/3}$$

En ce qui concerne la rotation des fragments sur eux-mêmes, ce sont les couples de torsion gravitationnels de marée qui en sont à l'origine. Leur efficacité principale correspond au moment où les fragments commencent à se séparer. leur moment quadripolaire est alors  $Q = m\ell^2$ , leur séparation  $\sim \ell$  et le couple de torsion  $\sim GmQ/\ell^3 \sim Gm^2/\ell = dJ/dt$ . Le moment angulaire acquis est donc  $J = m\ell v \sim Gm^2/\ell(G\rho)^{-1/2}$  et la vitesse de rotation au départ est  $(Gm/\ell)^{1/2}$  (du même ordre que la vitesse orbitale). Dans la contraction des fragments, par conservation du moment angulaire  $v = (Gm/\ell)^{1/2}/R_f$ . Les forces centrifuges empêchent donc le collapse, dès le début quasiment  $R_f \sim 1$ .

Ce raisonnement semble exclure le scénario de la fragmentation, mais le problème peut être résolu si l'on tient compte du phénomène de relaxation violente, qui se produit lorsque l'état d'un système est très éloigné des conditions d'équilibre. Il se produit alors des échanges d'énergie par des mouvements collectifs importants des fragments, qui empêcheront la galaxie de se contracter plus vite que les fragments eux-mêmes.

Si la fragmentation se poursuit assez loin peu après la recombinaison, il se formerait une première génération d'étoiles (population III) même avant la formation des galaxies proprement dites. La plus petite masse des étoiles formées serait tout de même plus grande qu'aujourd'hui. En effet, la matière dont se forment les premières étoiles n'est pas du tout enrichie en éléments lourds comme les générations ultérieures.

Or les éléments lourds sont un agent essentiel de refroidissement du milieu par rayonnement. Il s'ensuit que des condensations enrichies en éléments lourds peuvent se contracter vers des densités supérieures tout en restant isothermes plus longtemps, donc la masse de Jeans peut descendre plus bas avant de remonter dans la phase adiabatique (opacité de la matière) : on peut former des étoiles plus petites.



Les étoiles de population III ne seraient donc que des objets très massifs ( $M \sim 100 M_{\odot}$ ) qui enrichiraient rapidement le gaz primordial en éléments lourds et formeraient des trous noirs, fournissant ainsi une hypothèse pour l'origine de la masse invisible (cf. discussion ultérieure).

## VII. FORMATION DES GALAXIES ELLIPTIQUES

Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour expliquer la formation des elliptiques. Une des hypothèses importantes est le taux de dissipation au cours de la formation, c'est-à-dire la fraction de matière encore sous forme de gaz par rapport aux étoiles déjà formées. Il est certain que cette fraction est, de toutes façons, assez faible contrairement aux protogalaxies qui donnent ensuite une galaxie spirale à disque mince. Mais les modèles basés sur une faible dissipation permettent d'expliquer de nombreuses caractéristiques des galaxies observées, comme le gradient de métallicité dans les elliptiques : l'abondance des éléments lourds croît vers le centre. Le gaz s'enrichit peu à peu grâce aux générations d'étoiles successives et tombe vers le centre en perdant de l'énergie par dissipation. Les étoiles les plus récentes sont alors formées au centre et ce sont les plus

enrichies en éléments lourds. Les modèles qui représentent le mieux les observations supposent le temps de dissipation  $\tau_{diss}$  du même ordre de grandeur que le temps de formation d'étoiles  $\tau_*$ . Ceci a l'avantage de prédire un nombre d'étoiles constant dans chaque intervalle logarithmique de rayon :

$$\frac{dN(r)}{d\log(r)} \propto \frac{4\pi r^2 \rho dr}{dr/r} = \text{cste} \left( \propto \frac{\tau_{diss}}{\tau_*} \right)$$

et donc un profil en densité  $\rho \propto r^{-3}$ , donnant lieu à la loi de Hubble (intensité de surface) en  $r^{-2}$  dans l'enveloppe galactique.

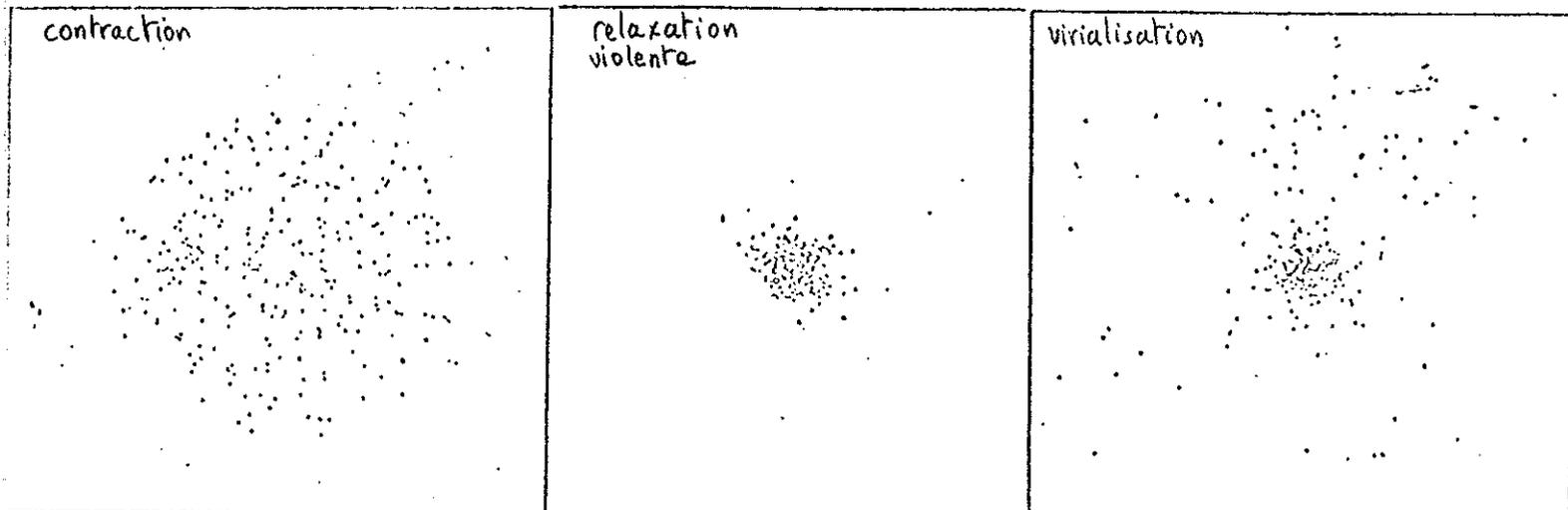
S'il reste après formation un peu de gaz de faible densité dans la galaxie, il est ensuite balayé par les explosions de supernovae des dernières étoiles, ce qui expliquerait l'absence totale de gaz aujourd'hui.

Pour les elliptiques possédant un certain aplatissement, il semble toutefois que ce modèle prédit des gradients de métallicité dans la direction perpendiculaire au plan bien supérieurs aux observations. C'est pourquoi, il est nécessaire d'étudier des modèles de formation sans aucune dissipation. Ces modèles basés uniquement sur la dynamique des étoiles, toutes formées avant la galaxie, parviennent aussi à rendre compte des profils de luminosité des galaxies, et pour celles qui possèdent de la rotation, le rapport moyen d'ellipticité est naturellement expliqué. En effet, au moment où la galaxie s'effondre gravitationnellement, en se séparant de l'expansion générale de l'Univers, elle commence d'abord par décélérer son expansion et atteint un rayon maximal  $R_0$ .

contraction

relaxation  
violente

virialisation



Ce rayon  $R_0$  est atteint à l'époque  $\frac{1}{2} T_c$ , si  $T_c$  est le temps d'effondrement de la perturbations considérée :

$$T_c = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \left( \frac{R_0^3}{GM} \right)^{1/2}$$

où  $M$  est la masse de la galaxie.

Au point d'expansion maximale, l'énergie cinétique du système est très faible et l'énergie totale  $E$  est pratiquement l'énergie gravitationnelle

$$E = W_0 = - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R_0}$$

En l'absence de dissipation, on peut dire que la galaxie après relaxation violente va tendre à l'équilibre du viriel, pour lequel

$$2T + W = 0. \text{ Or, } E = W_0 = T + W = W/2.$$

Le rayon final à l'équilibre sera donc :

$$R_{eq} = \frac{1}{2} R_0$$

Comme la galaxie, après virialisation, sera assez concentrée (cf. figure précédente) on peut définir un rayon équivalent  $R_{eq} = GM^2/|W|$  qui caractérise la taille du système.

Si la galaxie possède au départ le moment angulaire moyen  $\langle J \rangle$  transféré par les interactions de marée entre protogalaxies, l'effondrement sera inhibé perpendiculairement à la direction de rotation (cf. VI "fragmentation") et le rayon dans le plan restera  $\sim R_0$ , tandis que l'effondrement perpendiculaire au plan conduira à une épaisseur  $\sim R_0/2$ . Ce processus produit une galaxie elliptique de type E5 environ, et explique grossièrement la distribution restreinte des ellipticités observées.

Si le taux de formation d'étoiles par unité de volume croît comme une puissance  $n$  de la densité de gaz  $\propto \rho^n$  ( $n \sim 2$  dans le milieu interstellaire aujourd'hui), le temps de formation d'étoiles varie comme  $\tau_* \propto \rho^{1-n}$ ; comme d'autre part le temps d'effondrement varie comme  $T_c \propto (G\rho)^{-1/2}$ , le rapport

$$\tau_*/T_c \propto \rho^{(3/2)-n}$$

Puisque très probablement  $n > 3/2$ , la formation d'étoiles sera plus complète pour les perturbations plus denses initialement, même si ce sont celles qui s'effondrent le plus vite. Ainsi s'explique pourquoi les elliptiques, de forte densité, se forment plus lentement et avec beaucoup de dissipation.

De plus, si une région de l'univers possède des fluctuations initiales de forte densité, qui se condenseront en elliptiques, la densité moyenne de l'ensemble sera aussi plus forte que l'environnement et expliquerait pourquoi les elliptiques se retrouvent en grand nombre dans les amas denses (les gros amas peuvent se fragmenter en galaxies massives).

Un des problèmes des modèles de formation des elliptiques sans dissipation est le gradient de métallicité centre-bord. Une façon de résoudre ce problème est de considérer que dans l'effondrement de la galaxie, le centre devient plus dense que les bords et s'effondre plus vite. Assez longtemps après la virialisation du centre de la galaxie, une enveloppe de gaz s'effondre encore et forme l'extérieur peu enrichi en éléments lourds. Une autre solution est la chute vers le centre des amas globulaires par friction dynamique. Celle-ci échange de l'énergie dans les rencontres gravitationnelles pour tenter d'établir l'équipartition d'énergie. Les objets très massifs perdent donc de l'énergie au profit des plus petits et les amas globulaires ( $\sim 10^5 - 10^6 M_{\odot}$ ) spiralent vers le centre en une échelle de temps de l'ordre de grandeur de l'âge de l'Univers. Ce déplacement peut créer un gradient de métallicité vers le centre, si les amas denses ont un taux de recyclage de la matière dans les étoiles plus grand que le reste de la galaxie.

#### VIII.- ROLE DE L'ENVIRONNEMENT

On observe de nos jours les galaxies jusqu'à un redshift  $z = 4$  (plus particulièrement les quasars). Ce décalage vers le rouge, effet Doppler dû à l'expansion cosmique, est défini comme  $z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$  ( $\lambda$  longueur d'onde

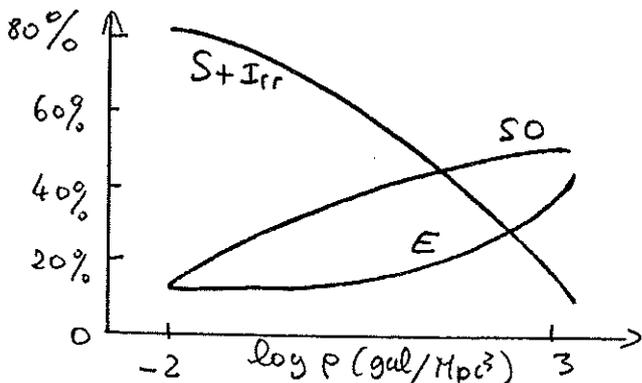
reçue,  $\lambda_0$  longueur d'onde émise).  $(1 + Z) = \lambda/\lambda_0 = R(t_1)/R(t)$ .

$R(t_1)$  est l'échelle caractéristique de l'univers aujourd'hui. ( $R(t_1) = 1$  pour normaliser).  $R(t)$  est l'échelle caractéristique lorsque le rayonnement a été émis à  $\lambda_0$ . On a donc :

$$(1 + Z) = R(t)^{-1}$$

Observer des galaxies très lointaines, à grand redshift  $Z$ , permet ainsi de remonter dans l'histoire de l'Univers, au moment où  $R(t) = (1 + Z)^{-1}$ . Or, jusqu'à présent, aucun indice de galaxies en formation n'a été détecté (si l'on excepte la catégorie de galaxies irrégulières, de faible masse, contenant essentiellement du gaz et que l'on peut considérer encore en formation). Si l'on considère l'Univers comme euclidien, cette période ( $Z = 4$ ) correspond à  $t = 10^{10}$  ans  $(1 + Z)^{-3/2} \sim 9 \cdot 10^8$  ans. On s'aperçoit donc que, depuis leur formation, l'interaction avec l'environnement a pu jouer un rôle important.

On sait, d'autre part, que la nature et le type morphologique des galaxies varient notablement en fonction de la densité de galaxies environnantes. On peut même parler de ségrégation morphologique, car la plupart des galaxies de champ (isolées ou en très petits groupes) sont des spirales, alors que dans les amas denses, on ne trouve plus qu'elliptiques et lenticulaires. Cette ségrégation dépend surtout de la densité, car les quelques spirales des amas se trouvent essentiellement dans la périphérie.



La question n'est toujours pas résolue de savoir quelle est la part de l'acquis et de l'inné dans cette ségrégation, mais il est certain que l'environnement joue un rôle significatif, car les galaxies s'éloignent

par dispersion, du lieu de leur formation (avec une vitesse typique de  $10^3$  Km/s dans les amas, une galaxie parcourt  $\sim 10$  Mpc depuis sa formation et la taille des amas est de quelques Mpc). Les effets de l'environnement sont essentiellement de deux sortes : les perturbations dues au mouvement des galaxies dans le gaz intergalactique existant dans les amas, et les interactions de marée entre galaxies.

A/ - TRONCATURES DES ENVELOPPES -

Les régions les plus sensibles aux interactions de marée sont les parties les plus extérieures des galaxies. Les rencontres gravitationnelles entre galaxies sont bien plus fréquentes dans les amas riches, mais les vitesses relatives y sont aussi d'autant plus grandes que la densité de l'amas est importante ( $T \sim |W|/2$ ). Dans chaque rencontre, il n'y a donc que peu d'effet de résonance avec les étoiles des galaxies, et les effets ne deviennent importants que par accumulation.

Considérons une galaxie de distribution de masse  $m(r)$ , en orbite circulaire à une distance  $R_0$  autour du centre d'un amas de distribution de masse  $M(R)$ . On peut définir le rayon de marée  $r_t$  pour les étoiles de la galaxie où l'attraction de la galaxie même devient égale à la force différentielle gravitationnelle de l'amas :

$$-\frac{Gm(rt)}{rt^2} = \frac{d}{dR} \left[ \frac{GM}{R^2} \right] rt$$

soit :

$$m(rt) rt^{-3} = \left( 2 - \frac{d \log M}{d \log R} \right) M(R_0) R_0^{-3}$$

Ce rayon de marée correspond donc à la région de la galaxie où la densité devient égale à la densité moyenne de l'amas contenue dans l'orbite  $R_0$ . Autrement dit, la galaxie est limitée par les phénomènes de marée au rayon où la période de rotation des étoiles dans la galaxie devient égale à la période de rotation de la galaxie dans l'amas. Les étoiles à l'intérieur de ce rayon ont une période bien plus courte et ne ressentent qu'un champ de

marée lentement variable : elles ne sont pratiquement pas perturbées. Les étoiles à l'extérieur de ce rayon poursuivent autour de l'amas une orbite indépendante et s'isolent de la galaxie par déphasage.

Si l'on suppose que la galaxie (elliptique) et l'amas sont bien représentées par des sphères isothermes de dispersion de vitesse  $\Delta v_g$  et  $\Delta v_a$  respectivement, la relation précédente devient :

$$r_t/R_o = \Delta v_g/\Delta v_a$$

Les rapports de ces dispersions de vitesses couramment mesurés dans les amas donnent  $R_o/r_t \sim 5$ . Il est clair que les galaxies dans les amas ne peuvent avoir de halos individuels, mais plutôt un "halo" intergalactique. On observe nettement les troncatures dans le profil de luminosité des galaxies d'amas.

#### B/ - BALAYAGE DU GAZ -

Plusieurs mécanismes permettent d'expliquer la disparition du gaz des galaxies spirales et leur transformation en lenticulaires dans les amas riches de galaxies. L'un des plus efficaces est le balayage par le gaz chaud intergalactique. Ce gaz chaud de densité  $n \sim 10^{-3} \text{cm}^{-3}$  et de température  $T \sim 5 \cdot 10^7 \text{K}$  est en effet observé grâce aux rayons X émis et attendu par les modèles théoriques (soit provenant de l'époque de la formation des galaxies dans la théorie des crêpes où seule une fraction du gaz primordial se retrouve dans les galaxies, soit éjecté par la suite par interaction des galaxies avec leur environnement).

Ce gaz chaud intergalactique a une pression bien supérieure (environ 30 fois) à celle du gaz propre des galaxies individuelles de densité  $n \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-3}$  et de température  $T \sim 5 \cdot 10^5 \text{K}$ . Ce dernier va donc subir une forte compression à l'entrée de l'amas.

Cette compression du milieu interstellaire va sans doute induire une intense activité et formation d'étoiles. Mais comme, d'autre part, les galaxies en général se déplacent à grande vitesse par rapport au gaz intergalactique de l'amas, le milieu interstellaire subit une forte pression dynamique.

Si les galaxies de l'amas et le gaz intergalactique sont en équilibre dans le potentiel de l'amas, les vitesses des galaxies par rapport au gaz chaud sont de l'ordre de la vitesse du son. Il se forme donc une onde de choc en amont de la galaxie et une augmentation de la densité dans son sillage. Ce dernier phénomène produit un freinage dû à la friction dynamique mais celui-ci est négligeable devant le freinage dû aux autres galaxies de l'amas car le gaz chaud ne représente qu'une très faible fraction de la masse.

Le gaz chaud agit plutôt sur le milieu interstellaire avec une force dynamique totale :

$$F_d = \pi r^2 \rho_i v^2$$

où  $\pi r^2$  est la section de la galaxie perpendiculaire à sa vitesse (section efficace),  $\rho_i$  est la densité du gaz intergalactique et  $v$  la vitesse de la galaxie. Si cette force  $F_d$  devient supérieure à la force gravitationnelle qui lie le milieu interstellaire à la galaxie :

$$F_d > fGm^2/r^2$$

(où  $f$  est la fraction de la masse  $m$  de la galaxie sous forme de gaz), il peut alors y avoir balayage complet du gaz. Cette condition se met sous la forme :

$$\pi r^2 \rho_i v^2 > fGm^2/r^2$$

soit, en définissant la vitesse de rotation  $v_c$  dans la galaxie par :

$$Gm/r \approx v_c^2$$

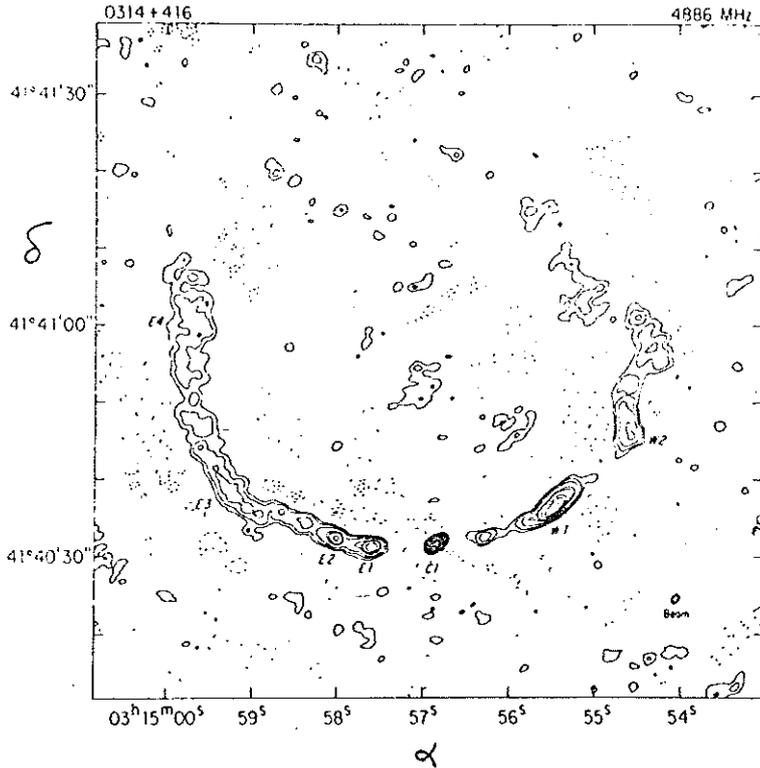
(énergie potentielle = 2 × énergie cinétique)

$$v^2/v_c^2 > fm/\pi r^3 \rho_i$$

Le deuxième terme dans cette inégalité fait apparaître le rapport de la densité du milieu interstellaire à la densité du gaz chaud.

Cette condition est pratiquement toujours remplie au centre des amas où le gaz intergalactique est dense et où la dispersion des vitesses des galaxies est de l'ordre de  $10^3$  Km/s (elle ne l'est plus dans les petits groupes de galaxies ou aux bords des amas). De plus, la force de pression dynamique ne joue pas sur tous les composants du milieu interstellaire de la même façon. Pour les nuages denses, qui ont pour la même masse (et donc la même attraction gravitationnelle de la galaxie) une surface bien plus faible, la force dynamique proportionnelle à la surface peut être sans effet. Le gaz dilué est balayé préférentiellement.

Un autre mécanisme qui débarasse la galaxie de son gaz est l'évaporation, indépendamment de la vitesse de la galaxie par rapport au gaz chaud. Deux processus sont alors en compétition, le rayonnement et la conduction. Si la conduction est efficace (essentiellement énergie transportée par les électrons), les deux milieux interstellaire et intergalactique tendent à un équilibre isotherme, et le gaz de la galaxie s'évapore dans l'amas. Si, par contre, le rayonnement induit par les collisions au centre de la galaxie est assez efficace pour transférer l'énergie à l'extérieur, le milieu interstellaire va plutôt se refroidir, et à cause de la diminution de pression, le flux de gaz s'effectuera dans l'autre sens, il y aura accréation de gaz par la galaxie. La masse évaporée lorsque la conduction est plus rapide est très difficile à estimer ; elle est proportionnelle au libre parcours moyen des électrons dans le gaz chaud, qui peut être très réduit par un champ magnétique même faible et à orientation désordonnée.



La radiogalaxie dans l'amas de Persée NGC 1265 (cf. figure ci-contre) révèle de façon frappante la présence de gaz intergalactique. Les lobes radio sont rejetés en arrière du mouvement (ici  $V = 2000 \text{ Km/s}$  sous l'effet de la pression du gaz de l'amas.

Un troisième mécanisme est le chauffage du gaz des galaxies par les effets de marée répétés dans les amas. Nous avons déjà vu que le passage d'un compagnon excitait un certain mode d'oscillation des étoiles dans les parties externes de la galaxie (élongation le long du péricentre, compression dans les directions perpendiculaires). L'énergie cinétique de toutes ces oscillations s'accumule et permet à la matière (gaz ou étoiles) de progressivement s'échapper.

#### C/ - FUSION DE GALAXIES -

Lorsque la rencontre entre galaxies se termine par une capture et la formation d'un système lié gravitationnellement, la perte d'énergie due aux interactions de marée et la friction dynamique conduit à terme relativement court à la fusion des deux galaxies. Ce mécanisme a été invoqué pour expliquer la formation des galaxies elliptiques à partir de deux galaxies spirales.

Pourtant, pour que la capture ait lieu, il faut que le passage du compagnon soit relativement lent, en gros que la vitesse relative à l'infini  $V_{\infty}$  soit inférieure ou égale à la dispersion de vitesses interne à la galaxie  $\langle v^2 \rangle^{1/2}$ . Il semblerait donc à première vue que ce type de formation ne soit pas favorisé dans les amas, où  $v_{\infty} \gg \langle v^2 \rangle^{1/2}$ .

Si la masse des elliptiques correspond en effet au double de la masse de spirales (et même plus), leur brillance de surface indique un fort degré de concentration de la masse. Or, par collisions de deux spirales, on forme un système encore plus dilué que les spirales elles-mêmes, ce qui pose un problème pour cette théorie de formation des elliptiques. Il est toutefois possible que l'intense formation d'étoiles induite par la fusion des deux spirales permette de rayonner toute l'énergie restante et de condenser le système final. Un autre problème est celui du moment angulaire. Si les deux spirales initiales tournaient en sens inverse, il est très facile d'expliquer l'absence de rotation des elliptiques. Mais où est transféré le moment angulaire, lorsque les vecteurs rotation des spirales sont parallèles ?

Le modèle n'explique par non plus la présence de gradients de métallicité dans les elliptiques. Il faut alors faire appel à la friction dynamique qui rassemble les amas globulaires au centre (cf. section VII).

Il est cependant certain que la fusion entre galaxies a joué un très grand rôle au moment de la formation même des amas (les vitesses relatives étant alors bien inférieures) et joue encore un rôle dans les sous-groupes de galaxies (où  $v_{\infty} \sim \langle \Delta v^2 \rangle^{1/2}$ ) et au centre des amas, où le puits de potentiel gravitationnel profond attire une grande partie des galaxies. On explique ainsi la formation des galaxies cD, l'élément de loin le plus lumineux de l'amas, possédant une immense enveloppe, et le plus souvent plusieurs noyaux de galaxies au centre. L'émission du gaz intergalactique est toujours centrée sur ces galaxies cD dont la masse augmente aussi par accrétion de gaz.