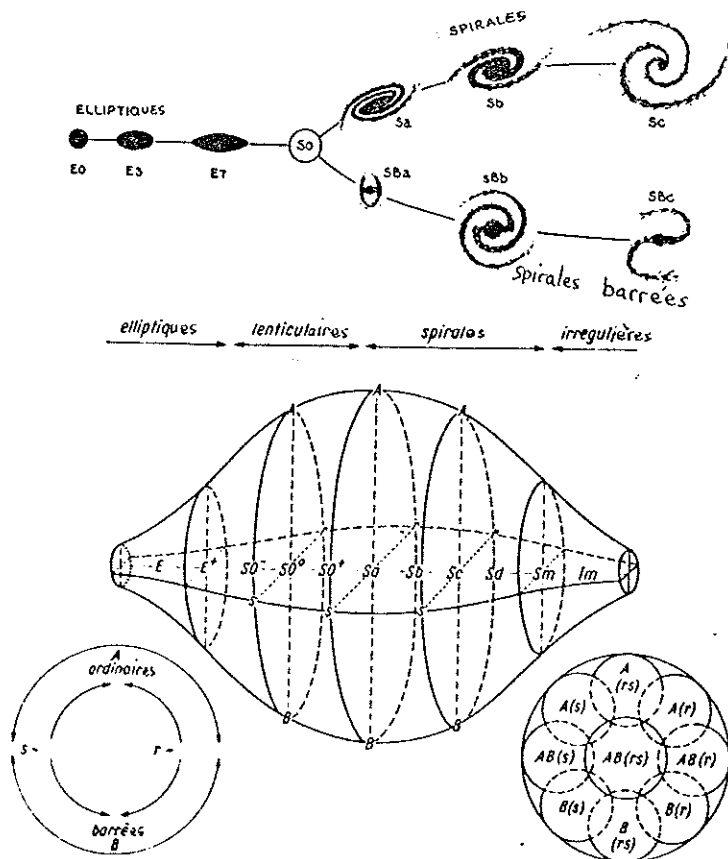


LES GALAXIES

MORPHOLOGIE ET DYNAMIQUE

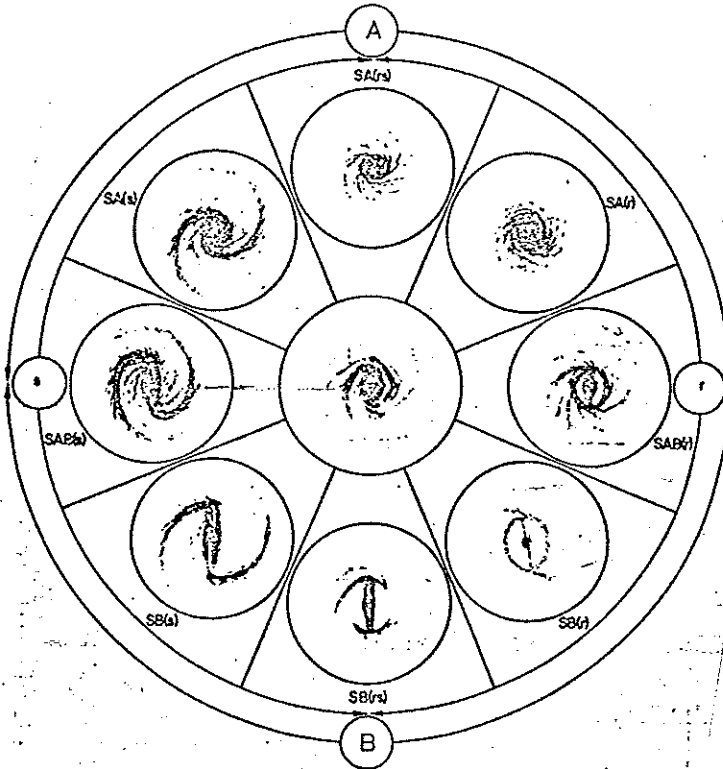
Ce chapitre passe en revue les caractéristiques observationnelles des galaxies (photométrie, cinématique, ...) en particulier celles qui sont essentielles à l'étude théorique de leur structure et de leur évolution. Celles-ci posent encore de nombreux problèmes et il est bon de se rappeler qu'il y a seulement 60 ans que la nature extragalactique des "nébuleuses" elliptiques et spirales est établie, et 30 ans que l'on a commencé de cartographier en radio l'hydrogène atomique, le composant le plus important du milieu interstellaire.

(1) Classifications :



Les principaux types morphologiques sont représentés par le "diapason" classique de Hubble (ci-contre). De gauche à droite, le disque (inexistant dans les elliptiques) prend de l'importance, de même que la proportion d'étoiles jeunes et de gaz. Le paramètre physique fondamental qui domine cette évolution est le rapport de vitesse entre la formation d'étoiles et les phénomènes dissipatifs dûs au gaz. (cf. formation des galaxies).

Beaucoup de composants physiques sont pourtant ignorés dans cette classification (notamment les anneaux), et la continuité entre types n'est pas soulignée, comme dans le volume de classification proposé par de Vaucouleurs (1960). Les diverses caractéristiques des galaxies sont :



Secteur du volume de
de Vaucouleurs

/1/ pour les elliptiques, leur degré d'aplatissement, difficile à déterminer de façon intrinsèque à cause des effets de projection. On s'est aperçu récemment que la rotation présumée des elliptiques était bien souvent du même ordre de grandeur que leur dispersion des vitesses, ce qui remet en cause l'idée que leur aplatissement soit dû à la rotation. Il s'agirait plutôt d'anisotropie des dispersions de vitesses, un grand nombre d'elliptiques aurait même une forme tri-axiale.

/2/ pour les lenticulaires (SO) qui sont des galaxies à disque stellaire, mais ne possédant ni gaz ni structure spirale, le rapport bulbe sur disque décroît d'un bout à l'autre de la classification.

/3/ pour les spirales, il existe de plus le degré d'enroulement des bras spiraux, qui est très significatif quant au mécanisme de formation de la structure spirale. Il faut remarquer ici que la structure spirale idéale, à deux bras, régulière du centre de la galaxie vers les bords (dont les modèles types sont M51, M81, par exemple) ne représentent pas le cas général. Il existe notamment une classe de spirales, appelées stochastiques,

dont la régularité apparente est en fait constituée par une série de morceaux de bras spiraux assez courts qui n'ont aucune continuité pour former une spirale à grande échelle. Ce genre de structure pourrait s'expliquer uniquement par la rotation différentielle de ces galaxies.

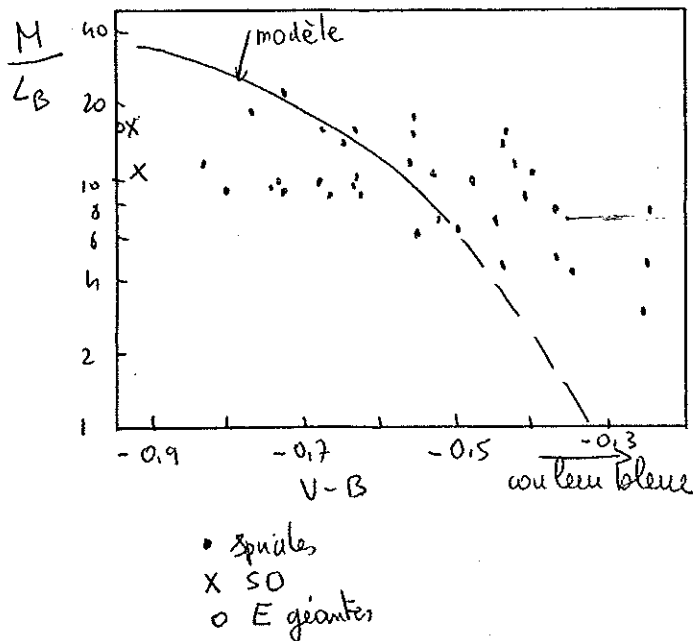
/4/ d'autre part, la majorité des galaxies spirales sont barrées (les 2/3) ou contiennent une structure ovale en leur centre. Les bras spiraux commencent alors à se développer aux extrémités de la barre (en général formée de vieilles étoiles). Il existe aussi des structures dites "secondaires" car sans doute dues à l'interaction de la barre avec le disque galactique : ce sont les anneaux internes (r) ou externes (R). Les anneaux internes entourent la barre, à l'intérieur d'une éventuelle structure spirale, les anneaux externes se confondent en fait avec l'extérieur des bras spiraux.

Au-delà d'une simple distinction entre toutes les formes possibles nous allons montrer que cette classification en fait peut s'interpréter grâce aux différents processus physiques de formation, et que chaque composant est la conséquence nécessaire de l'évolution de la galaxie, de même que l'agent d'une évolution ultérieure : les bras spiraux par exemple, engendrés par le potentiel gravitationnel de la barre, transportent le moment angulaire du centre aux bords de la Galaxie, et sont à l'origine des structures annulaires.

Remarquons déjà que plus une galaxie est lumineuse intrinsèquement (et donc massive, pour un rapport masse/luminosité moyen), plus elle possèdera de structures bien définies. C'est le principe de la classification de van den Bergh, qui range les galaxies selon leur luminosité. Lorsque celle-ci décroît, on commence par ne plus voir d'anneaux, puis les bras spiraux disparaissent et enfin la barre et le disque. Dans la classe de plus faible luminosité, on ne trouve que des elliptiques naines et des irrégulières riches en gaz.

L'évolution peut aussi provenir des interactions avec l'environnement et l'on distingue une classe de galaxies dites "anémiques", intermédiaire entre les lenticulaires SO et les spirales ordinaires (toute la série existe : Aa-Ab-Ac). Leur contenu gazeux est très appauvri et ce type de galaxies (de même que les SO, d'ailleurs) est bien plus fréquent dans les amas de galaxies. Le vent intergalactique et les actions de marées transformeraient les spirales en SO progressivement. Dans les amas, on distingue de plus des galaxies CD supergéantes, de type elliptique et possédant des enveloppes très étendues.

Nous avons vu que la séquence de Hubble était caractérisée par une décroissance du rapport bulbe/disque (B/D), et aussi par une importance croissante du gaz et des jeunes étoiles : des elliptiques aux Sc, les galaxies deviennent plus bleues et le rapport masse/luminosité (M/L) décroît



(cf. figure). Il se pourrait aussi que la masse totale décroisse de façon monotone d'un bout à l'autre de la séquence. A masse plus faible, et donc rotation différentielle plus faible, la structure galactique (de Sc à Irr) devient plus chaotique : la vitesse de rotation devient en effet du même ordre de grandeur que les perturbations locales dues aux vents stellaires et supernovae.

D'autre part, d'après les modèles de formation d'étoiles et d'évolution des populations (courbes sur la figure, reliant M/L à B-V), la décroissance de M/L devrait être bien plus accentuée qu'elle ne l'est réellement. Ceci implique que les galaxies plus bleues actuellement ont une plus grande

proportion de masse invisible (ou halo). Cette plus grande fraction de halo pourrait expliquer la séquence de Hubble : elle freine en effet la formation d'étoiles au début de la formation des galaxies, car le gaz est moins dominé par sa propre gravitation et rend compte de la plus grande importance de la dissipation du côté des spirales. Il y a, en quelque sorte, anticorrélation entre halo et bulbe.

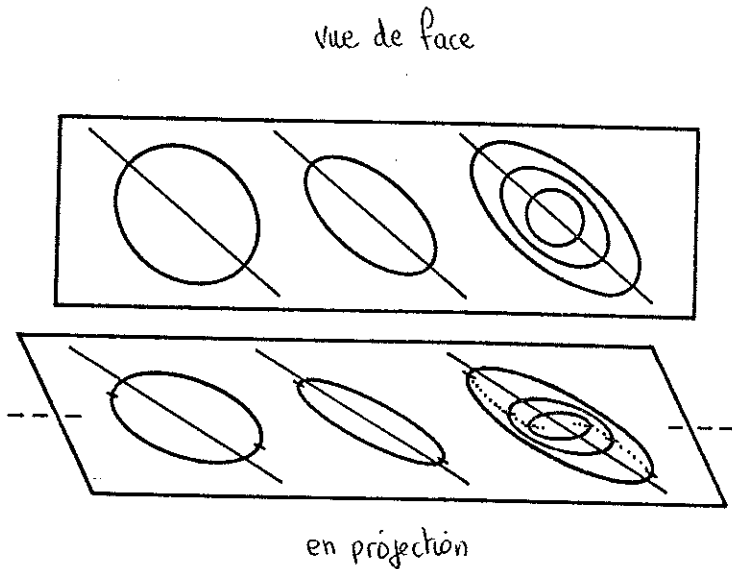
(2) Luminosités et Distributions radiales :

A/ - Problème des elliptiques :

Par analogie avec les bulbes des galaxies spirales, qui eux, sont aplatis par effet de leur rotation (on connaît en effet grâce au disque l'orientation de la galaxie, et la rotation détectée dans les bulbes n'est pas négligeable), les galaxies elliptiques jusqu'à ces dernières années étaient considérées comme des ellipsoïdes aplatis comme une galette. Notons que si deux axes principaux d'un sphéroïde sont égaux, on peut avoir les deux configurations géométriques désignées par galette (forme "oblate") ou cigare (forme "prolate"), selon que l'axe restant est le petit axe ou le grand axe respectivement. Or, depuis 1977, les observations spectroscopiques des galaxies elliptiques ont accumulé les preuves d'une rotation très inférieure à celle du modèle de la galette, suggérant plutôt que les galaxies elliptiques doivent leur équilibre gravitationnel à une distribution anisotropique des vitesses. Dans ces conditions, elles pourraient très bien avoir la forme du cigare, ou même plus généralement être triaxiales (trois axes différents). Que leurs formes soient galette ou cigare, une étude statistique sur toutes les orientations possibles montre que le rapport d'axes moyen est de 0,36 et ne dépasse pas 0,65. Pour distinguer entre les deux formes, deux tests ont été employés : étant donné que la luminosité par unité de surface est maximale lorsque la ligne de visée traverse le plus long chemin dans la galaxie, les galettes sont plus

brillantes vues par la tranche, lorsque leur aplatissement apparent est le plus grand. Par contre, les cigares sont plus brillants lorsqu'ils nous apparaissent ronds. Le même test peut s'appliquer aux dispersions de vitesses apparentes. Ces deux tests sont en fait perturbés par certaines corrélations entre la forme des galaxies et leur émissivité ou dispersion intrinsèques. Il semble, toutefois, que le nombre de forme de galette soit supérieur.

La triaxialité semble démontrée dans certains cas, par l'observation de la rotation du grand axe des isophotes optiques.



Les effets de projection font
tourner les grands axes
apparents par rapport aux
grands axes réels, d'un
angle d'autant plus
grand que le contour
est plus rond.

La figure ci-dessus montre, de façon extrême à deux dimensions, comment les effets de projection peuvent faire tourner des isophotes qui étaient en réalité alignés. Environ la moitié des elliptiques observées présentent ce phénomène de distorsion des isophotes. Cependant, un grand nombre de ces distorsions pourraient tout de même être réelles et attribuées à des effets de marée entre galaxies. En effet, plus des deux tiers des elliptiques apparemment déformées ont des compagnons proches et la proximité du compagnon est corrélée à l'amplitude de la rotation des

isophotes. Il reste toutefois quelques cas de galaxies isolées qui sont sans doute triaxiales. L'étude statistique de l'amplitude de la rotation $\Delta\phi$ en fonction de l'ellipticité apparente ϵ montre qu'en moyenne la triaxialité est faible (rapport d'axes moyens entre 0.8 et 0.6).

B/ Fonctions de distribution :

Comment se distribue la masse dans une galaxie en fonction de la distance au centre ? Les études photométriques nous informent déjà sur la distribution de la luminosité ; comme le rapport M/L varie du centre au bord, les observations cinématiques (cf. plus loin) sont nécessaires pour connaître réellement la distribution de masse totale.

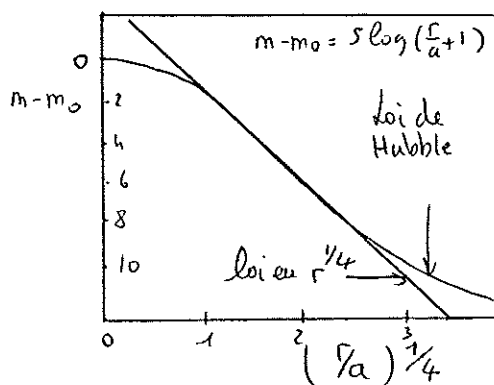
Deux fonctions sont couramment utilisées pour représenter la luminosité des elliptiques I, la loi de Hubble :

$$I/I_0 = \frac{1}{\left(\frac{r}{a} + 1\right)^2}$$

et la loi de de Vaucouleurs, dite "en $r^{1/4}$ " :

$$\log(I/I_e) = - 3.33 \left[\left(\frac{r}{r_e}\right)^{1/4} - 1 \right]$$

Ces deux fonctions sont normalisées par deux paramètres intensité-échelle radiale (I_0, a) et (I_e, r_e). Alors que I_0 représente l'intensité centrale et a le rayon du "coeur", r_e est le rayon contenant la moitié de la lumière et I_e l'intensité à r_e . Ces deux représentations sont en fait équivalentes et la deuxième est plus employée en pratique car c'est une loi de puissance pour la magnitude observée. L'étude statistique de ces para-



mètres met en évidence une loi $I_e \propto r_e^{-1,3}$ (et donc, puisque $L \propto I_e r_e^2$, $L \propto r_e^{0,7}$) qui doit être prise en compte dans les modèles théoriques de formation des galaxies

D'un point de vue théorique, l'ensemble des étoiles d'une galaxie elliptique peut être complètement décrit par une fonction de distribution dans l'espace des phases $f(\vec{X}, \vec{V}, t)$ et cette fonction de distribution f obéit à l'équation de Boltzman sans collisions, ou équation de Vlasov. Chaque étoile est en mouvement dans un potentiel moyen ϕ dû à l'ensemble des autres étoiles, et ces étoiles sont si nombreuses ($N \sim 10^{11}$ en moyenne), que ce potentiel ϕ est très "lissé", ne comporte plus d'accidents dus aux fonctions δ du potentiel créé par chaque étoile, sauf à très courte distance bien entendu. C'est un potentiel classique en dynamique stellaire d'évaluer l'importance de ces fluctuations de potentiel sur les trajectoires des étoiles. On définit ainsi le temps de relaxation T du système, temps au bout duquel l'orbite d'une étoile est perturbée de façon significative = (cf. TD) :

$$T = \frac{V^3}{8\pi n G^2 m^2 \text{Log } R/b}$$

où V est la vitesse relative moyenne entre les étoiles, n le nombre d'étoiles par unité de volume, m la masse moyenne d'une étoile, R le rayon total de la galaxie et b le paramètre d'impact minimum lors de la collision de deux étoiles.

Par rapport au temps t_c de traversée de la galaxie par une étoile ($t_c \sim R/V$), le temps de relaxation varie en gros comme $0,2N/\log N t_c$ si N est le nombre total d'étoiles dans le système. Or t_c pour une galaxie est typiquement de l'ordre du centième de l'âge de l'univers (10^8 ans), et le temps de relaxation est voisin de 10^{17} ans, soit bien supérieur à l'âge de l'Univers. Les collisions n'ont donc aucune importance pour les étoiles dans une galaxie. L'équation de Vlasov est :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} - \vec{\nabla} \phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{V}} = 0$$

Notons que si f est en général définie comme la densité d'étoiles dans l'espace des phases, l'équation est aussi vérifiée pour la densité de masse ou pour la densité de luminosité (si plusieurs espèces sont présentes dans la galaxie, chacune doit vérifier séparément l'équation de Vlasov).

Théorème de Jeans : Toute fonction $A(\vec{X}, \vec{V}, t)$ qui est conservée le long de la trajectoire d'une étoile est une intégrale du mouvement. D'après l'équation de Vlasov $df/dt = 0$ et f est donc elle-même une intégrale première ou constante du mouvement (toute intégrale vérifie d'ailleurs l'équation de Vlasov). Puisque f doit être conservée pour chaque orbite, f ne peut être qu'une fonction des constantes du mouvement. Dans l'espace des phases à 6 dimensions, le nombre de ces intégrales ne peut dépasser 6.

Si une galaxie possède la symétrie sphérique par exemple, les constantes du mouvement sont E , l'énergie totale, et les trois composantes de \vec{L} , le moment cinétique. [Pour certains potentiels particuliers (en $1/\pi$ ou π^2), il peut même exister une cinquième intégrale]. La fonction de distribution des étoiles dans ce cas-là est donc de la forme $f(E, \vec{L})$, mais grâce à la symétrie sphérique on peut dire que f ne dépend que du module de \vec{L} : $f(E, L)$.

Si ce sont les étoiles elles-mêmes qui sont à l'origine du potentiel gravitationnel, on peut alors écrire l'équation de Poisson :

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho = 4\pi G \int f d\vec{V}$$

D'où l'équation générale donnant f en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) = 4\pi G \int f \left(\frac{1}{2} v^2 + \phi, |\vec{r} \wedge \vec{v}|^2 \right) d\vec{V}$$

Le modèle le plus simple est celui dont la fonction de distribution ne dépend que de $E : f(\frac{1}{2} V^2 + \phi)$. Si l'on appelle V_r, V_θ, V_ϕ les vitesses dans les trois directions, il est facile de montrer que les dispersions de vitesses sont alors les mêmes :

$$\langle V_r^2 \rangle = \frac{1}{\rho} \int V_r^2 f(\frac{1}{2} \sum_i V_i^2 + \phi) dV_r dV_\theta dV_\phi = \langle V_\theta^2 \rangle = \langle V_\phi^2 \rangle$$

La dispersion de vitesse est alors isotrope, ce qui n'est pas le cas pour une fonction $f(E/L)$.

Une des fonctions $f(E)$ les plus utilisées est celle de la sphère isotherme :

$$f(E) = (2\pi\sigma^2)^{-3/2} \rho_0 e^{-E/\sigma^2}$$

ou du moins les variantes tronquées de cette fonction, pour tenir compte du fait que les étoiles très éloignées du centre et possédant une énergie presque nulle sont sujettes aux interactions de marée avec les galaxies extérieures et s'échappent.

Les modèles de King : les étoiles faiblement liées sont éliminées en posant :

$$f_K(E) = 0 \text{ pour } E \geq E_0$$

et

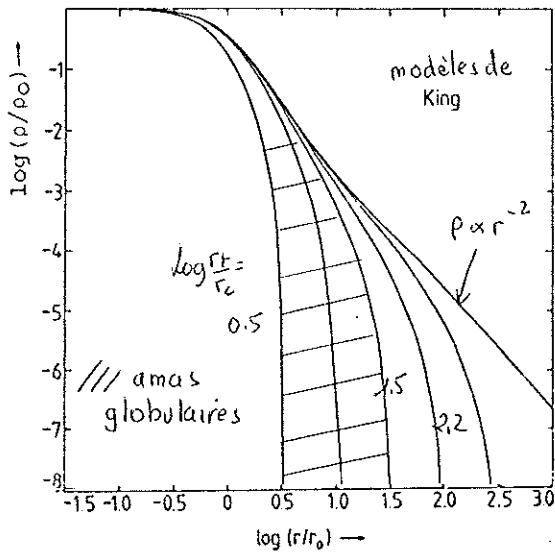
$$f_K(E) = (2\pi\sigma^2)^{-3/2} \rho_0 (e^{\frac{E_0 - E}{\sigma^2}} - 1)$$

Sachant que $E = \frac{1}{2} V^2 + \phi$, et en intégrant sur les vitesses, on obtient le profil de densité :

$$\rho(r)/\rho_0 = e^{\frac{\phi'}{\sigma^2}} \operatorname{erf} \frac{\sqrt{\phi'}}{\sigma} - \left(\frac{4\phi'}{\pi\sigma^2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2\phi'}{3\sigma^2}\right)$$

où erf est la "fonction d'erreur" $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du$

et l'on obtient ϕ par l'équation de Poisson ($\phi' = E_0 - \phi$).



$$\pi_0^{-2} = \frac{4\pi G}{9\sigma^2} \rho_0$$

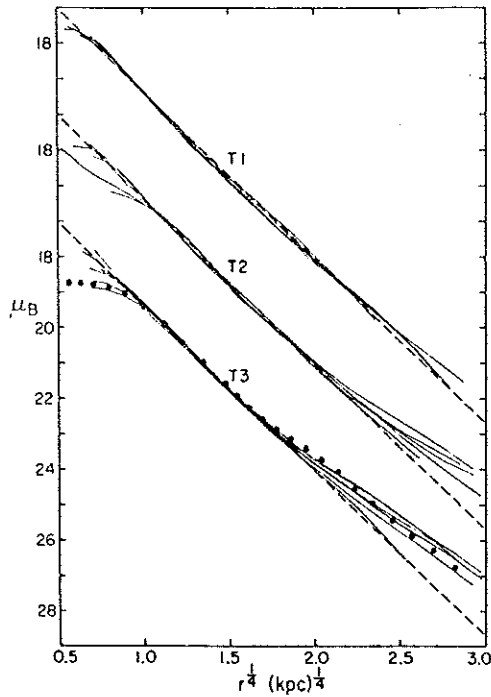
Le rayon pour lequel $\phi = E_0$ (et donc la densité devient nulle) est appelé le rayon de marée r_t .

Ces profils de densité sont représentés ci-contre, en comparaison avec la sphère isotherme, donc la dépendance radiale est $\rho \sim r^{-2}$ à l'infini.

Ces modèles représentent parfaitement les profils de densité pour les amas globulaires (pour $\log r_t/r_c$ entre 0,75 et 1,5) et également les

galaxies elliptiques, pourvu que l'on corrige les contours de luminosité de l'ellipticité correspondante. On a alors le rapport $\log r_t/r_c = 2.2$, qui correspond exactement à la loi en $r^{1/4}$. Tout écart par rapport aux modèles de King donne alors une idée du degré d'anisotropie des vitesses.

Il faut bien remarquer que dans cette distribution "Maxwellienne" des énergies, il n'y a pas équipartition de l'énergie par particule comme celle-ci serait atteinte après un temps de l'ordre du temps de relaxation (dans ce cas toutes les étoiles de faible masse se retrouveraient sur le pourtour de la galaxie, ce qui n'est pas observé). C'est en fait l'énergie par unité de masse qui atteint l'équipartition ; en quelque sorte la température est proportionnelle à la masse (le terme "isotherme" ne serait valable que pour des particules de même masse).



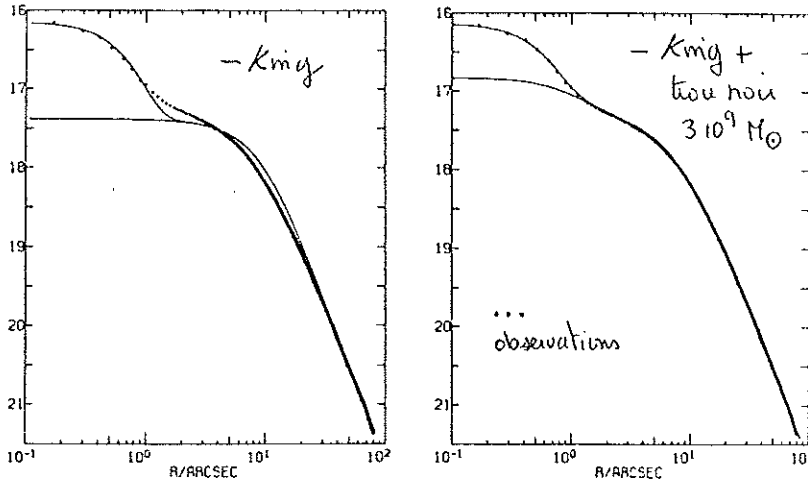
La figure ci-contre met en évidence les perturbations dues aux effets de marée des profils de luminosités des galaxies elliptiques.

Les galaxies du groupe T1 sont isolées, celles du groupe T3 sont en interaction manifeste, celles du groupe T2 intermédiaires. Les courbes représentent les modèles de King adaptés aux galaxies (r_t/r_0 varie). Seules les galaxies isolées suivent parfaitement la loi en $r^{1/4}$.

C/ - Coeur des elliptiques :

Il est possible que la relaxation violente qui eut lieu lors du premier stade de l'effondrement des galaxies ait pu former aussi un coeur galactique "isotherme". La relaxation violente apparaît lorsque le potentiel gravitationnel à grande échelle varie rapidement avec le temps et que l'énergie de chaque étoile n'est plus conservée le long de sa trajectoire ($dE/dt = \partial\phi/\partial t$, $E = \frac{1}{2} v^2 + \phi$). L'état final du système peut alors se déduire des principes de mécanique statistique : tous les éléments de configuration sont équiprobables pourvu que l'énergie totale du système soit conservée et que deux éléments ne se recouvrent pas dans l'espace des phases (afin de conserver la densité de phase). On peut facilement montrer que les galaxies correspondent aux cas non dégénérés de la statistique, et que $f(E) \propto e^{-\beta E}$ (point de départ du modèle "sphère isotherme"). En fait, vers le centre, on observe souvent des profils non-isothermes, et plus rarement des gradients de luminosité qui ne s'annulent pas au centre, ce

qui tendrait à indiquer la présence d'une masse ponctuelle au centre, c'est-à-dire d'un trou noir (normalement la force $d\phi/dr$ tend vers 0 au centre). Les coeurs non isothermes pourraient être interprétés par des phénomènes de fusion de galaxies.



Modélisation du
profil de luminosité
du centre de M87 -

Les quelques cas de gradients de luminosité près du centre correspondent à des galaxies qui sont de puissantes radiosources et qui ont des noyaux actifs (exemple de Messier 87, avec son jet optique bien connu), ce qui favoriserait l'hypothèse répandue que l'activité des noyaux est due au trou noir central. Pourtant certains modèles plus compliqués, à distribution anisotrope des vitesses pourraient rendre compte des observations.

D/ - Disques galactiques :

Nous ne parlerons pas des bulbes des galaxies à disque, qui ressemblent un peu aux elliptiques, mais avec plus de rotation et d'aplatissement (ils sont aussi plus diffus).

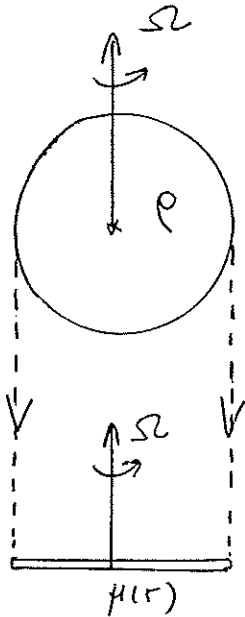
Le profil de luminosité des disques observés est exponentiel :

$$I(r) = I_0 e^{-r/r_0}$$

Cette loi est générale et pourtant l'origine d'une telle distribution est mal connue. Du moins, la distribution de masse exponentielle est un résultat

possible de l'effondrement d'une sphère de densité et de rotation uniformes mais il en existe bien d'autres !

Considérons en effet une sphère de gaz de densité ρ et de vitesse angulaire uniforme Ω et supposons que dans l'effondrement chaque élément conserve son moment angulaire (par exemple le temps de chute libre est plus court que le temps de collision des divers nuages ou particules). Cette hypothèse est justifiée par la constatation qu'un grand nombre de galaxies spirales ont la même distribution masse-moment angulaire que la sphère uniforme considérée.



La sphère s'effondre en gardant la symétrie sphérique jusqu'à ce que la force centrifuge équilibre la gravitation, c'est-à-dire quand :

$$\Omega^2 = 4\pi G\rho/3 \quad (\text{appelons } \rho_1 \text{ la densité à ce moment-là})$$

L'effondrement se produit alors uniquement parallèlement à l'axe de rotation, jusqu'à ce que la densité surfacique $\mu(R)$ devienne :

$$\mu(R) = 2\rho_1 R_1 (1 - R^2/R_1^2)^{1/2}$$

(densité projetée de la sphère uniforme).

Cet aplatissement renforce la force gravitationnelle par rapport à la force centrifuge et le disque va donc se contracter à nouveau.

En supposant que chaque particule garde encore son moment angulaire, et de plus que la contraction est homologue, d'un facteur k :

(R devient $kR = r$, $R_1 \rightarrow kR_1 = R_0$, $\Omega_1 \rightarrow \Omega_1/k^2 = \Omega_0$ pour conserver ΩR^2 , $\mu(0) \rightarrow \mu(0)/k^2 = \mu_0$), on obtient :

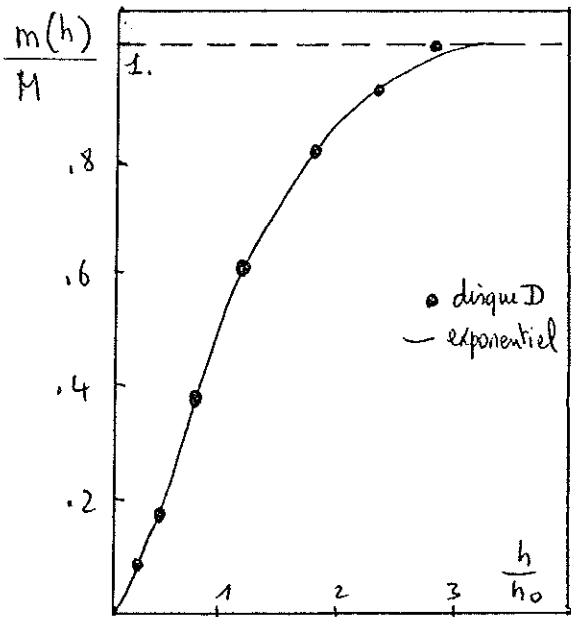
$$\mu(r) = \mu_0 (1 - r^2/R_0^2)^{1/2} \text{ disque D auto-gravitant dont on sait que}$$

la rotation est uniforme à la vitesse angulaire :

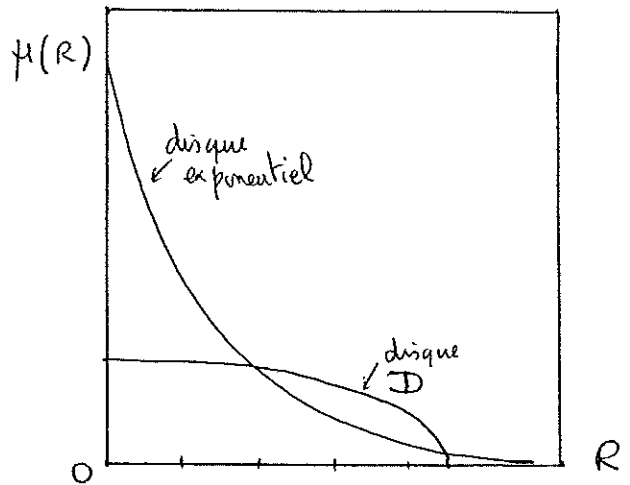
$$\Omega_0 = \left(\frac{\pi^2 G \mu_0}{2R_0} \right)^{1/2}$$

L'équilibre est donc obtenu pour $k = 4/3\pi$.

Il existe aussi des solutions intermédiaires où la vitesse finale n'est pas uniforme, allant jusqu'à une loi différentielle $V(R) = cste$. Tous ces résultats finaux de l'effondrement ont en commun la distribution de moment angulaire. La figure ci-dessous compare la masse totale $m(h)$ dont le moment angulaire est inférieur à $h(=|\vec{r} \wedge \vec{V}|)$ pour le disque exponentiel et le disque D. Pourquoi donc les galaxies spirales ont-elles toutes un disque exponentiel ? Il semblerait que le disque D soit en fait instable vis-à-vis des perturbations axisymétriques ou non, tandis que le disque exponentiel, lui, est stable comme le confirment les simulations numériques (10^5 étoiles sur ordinateur).



Comparaison entre disque D et exponentiel -



Structure verticale des disques : Il est facile d'établir l'état d'équilibre d'un disque autogravitant de densité ρ , et de dispersion des vitesses verticales σ_z : $\vec{\nabla}_p = -\overline{\rho} \vec{\nabla} \phi$.

La pression $P = \rho \sigma_z^2$ et le potentiel gravitationnel ϕ est donné par l'équation de Poisson $\Delta \phi = 4\pi G \rho$.

D'où :

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right) = - \frac{4\pi G}{\sigma_z^2} \rho$$

La solution est de la forme : $p = \rho_0 \operatorname{sech}^2(z/H) = \rho_0 / \operatorname{ch}^2(z/H)$

où la hauteur caractéristique est :

$$H = [\sigma_z^2 / (2\pi G \rho_0)]^{1/2}$$

Les observations des disques galactiques vus par la tranche sont conformes à une telle distribution et de plus montrent que la hauteur caractéristique H est indépendante du rayon r . Ce qui implique que la dispersion des vitesses décroît exponentiellement avec le rayon (comme ρ) $\sigma_z \propto e^{-r/2r_0}$ (nous verrons plus loin ce que l'on peut en déduire sur la formation des disques par accréation de matière).

(3) Cinématique :

La structure en vitesses des galaxies est explorée grâce aux observations des raies émises par le gaz interstellaire : régions HII (partie optique de la galaxie, bonne résolution spatiale) et gaz atomique HI, outil irremplaçable pour connaître la répartition de masse dans les galaxies et leur masse totale. Il est possible aussi de déduire les variations de la dispersion de vitesse (stabilité, épaisseur du plan gazeux...). Les écarts détectés par rapport au champ de vitesses circulaires permettent de mettre en évidence divers phénomènes dynamiques ou ondes de densité (gauchissement du plan, ondes spirales, barrées, ...).

Une modélisation du champ de vitesses est nécessaire, car seule la vitesse radiale (vers l'observateur) nous est accessible. Cette vitesse observée $V_0(r, \varphi)$ s'exprime en fonction des composantes tangentielle et radiale V_θ et V_R dans le plan de la galaxie par :

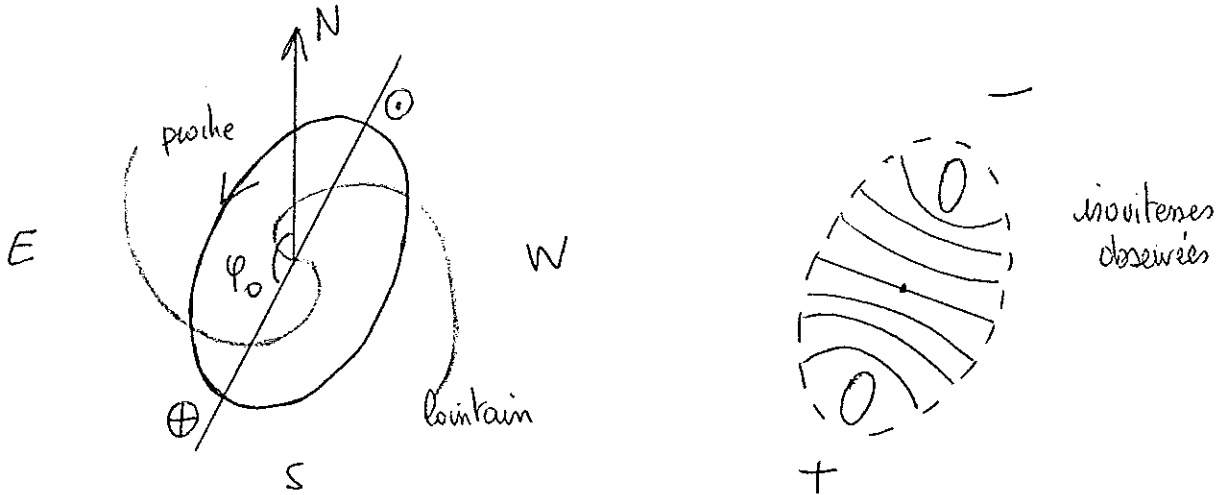
$$V_0 = V_S + V_\theta \cos\theta \sin i + V_R \sin\theta \sin i$$

où i est l'inclinaison de la galaxie sur le ciel ($i = 90^\circ$ si la galaxie est vue par la tranche) et V_S la vitesse systémique de la galaxie (vitesse du centre de gravité, donnée en partie par l'expansion de l'Univers). On

appelle (r, φ) les coordonnées polaires dans le plan du ciel, et (R, θ) dans le plan de la galaxie. Ces coordonnées sont reliées par :

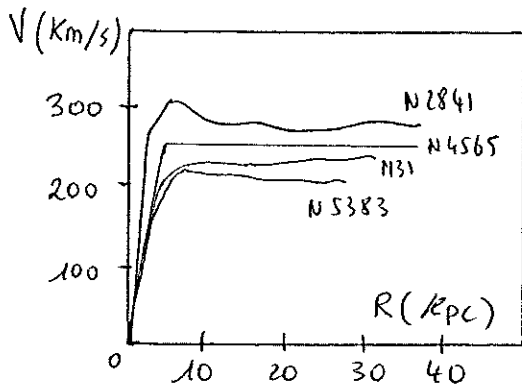
$$\operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg}(\varphi - \varphi_0) / \cos i$$

$$R = r \cos(\varphi - \varphi_0) / \cos \theta$$



Les isovitesses observées ressemblent, pour une courbe de rotation pure, à la figure ci-dessus (diagramme dit de "l'araignée"). La vitesse observée le long du petit axe est V_s , le long du grand axe la courbe de rotation est représentée. Celle-ci est en général celle d'un corps solide vers le centre ($\Omega = \text{cste}$), puis devient plate.

Courbes de vitesses observées



Distribution de la masse :

Etant donné que la masse est répartie dans un disque (ou un sphéroïde très aplati) et non dans une sphère, il est nécessaire de résoudre une équation intégrale pour déduire la densité surfacique de masse $\mu(r)$:

$$\mu(r) = \frac{1}{2\pi G} \int_0^\infty \frac{dV^2}{du} H(u, r) du$$

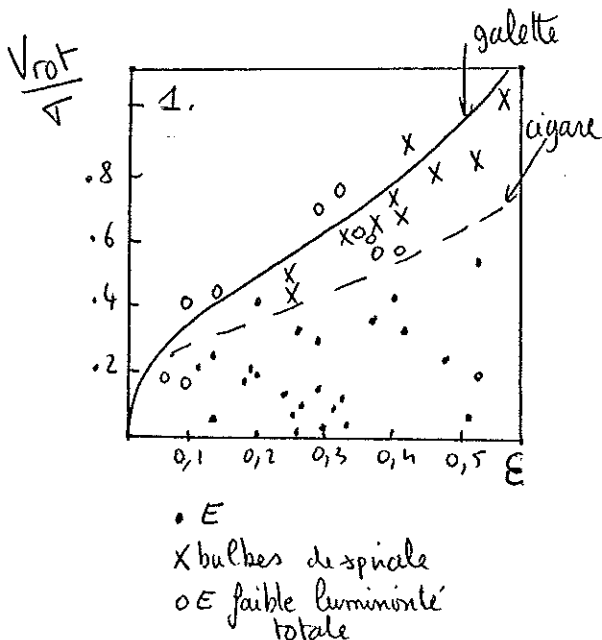
($H(u, r)$ s'exprime par des fonctions hypergéométriques, $V(r)$ est la courbe de rotation).

La masse totale dérivée de cette manière est toutefois très proche (à moins d'un facteur 2) de celle obtenue en supposant la symétrie sphérique. Le fait que les courbes de vitesses ne sont pas képlériennes loin de la masse visible implique la présence d'une masse invisible qui, pour $V(\mu) = \text{cste}$, varie comme :

$$M(r) \propto r \quad \rho \propto r^{-2} \text{ (en densité)}$$

Dans certaines galaxies, la courbe de vitesse a été observée assez loin pour révéler une masse invisible dix fois supérieure à la masse visible ! La nature de cette masse est encore mystérieuse (faibles masses stellaires, neutrinos, etc...)

Dispersion des vitesses : Nous avons déjà souligné l'importance des dispersions de vitesses pour les galaxies elliptiques, dont l'équilibre ne semble pas provenir de la rotation ($V_{\text{rot}}/\sigma \ll 1$ même pour les systèmes aplatis). La figure ci-contre décrit la variation de V/σ en fonction de



l'ellipticité apparente, en comparaison avec la courbe attendue si les galaxies étaient soit des galettes soit des cigares en rotation. Les bulbes des galaxies à disque (5 ou 50) suivent bien la courbe théorique des systèmes aplatis en rotation, de même que les elliptiques de faible luminosité. Il semblerait que pour ces dernières, un effet de sélection observationnelle puisse expliquer leur position dans le diagramme. Comme elles

sont très difficiles à observer, uniquement les cas de forte brillance ont été choisis et il est logique de penser que les systèmes plus denses tournent plus vite (hypothèse à vérifier).

Quant aux propriétés globales, il existe des relations entre luminosité, dispersion de vitesse et métallicité pour les elliptiques. La relation de Faber-Jackson relie la luminosité bleue totale L_B à σ (dispersion centrale) :

$$L \propto \sigma^4$$

De même, la métallicité varie de façon monotone croissante avec σ : la luminosité et la formation d'étoiles sont évidemment reliées à l'amplitude du puits de potentiel au centre de la galaxie.

La dynamique des galaxies spirales, plus complexe, sera étudiée dans le chapitre suivant.