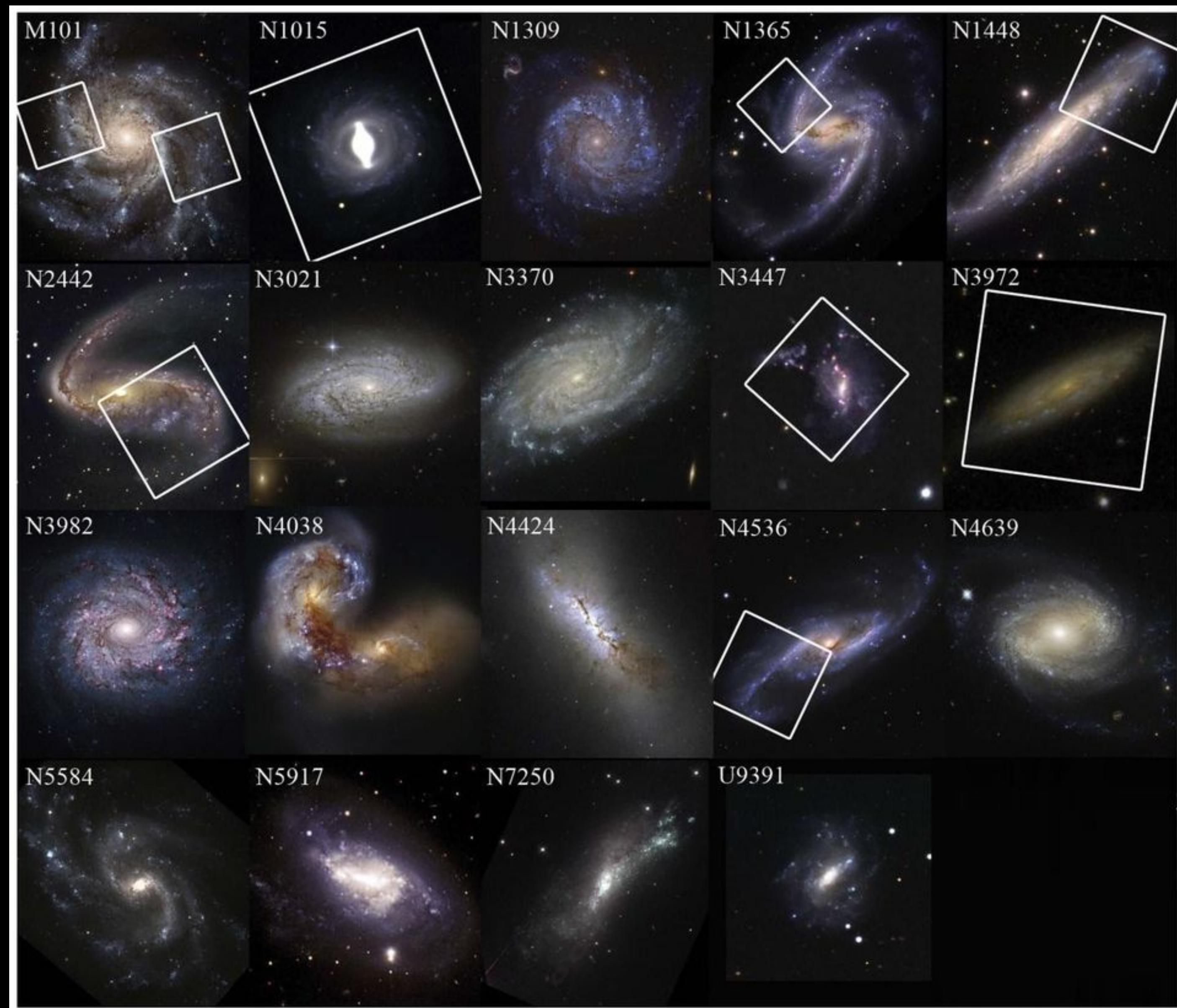


Clase anterior

- Morfología de galaxias: disco, bulbo y halo
- Cinemática de galaxias.
- Disco: flujo axisimétrico con rotación diferencial. Sistema localmente en reposo.
- Exploración del campo de velocidades local: constantes de Oort.
- Curvas de rotación galáctica. Vía Lactea y otras galaxias.
- Materia bariónica y materia oscura.



Morfología de galaxias

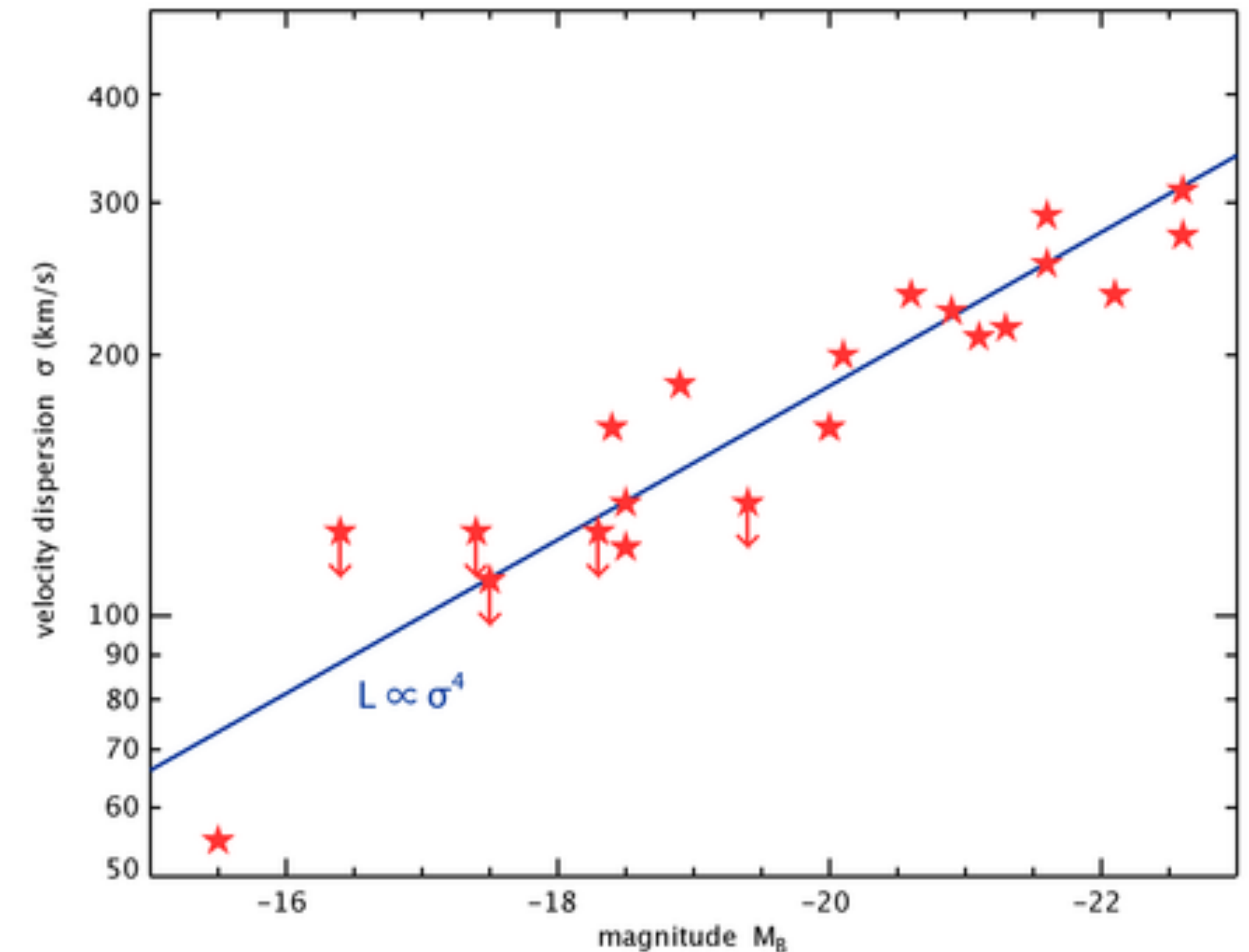


- Hay galaxias con morfologías muy diversas.
- Hay galaxias **elípticas**. No es posible discriminar si la elipticidad (E_0 , ..., E_7) es intrínseca o un efecto de proyección en el plano del cielo.
- Hay galaxias **espirales**. Según la clasificación de Hubble (1936), las galaxias S_0 tienen brazos tan cerrados que son “casi” galaxias espirales. A medida que se abren los brazos, las clasifica S_a , S_b , S_c .
- Hay también galaxias **espirales barradas**.
- Y desde luego, galaxias **irregulares**.



Galaxias elípticas: relación de Faber-Jackson

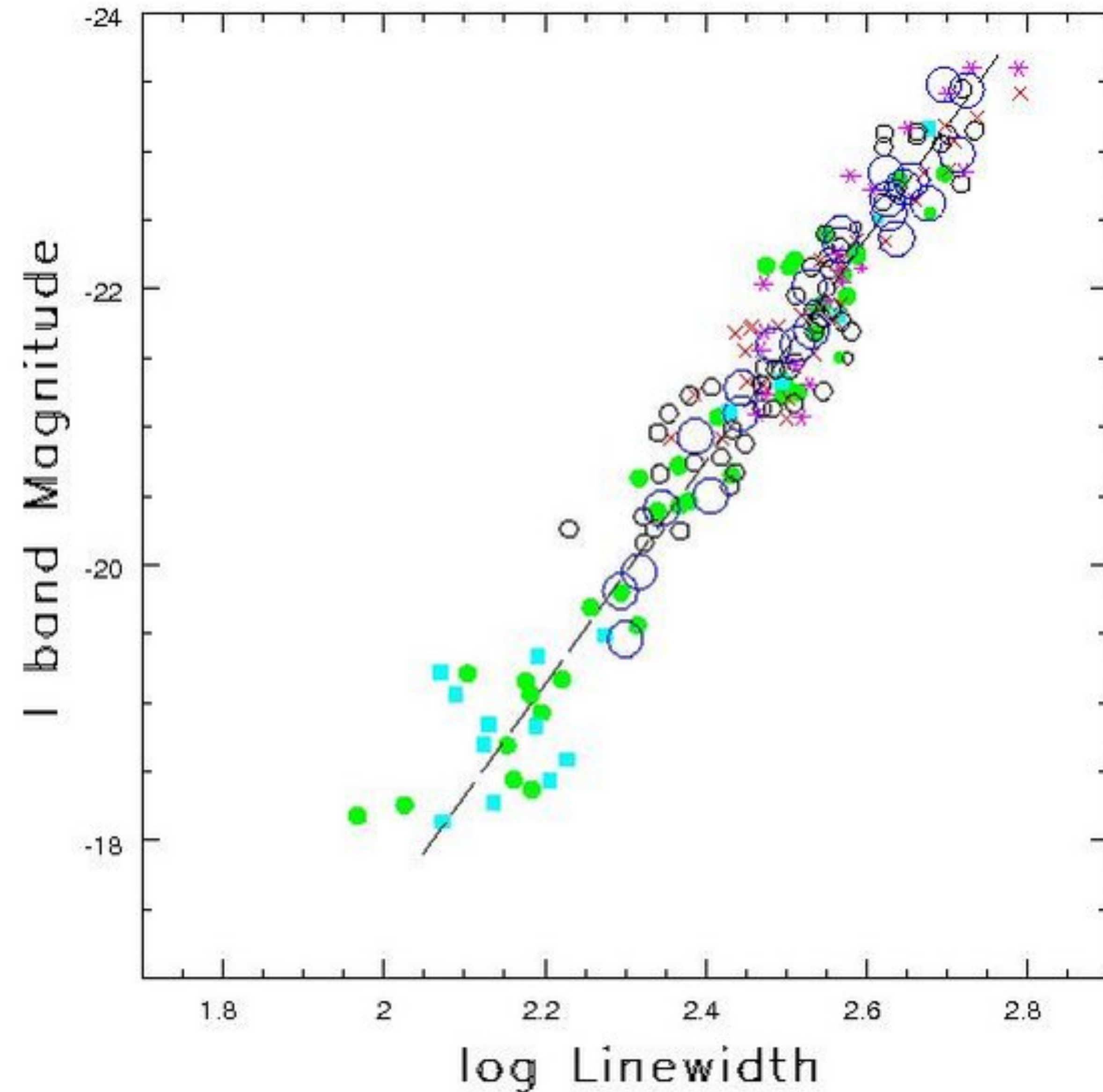
- Además de la diferencia morfológica, las galaxias elípticas y espirales presentan también otras diferencias.
- Las galaxias elípticas presentan menor proporción de gas interestelar. Y como el medio interestelar es la fuente de nuevas estrellas, sus estrellas son también más viejas.
- Se especula que resisten el colapso gravitatorio con el contenido de energía cinética del movimiento desordenado de sus estrellas.
- El diagrama muestra la correlación observada entre la dispersión de velocidades (ancho de líneas espectrales) y su luminosidad.
- Esta es la llamada **relación de Faber-Jackson** (1976): $L \propto \sigma^4$.
- Tratemos de obtener esta relación a través de hipótesis simplificatorias.
- Vimos que el contenido de energía potencial de una esfera autogravitante es $U = -\frac{3}{5} \frac{G M^2}{R}$
- El contenido de energía cinética es $K = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{3}{2} M \sigma^2$.
- Según el teorema del virial: $2K + U = 0 \rightarrow \sigma^2 = \frac{1}{5} \frac{G M}{R}$



- Si suponemos que la masa y luminosidad de la galaxia cumplen $L \propto M \rightarrow \sigma^2 \propto \frac{G L}{R}$
- Si además suponemos $\frac{L}{4\pi R^2} = \Sigma T^4 = cte$
- Entonces $R \propto L^{1/2} \rightarrow L \propto \sigma^4$

Galaxias espirales: relación de Tully-Fisher

- A diferencia de las elípticas, las galaxias espirales presentan mas gas interestelar.
- Como se supone que los brazos espirales corresponden a zonas de mayor densidad, son tambien regiones de formación estelar.
- La presencia de estrellas jóvenes les da un aspecto espectral mas azul que el de las galaxias elípticas.
- Su alto estado de rotación hace que resistan el colapso gravitatorio gracias a su aceleración centrípeta (como vimos).
- Para galaxias espirales, Tully y Fisher (1977) encontraron una correlación observacional entre la velocidad terminal de rotación y la luminosidad: $v_{\theta} \propto L^{0.22}$
- Aqui no corresponde utilizar el teorema del virial, tratandose de objetos con un movimiento macroscópico de rotación.
- Vimos que la velocidad de rotación crece como $v_{\theta} \propto M^{1/2}$ y suponemos que mayor masa representa mayor luminosidad y por lo tanto se espera una correlación monótona entre v_{θ} y L , si bien no somos capaces de hacer una predicción cuantitativa.



Ondas espirales en discos galácticos

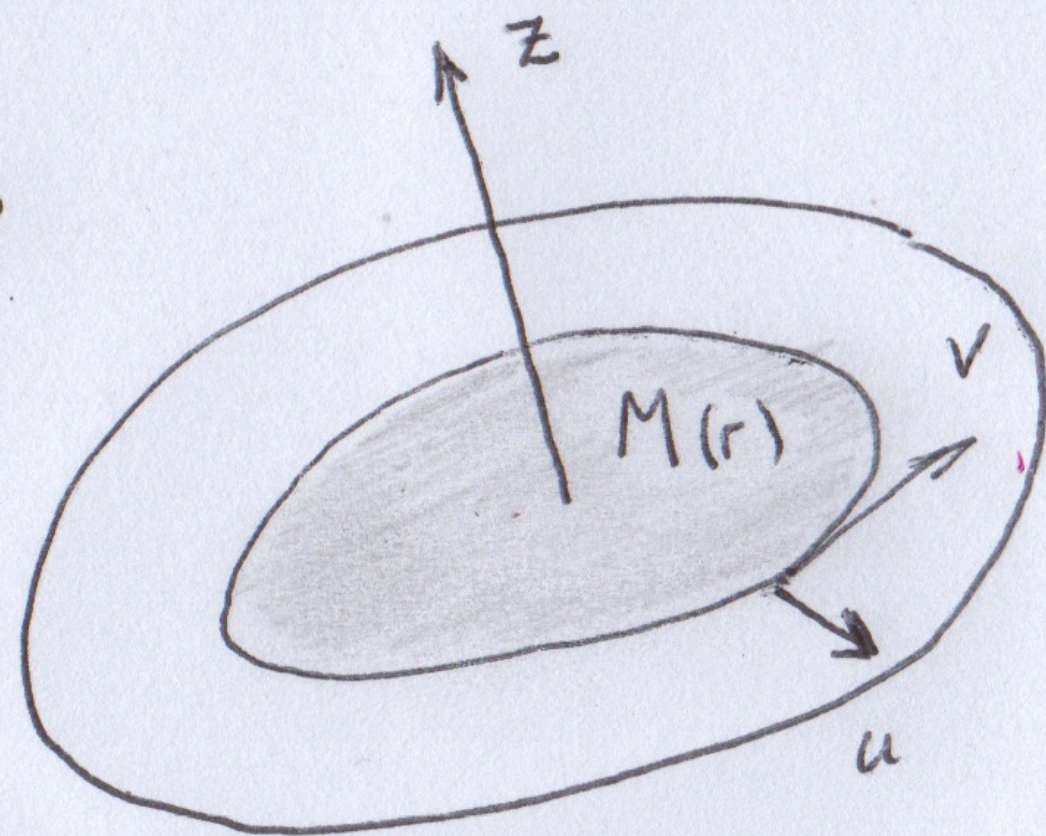


Ondas espirales en discos galácticos

- En 1964 Lin & Shu (ApJ 140, 646) mostraron que la estructura espiral de las galaxias, puede deberse a una inestabilidad gravitacional.

- Supusieron un flujo autogravitante, aprox. 2D y sin presión (gas frío).

- Las ecuaciones de este fluido galáctico en coordenadas cilíndricas



$$\partial_t \rho + \frac{1}{r} \left[\partial_r (r \rho u) + \partial_\theta (\rho v) \right] = 0 \quad (\text{ec. cont.})$$

$$\left. \begin{aligned} \partial_t u + u \partial_r u + \frac{v}{r} \partial_\theta u - \frac{v^2}{r} &= \partial_r \Phi \\ \partial_t v + u \partial_r v + \frac{v}{r} \partial_\theta v + \frac{uv}{r} &= \frac{1}{r} \partial_\theta \Phi \end{aligned} \right\} \text{Ec. mov}$$

$$\frac{1}{r} \partial_r (r \partial_r \Phi) + \frac{1}{r^2} \partial_{\theta\theta} \Phi = -4\pi G \rho \quad \left\{ \text{Ec. Poisson} \right.$$

donde $\Phi(r, \theta, t)$ es "—" el potencial gravitatorio por unidad de masa.

- Intentemos obtener equilibrios ($\partial_t = 0$) con simetría axial ($\partial_\theta = 0$). Es decir:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho_0(r) \\ u &= 0 \\ v &= r \Omega_0(r) \\ \Phi &= \Phi_0(r) \end{aligned} \right\} \rightarrow \begin{aligned} -\frac{(r\Omega_0)^2}{r} &= \partial_r \Phi_0 \\ \frac{1}{r} \partial_r (r \partial_r \Phi_0) &= -4\pi G \rho_0 \end{aligned}$$

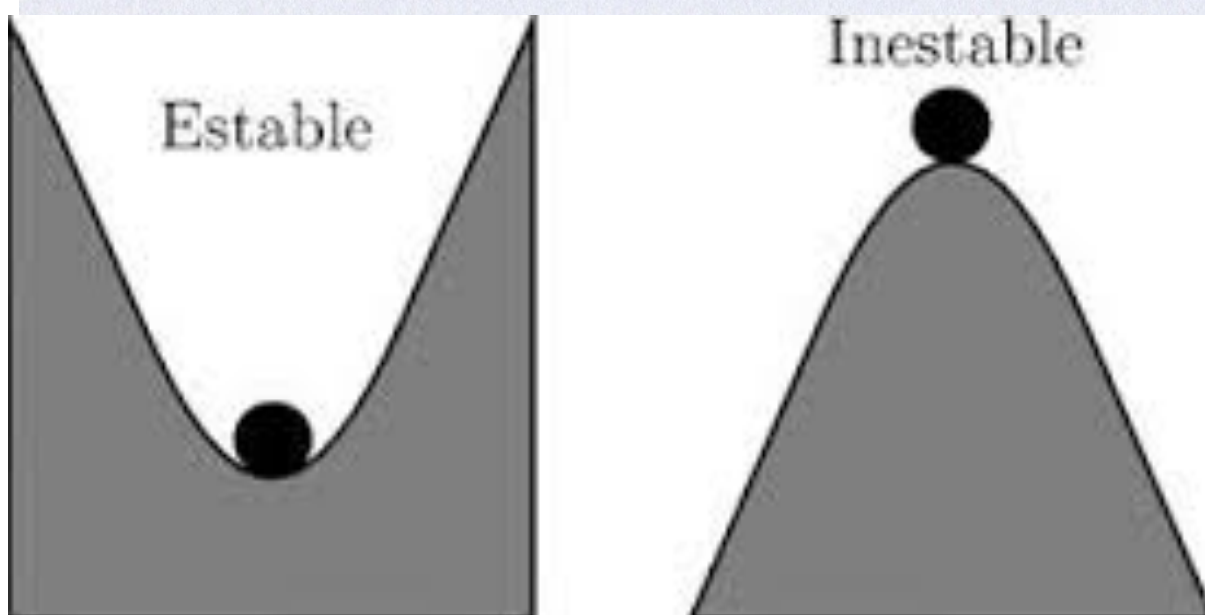
- Supongamos $\Omega_0(r) = \Omega_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-a}$

- De las dos ecuaciones de equilibrio resulta:

$$4\pi G \rho_0(r) = 2(1-a) \Omega_0^2(r) \quad 0 < a < 1$$

- Esta familia de equilibrios axisimétricos con parámetro a , corresponde a curvas de rotación $v \sim r^{1-a}$ ($0 < a < 1$).

Ondas espirales en discos galácticos



- Obtuvimos una familia de equilibrios, pero no conocemos su estabilidad.
- Si son inestables, no se materializarán.

- Para estudiar la estabilidad, proponemos perturbaciones lineales de la forma

$$\rho(r, \theta, t) = \rho_0(r) + \delta\rho(r) e^{i[f(r) + n\theta - \omega t]}$$

y lo mismo con $u(r, \theta, t)$, $v(r, \theta, t)$ y $\Phi(r, \theta, t)$.

- Como el sistema de ecs. tiene coeficientes que dependen de r , podemos proponer perturbaciones como $e^{i(n\theta - \omega t)}$, pero la dependencia en r en cambio es $\delta\rho(r) e^{if(r)}$

- Analicemos el caso particular donde la fase varía rápidamente, es decir

$$f(r) \approx kr \gg 1 \quad (\text{aprox. WKB})$$

y la amplitud lo hace más lentamente ($\delta\rho(r)$).

- Reemplazando en las ecuaciones linealizadas:

$$i(n\Omega_0 - \omega) \delta\rho + i\rho_0 k \delta u + \frac{in\rho_0}{r} \delta v = 0$$

$$i(n\Omega_0 - \omega) \delta u - 2\Omega_0 \delta v - ik\delta\Phi = 0$$

$$i(n\Omega_0 - \omega) \delta v + (\Omega_0 + \partial_r(r\Omega_0)) \delta u - \frac{in}{r} \delta\Phi = 0$$

$$k^2 \delta\Phi = 4\pi G \delta\rho$$

donde $kr \gg 1 \rightarrow \lambda \ll R_{\text{galaxia}}$

- Entonces

$$\begin{pmatrix} \omega - n\Omega_0 & -\frac{2(1-a)\Omega_0^2 k}{4\pi G} & -\frac{n}{r} \frac{2(1-a)\Omega_0^2}{4\pi G} \\ \frac{4\pi G}{k} & \omega - n\Omega_0 & -2i\Omega_0 \\ \frac{n}{r} \frac{4\pi G}{k^2} & i(2-a)\Omega_0 & \omega - n\Omega_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\rho \\ \delta u \\ \delta v \end{pmatrix} = 0$$

Ondas espirales en discos galácticos

→ Planteamos $\det(\) = 0$ y obtenemos:

$$(\omega - n\Omega_0)^3 - 2\Omega_0^2(\omega - n\Omega_0) + ia(1-a)\frac{2n\Omega_0^3}{kr} = 0$$

→ Proponemos $\omega - n\Omega_0 = \omega_R + i\gamma$, $\gamma \ll \omega_R$

$$\omega_R^3 + i3\omega_R^2\gamma - 2\Omega_0^2(\omega_R + i\gamma) + ia(1-a)\frac{2n\Omega_0^3}{kr} = 0$$

→ Tenemos dos soluciones:

$$(1) \omega_R^2 = 2\Omega_0^2 \rightarrow (3\omega_R^2 - 2\Omega_0^2)\gamma = -a(1-a)\frac{2n\Omega_0^3}{kr}$$

Entonces

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = (n \pm \sqrt{2})\Omega_0 \\ \gamma = -\frac{a(1-a)n\Omega_0}{2kr} \end{array} \right. \xrightarrow{0 < a < 1} \gamma < 0 \text{ (estable)}$$

$$(2) \omega_R = 0 \rightarrow \gamma = a(1-a)\frac{n\Omega_0}{kr}$$

Entonces:

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = n\Omega_0 \\ \gamma = a(1-a)\frac{n\Omega_0}{kr} \end{array} \right. \xrightarrow{0 < a < 1} \gamma > 0 \text{ (inestable)}$$

→ El patrón de densidad en este caso resulta

$$\rho(r, \theta, t) = \rho_0(r) + \text{Re} \left[\delta \rho e^{i(kr + n\theta - n\Omega_0 t)} \right] e^{\gamma t}$$

→ Patrón de densidad para $n=2$ y $k=25$

→ El patrón no rota con el perfil de rotación diferencial.

→ Es mas bien una onda de choque.

→ Las regiones de mayor densidad son zonas de formación estelar.

