

LA STRUCTURE SPIRALE

Deux tiers des galaxies environ sont des galaxies spirales et un grand nombre d'entre elles (plus des deux tiers) possèdent une structure spirale régulière à deux bras, dont on peut suivre la continuité des bras du centre de la galaxie (bulbe) jusqu'aux extrémités du disque (en opposition aux spirales stochastiques). Cette structure spirale pose un problème d'enroulement : en effet, s'il s'agissait de bras spiraux matériels, comme on pourrait le penser à première vue, ces bras devraient avoir effectué au moins une centaine de tours depuis la formation des galaxies et toute structure spirale serait brouillée. Seule une onde peut expliquer le phénomène et nous allons détailler dans ce chapitre la théorie des ondes de densité.

Les bras spiraux sont très spectaculaires car ils sont formés d'étoiles jeunes très brillantes et de régions ionisées H II géantes ; ils ne représentent pourtant qu'une très faible perturbation dans la densité moyenne du disque asymétrique (10%). Les barres, par contre, sont des ondes de densité qui rassemblent beaucoup plus de matière (étoiles vieilles). Il s'agit là d'un indice sur l'origine des deux phénomènes : la structure spirale est un phénomène essentiellement gazeux et la formation d'étoiles est favorisée dans les bras spiraux. Lorsque le gaz disparaît, la structure spirale est condamnée à disparaître dans un temps relativement court (comme le montrent les simulations à N-corps). Les lenticulaires (SO) possèdent un disque galactique mais pas de gaz interstellaire ni de structure spirale.

Nous allons commencer par aborder le problème de la stabilité gravitationnelle d'un disque galactique, et définir les grandes caractéristiques des orbites des étoiles dans un disque en rotation. (Théorie épicyclique).

I.- STABILITE D'UN DISQUE

S'il est relativement facile de construire un modèle de disque galactique en équilibre (résolution de l'équation de Vlasov pour la fonction de distribution f), il est plus difficile de savoir si ce disque sera stable vis-à-vis des perturbations gravitationnelles, qu'elles soient axisymétriques ou non. On peut décomposer toute perturbation de densité de surface en modes normaux :

$$\mu(r, \theta, t) = \sum_m \mu_m(r) e^{i(\omega_m t - m\theta + \vec{K} \cdot \vec{r})}$$

$m = 0$ correspond aux perturbations axisymétriques, $m = 1$ représente une structure à 1 bras, $m = 2$ une "spirale" à deux bras, etc...

La dépendance temporelle $\omega_m t$ peut se décomposer en :

$$\omega_m = \omega_R + i\omega_I$$

La partie réelle ω_R représente la rotation de la perturbation, ω_I représente son taux de croissance. Si $\omega_I < 0$ l'amplitude augmente avec le temps (instabilité), si $\omega_I \geq 0$ elle diminue ou reste constante (stabilité).

Avant de regarder si une perturbation de forme spirale ou barrée peut croître spontanément, il faut s'assurer que le disque est stable vis-à-vis des perturbations axisymétriques, c'est-à-dire des condensations aléatoirement distribuées dans le disque, ou bien des structures annulaires. La stabilisation peut provenir de la "pression" équivalente, c'est-à-dire des dispersions de vitesses (σ), et pour certaines perturbations, de la rotation (condensation à grande échelle). les dispersions de vitesse

sont σ_r radiale et σ_θ azimutale. En première approximation, si les orbites des étoiles dans le disque sont des épicycles (cf plus loin), il existe une relation entre σ_r et $\sigma_\theta = \sigma_r/\sigma_\theta = f(\Omega)$, (Ω vitesse angulaire de rotation), relation que nous supposerons vérifiée. Le problème est donc de trouver la valeur minimale de la dispersion σ_r pour stabiliser le disque. Des calculs rigoureux faits par A. Toomre en 1964 montrent que :

$$\sigma_{rmin} = 3,36G\mu(r)/K(r)$$

$$K(r) \text{ fréquence épicyclique} = 2\Omega(1 + \frac{1}{2} \frac{r}{\Omega} \frac{d\Omega}{dr})^{1/2}.$$

Retrouvons, par des arguments simples, le critère de Toomre. Considérons un disque de rayon R et densité surfacique $\mu(r)$ en rotation uniforme à la vitesse Ω . La masse totale du disque est $\sim \pi R^2 \mu_0$. Si l'on suppose que le disque se contracte d'un facteur $(1 - \epsilon)$, la force d'attraction gravitationnelle est modifiée de :

$$\Delta F_g = \pi R^2 \mu_0 G \left(\frac{1}{(1-\epsilon)^2 R^2} - \frac{1}{R^2} \right) \approx 2\pi \epsilon G \mu$$

Par conservation du moment cinétique, le disque tourne plus vite et sa nouvelle vitesse angulaire est : $(1 - \epsilon)^{-2} \Omega$ ($\Omega R^2 = \text{cste}$).

La force centrifuge sera alors modifiée de :

$$\Delta F_c = \Omega^2 R ((1 - \epsilon)^{-3} - 1) \approx 3\epsilon \Omega^2 R$$

Pour que le disque soit stable, il suffit que cette modification de la force centrifuge l'emporte sur la force gravitationnelle et provoque l'expansion du disque jusqu'à son rayon initial. Si ce n'est pas le cas, le disque s'effondre sur lui-même. La condition de stabilité est donc :

$$3\epsilon \Omega^2 R \geq 2\pi \epsilon G \mu$$

Il existe donc une longueur d'onde critique $\lambda_c = \frac{2\pi G \mu}{3\Omega^2} \approx \frac{8\pi G \mu}{3K^2}$.

Toute perturbation de longueur d'onde supérieure à λ_c est stabilisée par la rotation.

D'autre part, les condensations à petite échelle L seront empêchées par la dispersion de vitesses σ si le temps de chute libre est supérieur au temps de traversée de la condensation par des particules à la vitesse ∇ :

$$t_{\text{ff}} \approx (G\mu/L)^{-1/2} \geq L/\sigma$$

D'où la condition de stabilité :

$$L \leq \sigma^2/G\mu = \lambda'_c$$

Les mouvements désordonnés des particules ne peuvent donc stabiliser que les perturbations à petite échelle $\lambda < \lambda'_c$ et la rotation les perturbations à grande échelle $\lambda > \lambda'_c$. Pour que toutes les échelles soient stabilisées, il suffit donc que $\lambda'_c \leq \lambda'_c$, ou que la dispersion de vitesses soit au moins égale à :

$$\sigma_{\text{rmin}} \approx 3G\mu/K$$

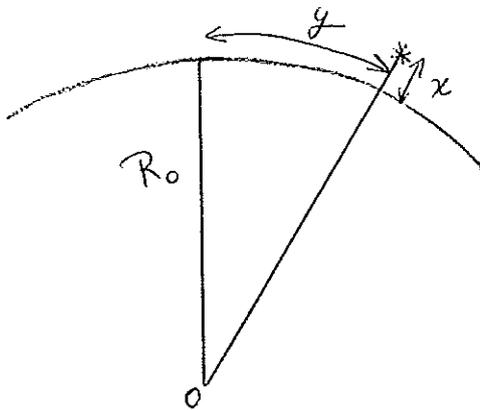
ce qui est, au facteur numérique près, le critère de Toomre.

Notons que, jusqu'à présent, on a supposé le disque en rotation infiniment mince. Si l'on tient compte de l'épaisseur du disque, la dispersion de vitesse en Z , σ_z , est un facteur supplémentaire de stabilité (modifie le facteur numérique du critère de Toomre).

Par commodité, on exprime la dispersion de vitesses d'une galaxie par le rapport $Q = \sigma_r/\sigma_{\text{rmin}}$ de sa dispersion radiale à la valeur minimale σ_{rmin} évaluée plus haut. Le critère de stabilité vis-à-vis des perturbations axisymétriques devient $Q \geq 1$. Au voisinage solaire, on évalue σ_{rmin} à 30 Km/s et $Q = 1,5 - 2$.

II.- ORBITES - APPROXIMATION EPICYCLIQUE

Pour un disque en rotation, on peut supposer à l'ordre zéro que toutes les particules ont des trajectoires circulaires à la vitesse angulaire $\Omega(r)$. Mais on néglige alors toute dispersion de vitesses. Supposons que la trajectoire d'une particule est presque circulaire, avec une petite déviation (x,y,z) de telle sorte que ses coordonnées polaires soient :



$$\begin{aligned} r &= R_0 + x \\ \theta &= \Omega t + (y/R_0) \\ z &= z \end{aligned}$$

avec $x,y,z \ll R_0$: ce sont les coordonnées de l'étoile dans un système de référence tournant à la vitesse Ω . Dans un potentiel

axisymétrique $U(r,z)$, les équations du mouvement s'écrivent, en coordonnées cylindriques :

$$\begin{cases} \ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = - \partial U / \partial r \\ 2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} = 0 \\ \ddot{z} = - \partial U / \partial z \end{cases}$$

En développant en série de Taylor, le second membre autour de $(R_0, 0)$ et ne gardant que les termes du premier ordre :

$$\begin{cases} \ddot{x} - (R_0 + x) (\Omega + \dot{y}/R_0)^2 = - \partial U / \partial r (R_0, 0) - \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} x - \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial z} z \\ 2\dot{x}\Omega + R_0 \ddot{y}/R_0 = 0 \\ \ddot{z} = - \frac{\partial U}{\partial z} (R_0, 0) - \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial r} x - \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} z \end{cases}$$

Etant donné que toute la matière est dans un disque mince :

$$\frac{\partial U}{\partial z} (R_0, 0) = 0 \text{ et } \frac{\partial^2 U}{\partial r \partial z} = 0$$

D'après la trajectoire circulaire à l'ordre zéro :

$$R_0 \Omega^2 = (\partial U / \partial r) (R_0, 0)$$

Le système se simplifie :

$$\begin{cases} \ddot{x} - 2\dot{\Omega}y - \Omega^2 x = - \left. \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right|_0 x \\ 2x\dot{\Omega} + \ddot{y} = 0 \\ \ddot{z} = - \left. \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right|_0 z \end{cases}$$

La troisième équation s'intègre séparément (mouvement en z indépendant)

$$z = z_0 \cos \omega_z (t - t_0) \quad (t_0, z_0 \text{ constantes})$$

C'est un oscillateur harmonique, à la fréquence $\omega_z^2 = \left. \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right|_0$, puisque la force de rappel est proportionnelle à la distance au plan. La deuxième équation s'intègre en :

$$\dot{y} + 2\Omega x = a \quad (a = \text{constante})$$

en reportant dans la première :

$$\ddot{x} = - \left(\left. \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right|_0 + 3\Omega^2 \right) x + 2\Omega a$$

On appelle $K^2 = \left. \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right|_0 + 3\Omega^2$ la fréquence épicyclique au point $(R_0, 0)$.

Le mouvement dans le plan est alors un épicycle :

$$\begin{cases} x = 2\Omega a / K^2 + b \cos K(t - t_1) \\ y = a \left(1 - \frac{4\Omega^2}{K^2} \right) (t - t_2) - \frac{2\Omega b}{K} \sin K(t - t_1) \end{cases}$$

(b, t_1, t_2 constantes d'intégration).

En fait, lorsqu'on revient dans le repère fixe, la trajectoire est une rosette (cf. fig. ci-contre).

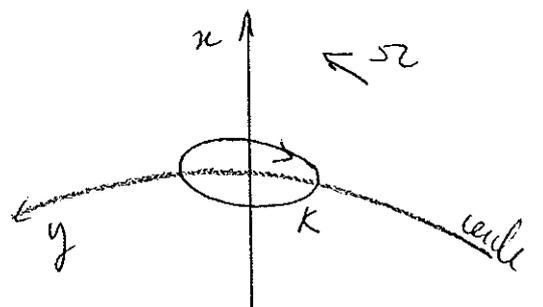
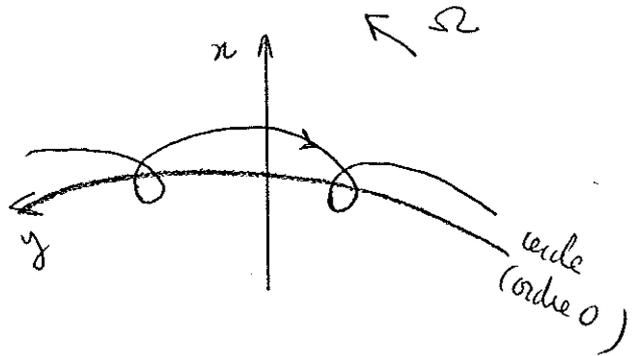
Dans certains cas particuliers

($a = 0$) la trajectoire est une ellipse dans le référentiel tournant,

De plus si $\Omega(r)$ ne varie pas avec le rayon, alors :

$$K^2 = 4\Omega^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{d \log \Omega}{d \log r} \right) = 4\Omega^2 \text{ et}$$

l'épicycle se réduit encore à une ellipse.



S'il existe une rotation différentielle, $\Omega(r)$ décroît avec r , $k^2 < 4\Omega^2$ et le mouvement dans le référentiel tournant est en moyenne rétrograde (la particule "traîne").

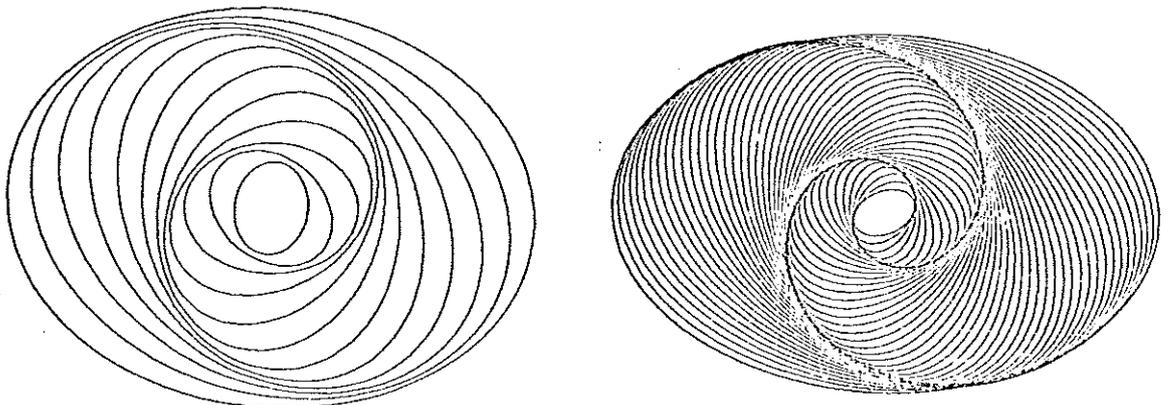
Lorsque z_0 est non nul, le mouvement de rosette se superpose à une oscillation verticale.

C'est ainsi que, dans la théorie épicyclique au premier ordre, on a la relation entre les dispersions de vitesse σ_r et σ_θ :

$$\sigma_\theta / \sigma_r = k / 2\Omega$$

III.- THEORIE DES ONDES DE DENSITE

Pour résoudre le problème de l'enroulement des bras spiraux, B. Lindblad, vers 1940, suggéra que ces bras sont en fait une onde de densité plutôt que des bras matériels : le concept est illustré dans la figure ci-dessous, où l'on a représenté quelques orbites d'étoiles, uniformément peuplées, et légèrement déformées par rapport au cercle (ellipses de faible excentricité).



Si toutes ces orbites sont alignées, la structure formée a l'apparence d'une barre. Si, par contre, on tourne les grands axes de ces orbites d'un angle

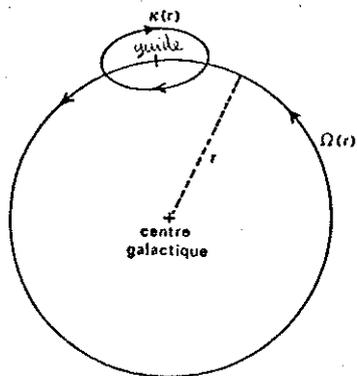
$$\theta = -\alpha \text{Log} R + \text{cste}$$

où R est le grand axe de l'orbite, les orbites se resserrent à certains endroits pour former des régions plus denses en forme de spirale. Chaque étoile (ou nuage de gaz) rentre dans un bras spiral, y reste relativement longtemps (car sa trajectoire est tangente au bras) puis en ressort : on a bien une onde de densité.

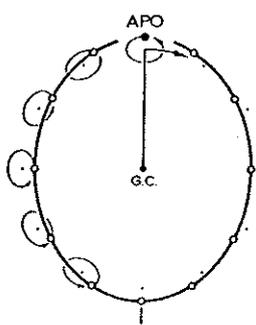
Jusqu'à présent, rien ne nous dit pourquoi les orbites doivent s'ordonner de cette façon, et d'autre part, si une fois formée cette structure persiste ou bien s'enroule, car les orbites précessent autour du centre et leur taux de précession peut très bien être différentiel comme la rotation.

En remettant à plus tard la réponse à la première question (voir mécanismes de formation de la spirale), penchons-nous sur la seconde. Une ellipse peut être décrite dans la théorie épicyclique présentée plus haut comme la combinaison d'un mouvement circulaire moyen à la vitesse angulaire Ω et d'une petite oscillation à la fréquence double $K \sim 2\Omega$ autour de cette position moyenne.

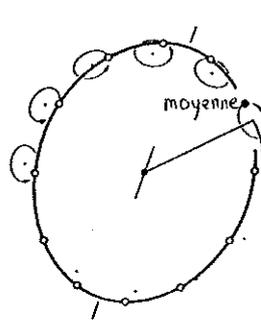
Taux de précession $\Omega - k/2$ des orbites elliptiques :



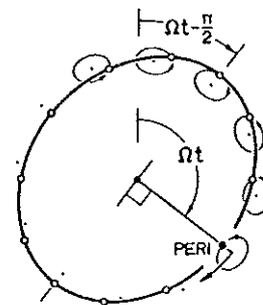
Centre guide et épicycle



$kt=0$



$\pi/2$

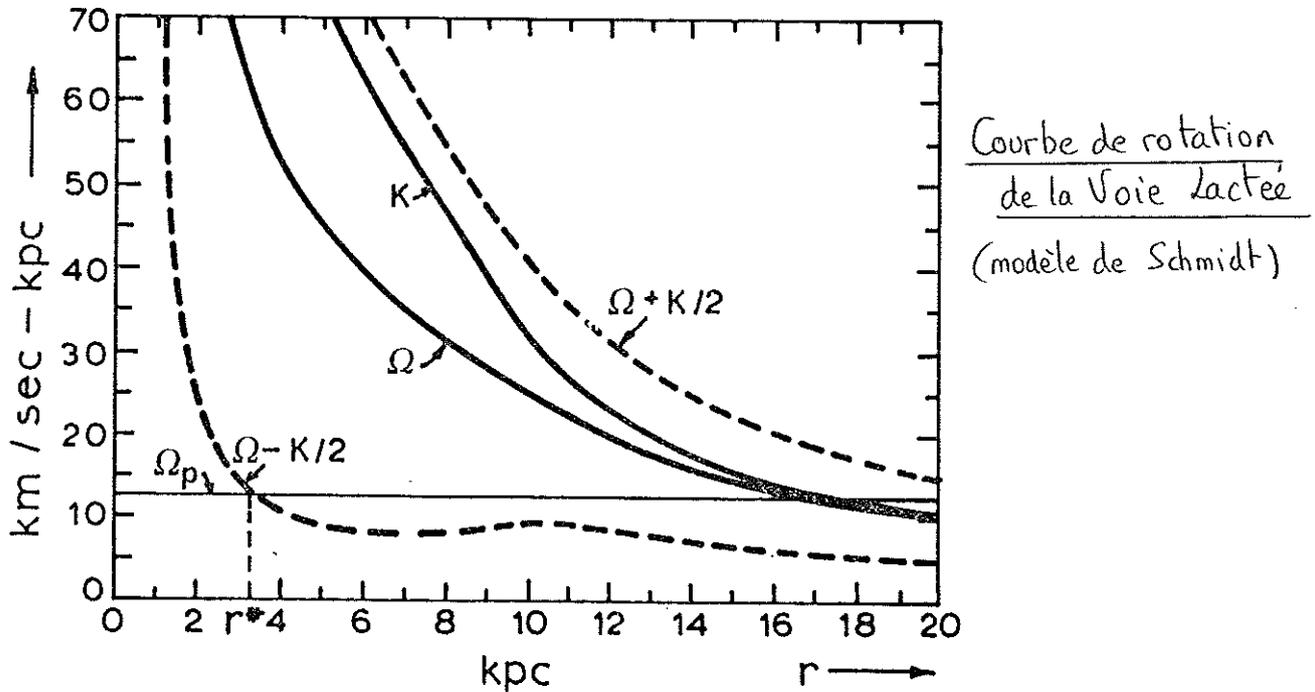


$kt=\pi$

Ici $k = \sqrt{2} \Omega$ (modèle où $V(r) = r\Omega = v|e$)

Si $K = 2\Omega$ exactement, l'étoile effectue deux oscillations pour un tour, sa trajectoire est une ellipse immobile. Si $K \neq 2\Omega$ comme c'est le cas dans toutes les galaxies à rotation différentielle, l'ellipse précesse à un taux $\Omega - K/2$, comme on peut le vérifier sur la figure ci-dessous (où $K = \sqrt{2}\Omega$, c'est-à-dire $V(r) = \Omega r = \text{cste}$).

Or ce que Lindblad fut le premier à remarquer, c'est que le taux de précession de toutes les orbites reste à peu près constant en fonction du rayon dans toute la galaxie lorsqu'il s'agit d'ellipses, donc de structures spirales à deux bras.



Cette constatation explique d'ailleurs la prédominance des structures spirales à deux bras, car le taux de précession analogue des orbites à m lobes (qui conduiraient à la formation de m bras) : $\Omega - K/m$ n'a pas la même constance dans la galaxie.

En résumé, si une structure spirale se forme par resserrement d'orbites elliptiques, cette structure ne se déformera que très peu dans le temps, elle tournera à la vitesse angulaire $\Omega - K/2$ pratiquement indépendante du rayon.

La théorie des ondes de densité, développée par Lin et Shu en 1964, affirme que, de plus, l'autogravitation des étoiles, qui tend à amplifier toute condensation de matière, modifie légèrement le potentiel gravitationnel de sorte que le taux de précession soit exactement constant dans toute la galaxie.

Pour démontrer cela, on suppose qu'il existe une perturbation de potentiel de forme spirale (à m bras) :

$$V_m = A(r) e^{i(\phi(r) + \omega t - m\theta)}$$

$A(r)$ est l'amplitude de l'onde, $\phi(r) - m\theta$ la phase au temps $t = 0$. Pour toute fonction $\phi(r)$ monotone, V_m représente une spirale, mais^{on} a pu constater empiriquement que les spirales logarithmiques ($\phi \propto \text{Log } r$) représentaient mieux les observations. ω/m est la vitesse angulaire de l'onde. Le nombre d'ondes correspondant est : $K = d\phi/dr$.

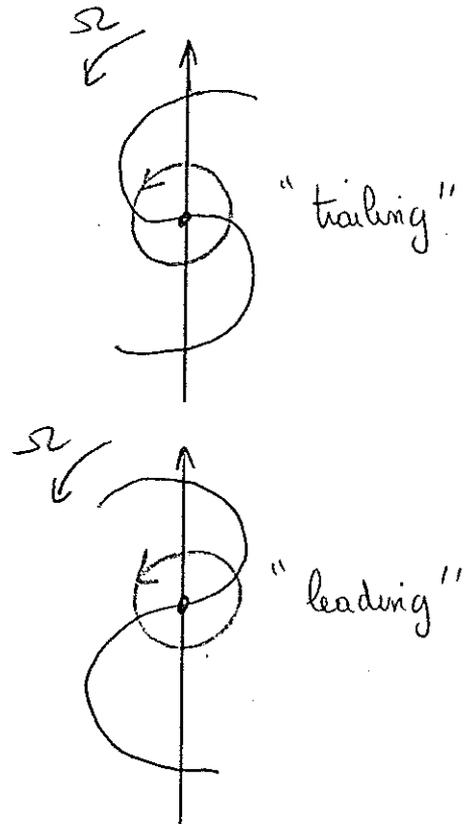
Deux cas peuvent être considérés :

1) $K < 0$, si l'on convient de compter positivement les angles dans le sens de la rotation de la matière Ω , les particules rentrent dans la partie concave du bras.

La structure spirale est "traînante" (trailing).

2) $K > 0$, les particules rentrent dans la partie convexe du bras.

La structure est "précédante" (leading).



L'enroulement de la spirale

est donné par l'angle i entre la tangente à la spirale et le cercle $r = \text{cste}$

$$\text{tgi} = \frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = \frac{1}{Kr}$$

($Kr \gg 1 \Rightarrow$ spirale très enroulée)

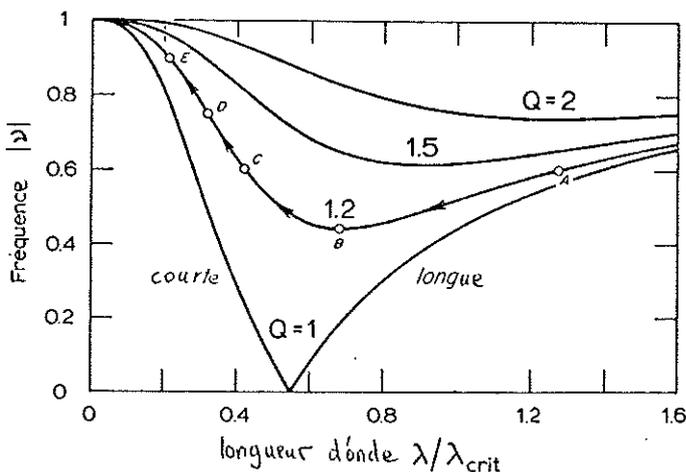
Ayant donc postulé la forme spirale du potentiel V_m , on calcule (équation de Boltzmann) la réponse des particules (étoiles ou gaz) à cette perturbation. Pour que cette onde spirale soit autocohérente, et donc un mode propre du système, il faut que cette réponse soit identique à la distribution de particules qui donnerait naissance au potentiel V_m (obtenue par l'équation de Poisson). L'égalité de ces deux distributions conduit à la relation de dispersion de l'onde, qui donne la fréquence de l'onde ω en fonction de $K = 2\pi/\lambda$ (longueur d'onde). Cette relation est donnée dans la figure ci-dessous en fonction de la dispersion de vitesse du système :

$$Q = \sigma_r / \sigma_{rmin}$$

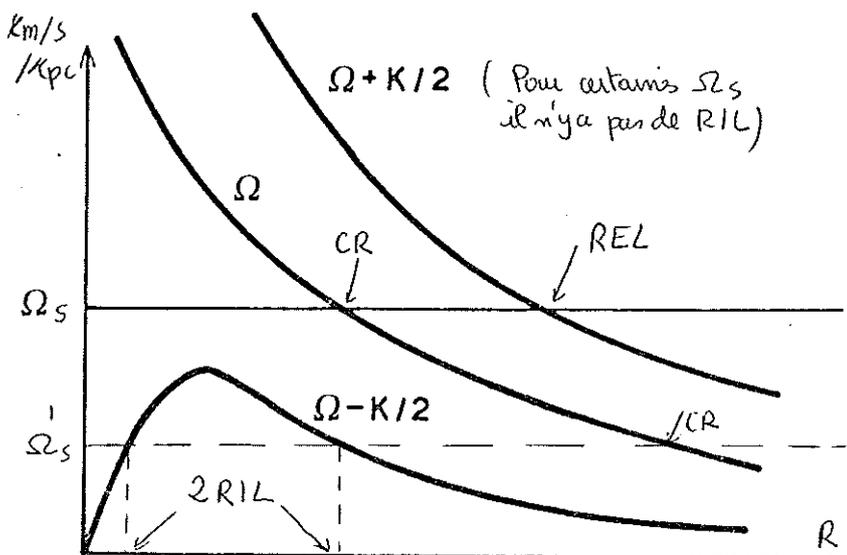
$$\nu = \frac{\omega - m\Omega}{K} = \frac{m(\Omega_s - \Omega)}{K}$$

est la fréquence de l'onde en unités de fréquence épicyclique K .

$\Omega_s = \frac{\omega}{m}$ est la vitesse angulaire de l'onde.



Dans cette figure ν est la fréquence à laquelle la matière rencontre l'onde, normalisée à K . $\nu = 0$ correspond à la corotation : c'est un lieu de résonance où l'onde et la matière tournent avec la même vitesse angulaire autour du centre de la galaxie. ($\Omega = \Omega_s$). La matière est alors immobile par rapport à l'onde.

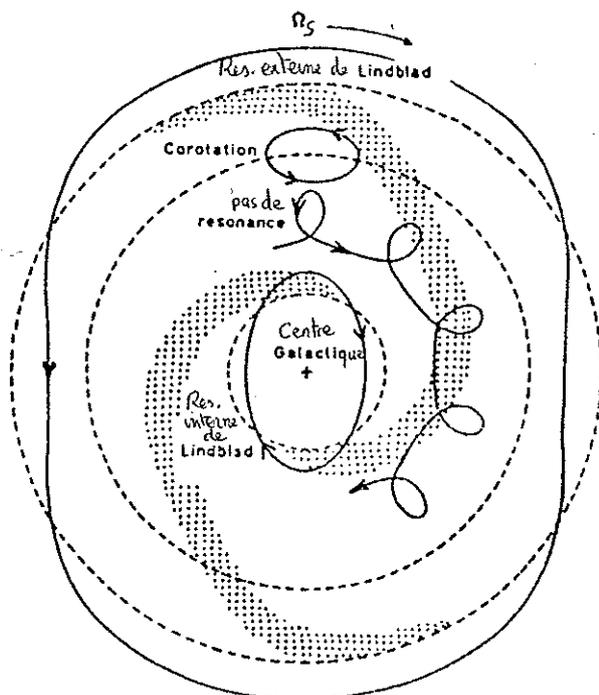


La figure ci-contre montre le lieu de résonance de corotation (appelé CR) pour une vitesse angulaire de l'onde Ω_s donnée. On distingue aussi deux sortes de résonances entre les mouvements d'oscillation des étoiles (K fréquence épicyclique) et de rotation dans le repère

tournant avec l'onde ($\Omega - \Omega_S$). Lorsque $\Omega_S = \Omega - K/2$, il s'agit de la résonance interne de Lindblad (RIL). Selon la forme de la courbe $\Omega - K/2$, il peut exister 0, 1 ou 2 RIL. Lorsque $\Omega_S = \Omega + K/2$, il s'agit de la résonance externe de Lindblad ou REL.

Ces résonances jouent un rôle fondamental dans la dynamique des galaxies spirales et spirales barrées. Ce sont les régions où l'onde interagit avec la matière (échange de moment angulaire, etc...).

Dans le repère tournant à la vitesse Ω_S (repère où l'onde est immobile), les orbites des étoiles sont périodiques aux résonances de Lindblad. A la RIL par exemple, puisque $\Omega - \Omega_S = K/2$, l'étoile effectue deux oscillations pour un tour, c'est une ellipse dans le sens direct (de la rotation). A la corotation, la particule a une oscillation épicyclique sans jamais faire de tour, elle reste sur place. A la REL, la trajectoire est aussi une ellipse ($\Omega - \Omega_S = -K/2$) mais parcourue en sens rétrograde. Dans les régions intermédiaires, les trajectoires des étoiles sont des rosettes qui ne se referment pas (cf. figure ci-dessous) :

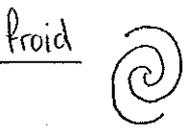
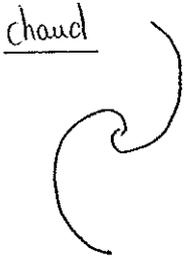


Orbites Résonantes
dans le référentiel de l'onde spirale

Revenons maintenant à la relation de dispersion $|v|(\lambda)$. On s'aperçoit qu'il n'existe de solution que pour $-1 \leq v \leq 1$, c'est-à-dire pour $\Omega - \frac{K}{2} < \Omega_S < \Omega + \frac{K}{2}$, ou, en d'autres termes, entre RIL et REL. D'autre part, dès que la dispersion de vitesses dépasse la valeur minimale du critère de Toomre ($Q > 1$), il existe une zone interdite au voisinage de la corotation ($V = 0$). On remarque aussi que la solution n'est pas unique. Pour une fréquence ν donnée de l'onde, s'il existe une onde courte, il existe aussi une onde longue correspondante. Il faut pourtant noter ici que la relation de dispersion ci-dessus n'a pu être obtenue que dans l'approximation d'une onde très enroulée ($Kr \gg 1$). Seule l'onde courte doit donc être conservée.

Etant donné cette approximation ($Kr \gg 1$), la théorie ne peut distinguer entre ondes "traînantes" ou "précédantes", la relation de dispersion est symétrique par rapport au signe de K (spirale très enroulée, partiquement circulaire).

La relation de dispersion permet de calculer la forme de la spirale. Pour une fréquence Ω_S donnée, on obtient $K(r)$ et donc par intégration $\phi(r)$ (puisque $K = d\phi/dr$), la forme géométrique du mode correspondant. On peut déjà remarquer, d'après l'évolution de la relation de dispersion en fonction de Q , que pour un système "chaud" (forte dispersion de vitesses) la spirale sera plus ouverte que pour un système froid.

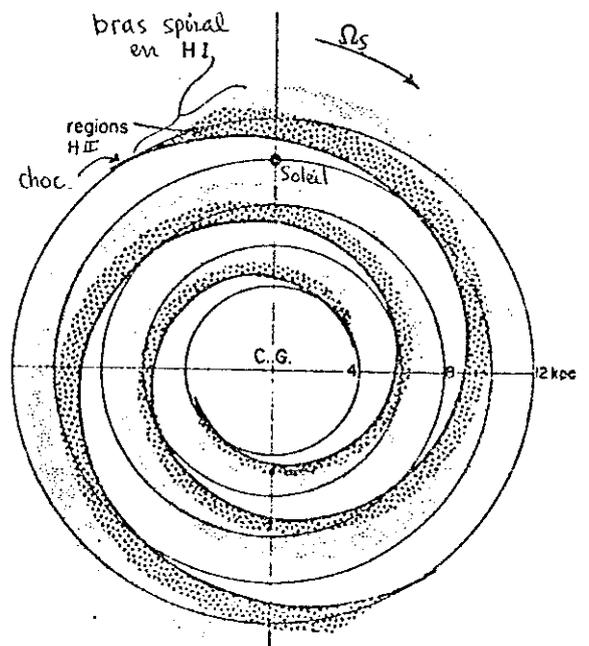
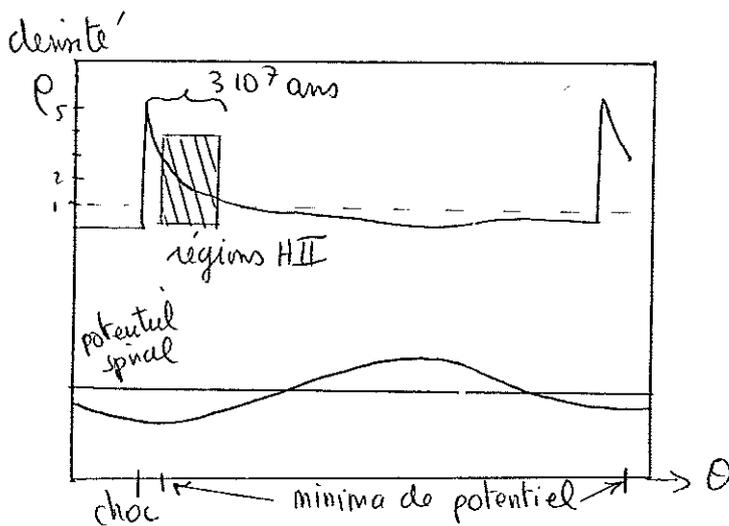


IV.- ONDES DE CHOC DANS LE GAZ

Le gaz peut être inclus dans le calcul précédent pour obtenir la relation de dispersion. Tout composant participe à l'onde spirale de façon inversement proportionnelle à sa dispersion de vitesse. Etant donné que le gaz est "froid" ($\sigma \sim 10$ Km/S au lieu de 40 Km/s pour les étoiles),

sa contribution est finalement aussi importante que celle des étoiles, bien qu'il ne contribue que $\leq 10\%$ de la masse totale de la galaxie. Toutefois, ce traitement auto-cohérent ne peut être effectué qu'en linéarisant les équations. Or le comportement réel du gaz est tout à fait non linéaire (ondes de chocs, etc...). Ce comportement n'a pu être calculé que numériquement, en étudiant l'écoulement du gaz dans un potentiel stellaire de forme spirale.

On suppose d'abord que le gaz est un fluide à 10^4 K (composant atomique tiède), et la vitesse du son est de 10 Km/s. Pour simplifier, on suppose le gaz homogène et isotherme. Le contraste obtenu entre la densité gazeuse des bras et de l'interbras peut atteindre 5 à 10 (cf. figure ci-dessous) :

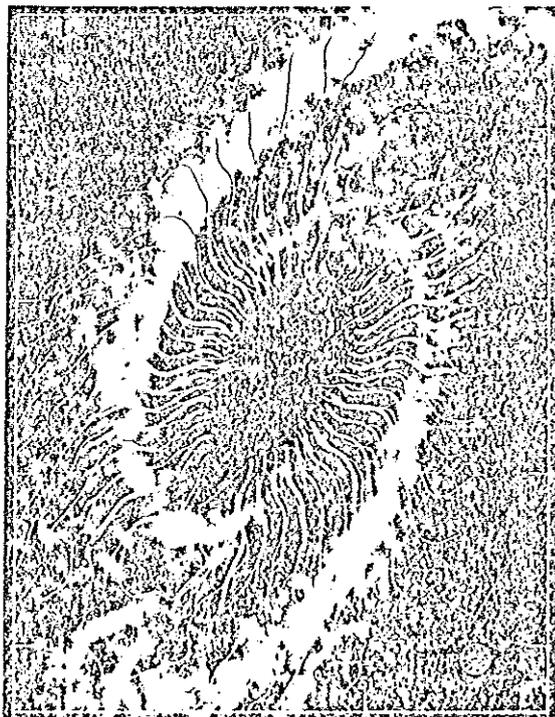


A la traversée du bras, le gaz subit de grandes variations de sa vitesse ; lorsqu'il entre dans le puits de potentiel du bras spiral, son énergie cinétique augmente et sa vitesse devient supersonique (~ 30 Km/s par rapport à la structure spirale dans le référentiel tournant). Après l'onde de choc, le gaz dévié ressort à ~ 5 Km/s et l'écoulement redevient subsonique. Ce modèle a l'avantage d'expliquer pourquoi les bras spiraux sont les régions privilégiées de la formation d'étoiles. L'effondrement gravitationne

des nuages est favorisé par la compression du gaz dans les ondes de choc. Les étoiles massives, brillantes, et à courte durée de vie illuminent ainsi le bras spiral et s'éteignent à la sortie (temps de traversée du bras $\sim 3 \cdot 10^7$ ans \approx durée de vie des étoiles OB). Les étoiles de faible masse (comme le soleil) ne sont pas très brillantes, mais ont le temps de faire plusieurs tours et contribuent à la faible luminosité de l'interbras. Ainsi s'explique l'apparence spectaculaire des bras spiraux, alors que la perturbation gravitationnelle correspondante n'est que de l'ordre de $\leq 10\%$. Les bras sont délimités par des traînées de poussière très minces qui témoignent de la compression du gaz (de même émission continue synchrotron accrue dans ces traînées de poussière, le champ magnétique étant comprimé avec la matière). D'autre part, les régions H II sont d'excellents traceurs de la structure spirale (contraste plus fort qu'en lumière visible) ce qui se comprend puisque seules les étoiles massives ionisent le gaz efficacement dans leur environnement.

Les perturbations dans la vitesse du gaz à la traversée des bras spiraux sont observées et permettent de chiffrer l'amplitude de la perturbation (exemple frappant de M81, photo ci-dessous).

Isovitesses
Observées —
Isovitesses
prédits
superposées sur
une radio photo
prise en onde 21cm
(gaz atomique HI)



A l'intérieur de la corotation, l'onde spirale tourne moins vite que la matière, est celle-ci rentre du côté concave : la théorie prévoit les chocs et les traînées de poussière à l'intérieur des bras. Par contre, à l'extérieur de la corotation, l'ordre est inversé car la matière rentre du côté convexe des bras.

Ce phénomène devrait pouvoir permettre de placer la corotation dans la galaxie. D'autant plus que les chocs n'existent pas autour de la corotation : ce genre d'interruption n'est jamais observé en pratique, et l'on a plutôt tendance à placer la corotation aux bords, intérieur ou extérieur.

Dans une première approximation, nous avons supposé le gaz homogène et tiède. Pourtant, le milieu interstellaire se révèle très inhomogène, avec une phase moléculaire très froide et dense et le milieu coronal ($T \sim 10^6$ K), qui pourrait bien occuper 80% du volume de la galaxie ! s'il en est ainsi, le gaz très chaud, dont la vitesse du son est ~ 100 Km/s, ne sera pas très sensible aux puits de potentiel des bras spiraux (écoulement tout à fait subsonique). On peut toutefois considérer l'ensemble des nuages interstellaires comme un simili-fluide. Les collisions entre nuages sont favorisées dans les bras spiraux (densité et dispersion des vitesses accrues) de même que la formation de nuages moléculaires géants et d'étoiles massives.

V.- AMORTISSEMENT DES ONDES

L'un des problèmes fondamentaux de la structure spirale est de connaître le mécanisme à l'origine des ondes. Jusqu'à présent on ne s'est intéressé qu'à l'autocohérence de ces ondes, en postulant leur existence. Le problème de leur origine est d'ailleurs intimement lié à celui de leur persistance car les ondes livrées à elles-mêmes s'amortissent rapidement. Il y a plusieurs causes à cet amortissement, l'une étant la perte d'énergie due aux ondes de choc. Les chocs sont très dissipatifs et l'énergie est prise aux dépens de l'énergie de l'onde. L'estimation quantitative de cette perte d'énergie conduit à une durée de vie de l'onde de $1-2 \cdot 10^8$ ans, c'est-à-dire le temps moyen d'une rotation de la matière autour du centre galactique (!).

D'autre part, le fait d'avoir ajusté grâce à la self-gravitation des étoiles, le taux de précession de leurs orbites à une valeur constante dans toute la galaxie :

$$\Omega_S = \Omega - |v| \frac{K}{2} = \text{cste}$$

(ici le nombre de bras spiraux $m = 2$)

de manière à ce que l'onde spirale ne se déforme pas avec le temps, correspond seulement à l'égalisation des vitesses de phases d'ondes progressives. Ce faisant on a considéré en fait un paquet d'ondes qui se déplace radialement avec une vitesse de groupe V_g et non pas un mode propre du système à proprement parler (comme si on avait tenu compte des conditions aux limites, c'est-à-dire aux résonances, ce qui est bien plus complexe).

Lorsque l'on calcule la vitesse de groupe V_g correspondante, on s'aperçoit que le paquet d'ondes ne met que $t \sim 2$ rotations moyennes de la matière pour se déplacer de la corotation à la résonance interne de Lindblad, région où l'énergie de l'onde est absorbée par les étoiles (mélange des phases).

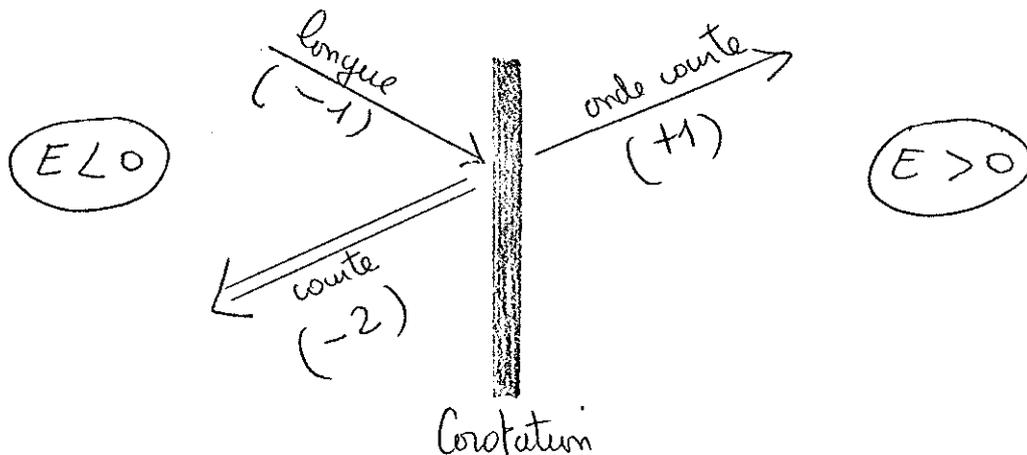
Pour éviter ce problème d'amortissement rapide des ondes, plusieurs mécanismes ont été invoqués :

1) un premier mécanisme est lié au transfert de moment angulaire par l'onde spirale. On peut montrer que seule une "onde traînante" peut transférer du moment angulaire du centre vers l'extérieur (étude des couples de torsion). Ce phénomène a l'avantage d'éliminer les ondes leading ("précédantes"). Le transfert de moment angulaire vers l'extérieur correspond à un abaissement de l'énergie ordonnée de rotation et donc à un accroissement de l'entropie. De plus, quel que soit le sens de la spirauté de l'onde, les étoiles cèdent à l'onde du moment angulaire à la RIL (au centre), alors qu'elles en absorbent à la CR et REL. L'onde serait alors

amplifiée aux résonances aux dépenses de l'énergie rotationnelle. Mais rien ne prouve encore que la perte d'énergie à la RIL et dans les ondes de chocs n'annule pas cette amplification.

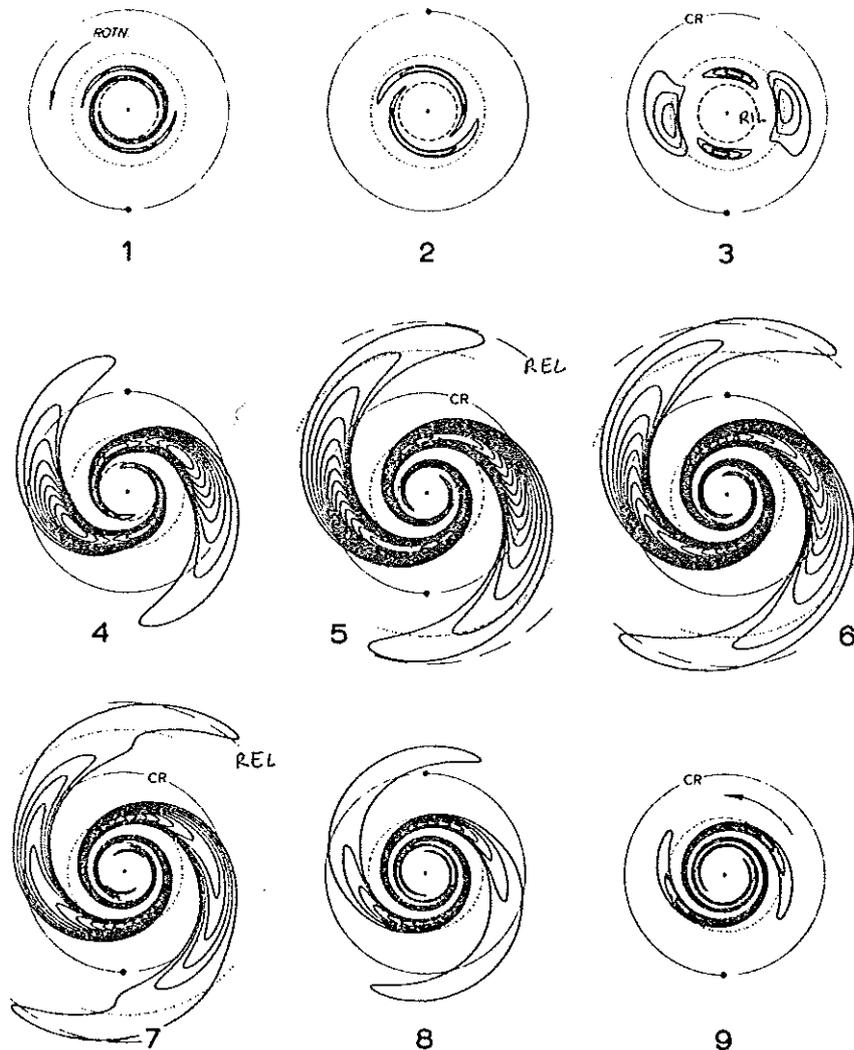
2) Un deuxième mécanisme utilise les ondes longues qui, pour la même fréquence, coexistent avec les ondes courtes (cf. relation de dispersion $|v|(\lambda)$). Encore faut-il supposer pour cela que l'approximation faite ($Kr \gg 1$) pour dériver cette relation est encore valable dans une certaine mesure pour les grandes ondes. La vitesse de groupe des ondes change de signe de "trailing" à "leading" et des ondes courtes aux longues. Lorsqu'une onde courte traînante "t" se propage vers l'intérieur, elle peut être réfléchiée au centre en une onde longue "t" qui se propage vers l'extérieur. Une telle réflexion pourrait, selon le potentiel gravitationnel, se produire à la corotation, à l'entrée de la zone interdite par les dispersions de vitesses élevées ; ainsi les ondes longues et courtes se superposent et s'amplifient par un effet de rétroaction.

D'autre part, si la barrière à la corotation est assez étroite, les ondes pourraient en partie la traverser, par un processus analogue à l'effet tunnel en mécanique quantique. Il y aurait alors interaction de 3 ondes à la corotation, selon le schéma :



et d'autres similaires avec les ondes "ℓ". Ce mécanisme exploite le fait que l'énergie des ondes est négative à l'intérieur de la corotation et positive à l'extérieur. Il y a amplification à la corotation.

Après plusieurs réflexions, on a ainsi l'analogie d'un laser. La figure ci-dessous illustre comment un paquet d'ondes courtes ℓ se propage vers la corotation, puis est réfléchi en un paquet d'ondes courtes ℓ qui, lui, se propage vers le centre et s'amortit à la RIL.



3) Enfin, les deux mécanismes les plus répandus à l'origine de la structure spirale (et qui s'allient sans doute avec les deux précédents) sont la présence d'une barre au centre de la galaxie et l'interaction de marée avec des galaxies compagnons.

Une onde barrée au centre de la galaxie possède un moment angulaire négatif, elle est amplifiée par le transfert de moment angulaire vers l'extérieur dû à une onde traînante. Un compagnon, par contre, qui tourne dans le sens direct sur son orbite (sens direct : sens de la rotation de la galaxie principale), joue le rôle de récepteur de moment angulaire. Seule une rencontre dans le sens direct sera efficace, car il y a alors résonance de corotation entre le compagnon et les particules de la galaxie principale.

Nous reportons dans le tableau ci-dessous le pourcentage de galaxies spirales possédant une structure spirale globale à deux bras (G) en opposition à une structure spirale stochastique (S) selon l'environnement (galaxies isolées, binaires, ou en groupes) et, selon leur type (barré ou non) :

		Nb. spirales stochastiques	Nb. spirales globales	Pourcentage G
<u>Isolées</u>	SA	15	7	32%
	SAB	7	16	70%
	SB	4	11	73%
<u>Binaires</u>	SA	3	4	57%
	SAB	1	16	94%
	SB	1	11	92%
<u>En groupe</u>	SA	15	32	68%
	SAB	21	38	64%
	SB	12	45	79%
<u>Total</u>		79	180	69%

(la barre d'erreur sur le pourcentage G est estimée à $\pm 10\%$).