

Astrofísica Galáctica e Extragaláctica

AGA 299 – IAG/USP



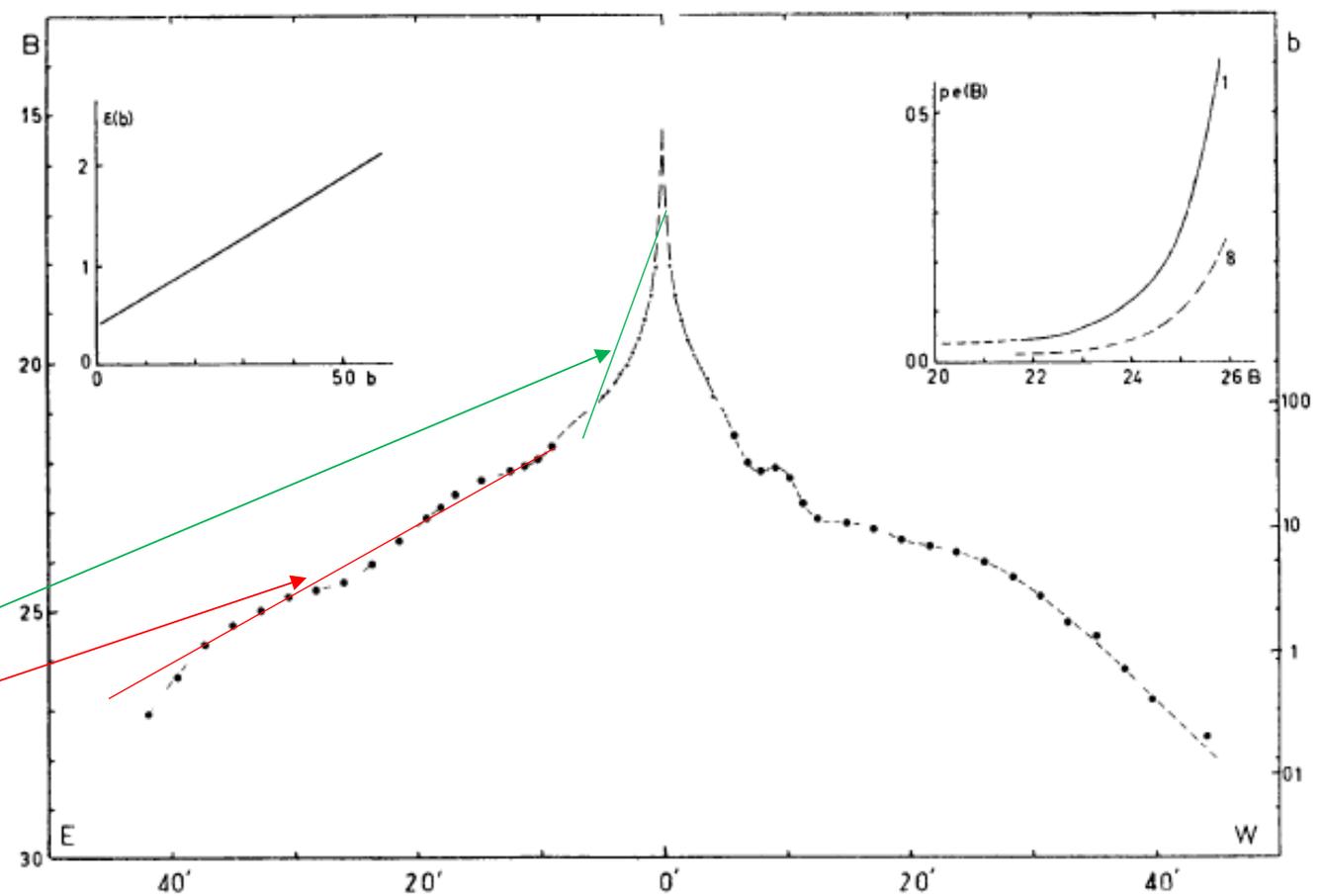
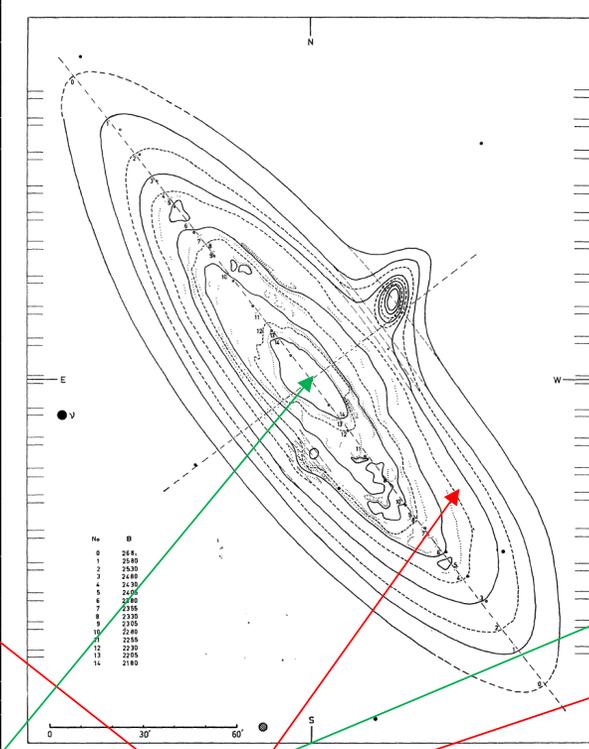
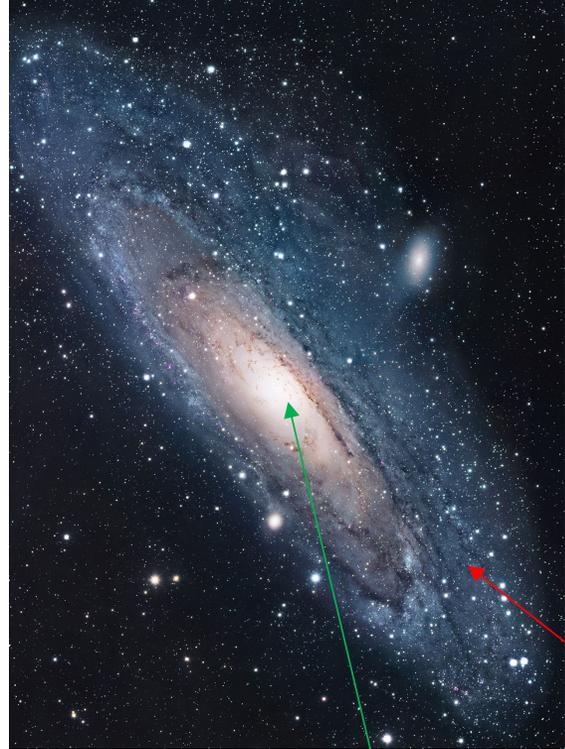
Ronaldo E. de Souza
redsouza48@usp.br
Maio, 2024

4

Galáxias Espirais e Lenticulares

As galáxias espirais e SO apresentam uma estrutura com duas componentes estelares bem definidas: o disco e o bojo. Esta característica confere a esta classe de objetos algumas propriedades bastante específicas.

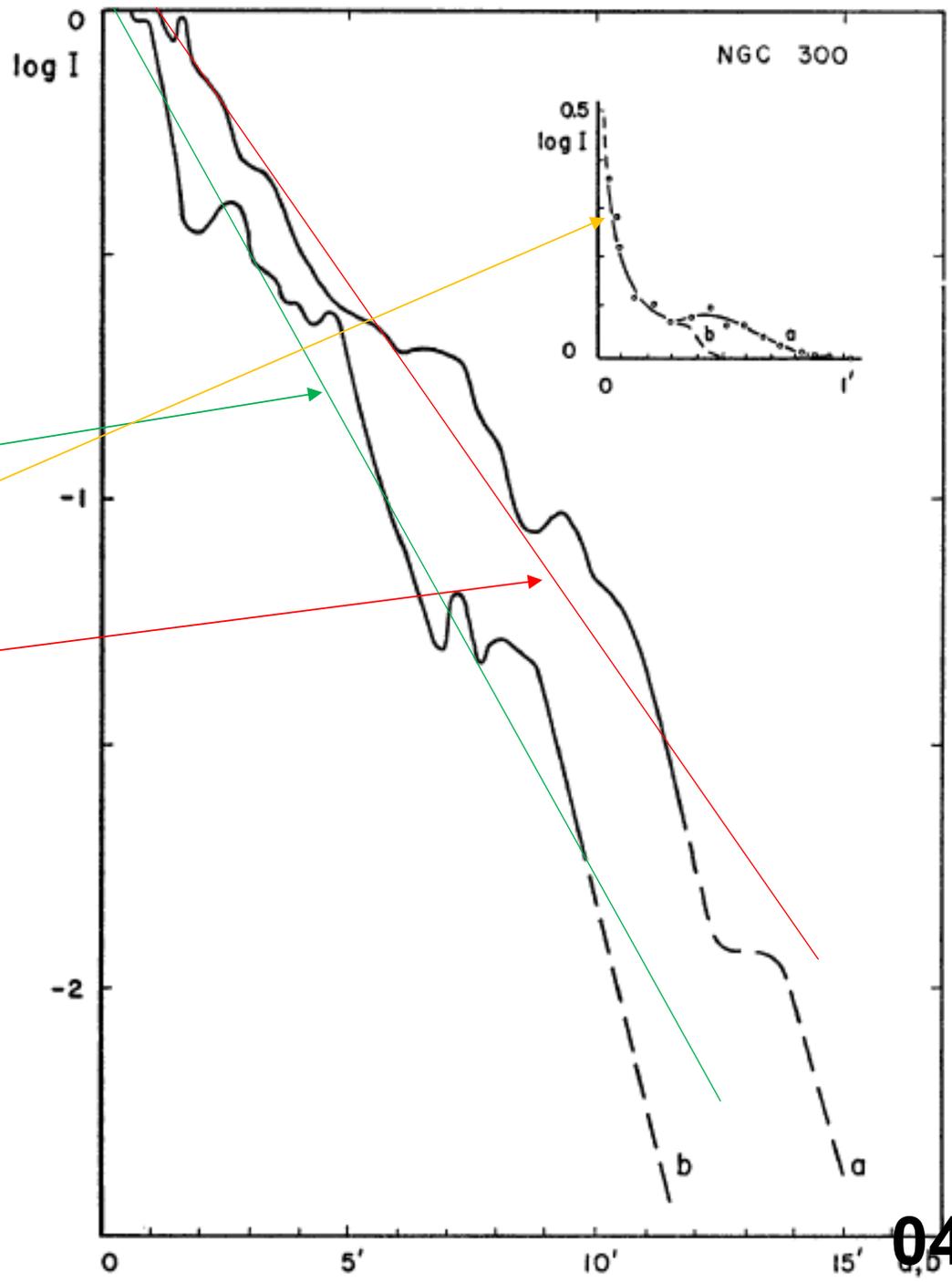
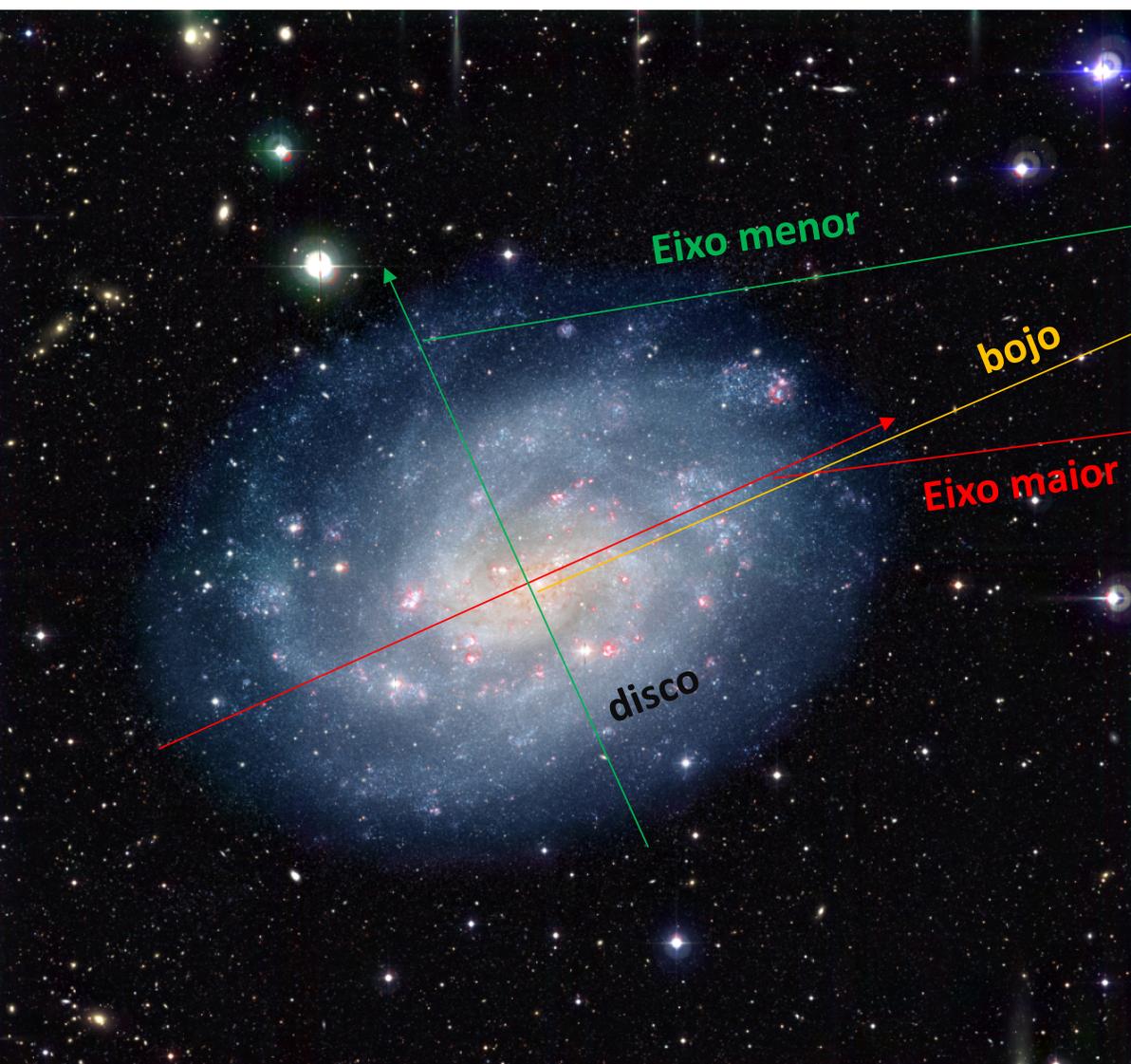




A estrutura do disco e do bojo das galáxias espirais exemplificada pela galáxia de Andrômeda, M31.

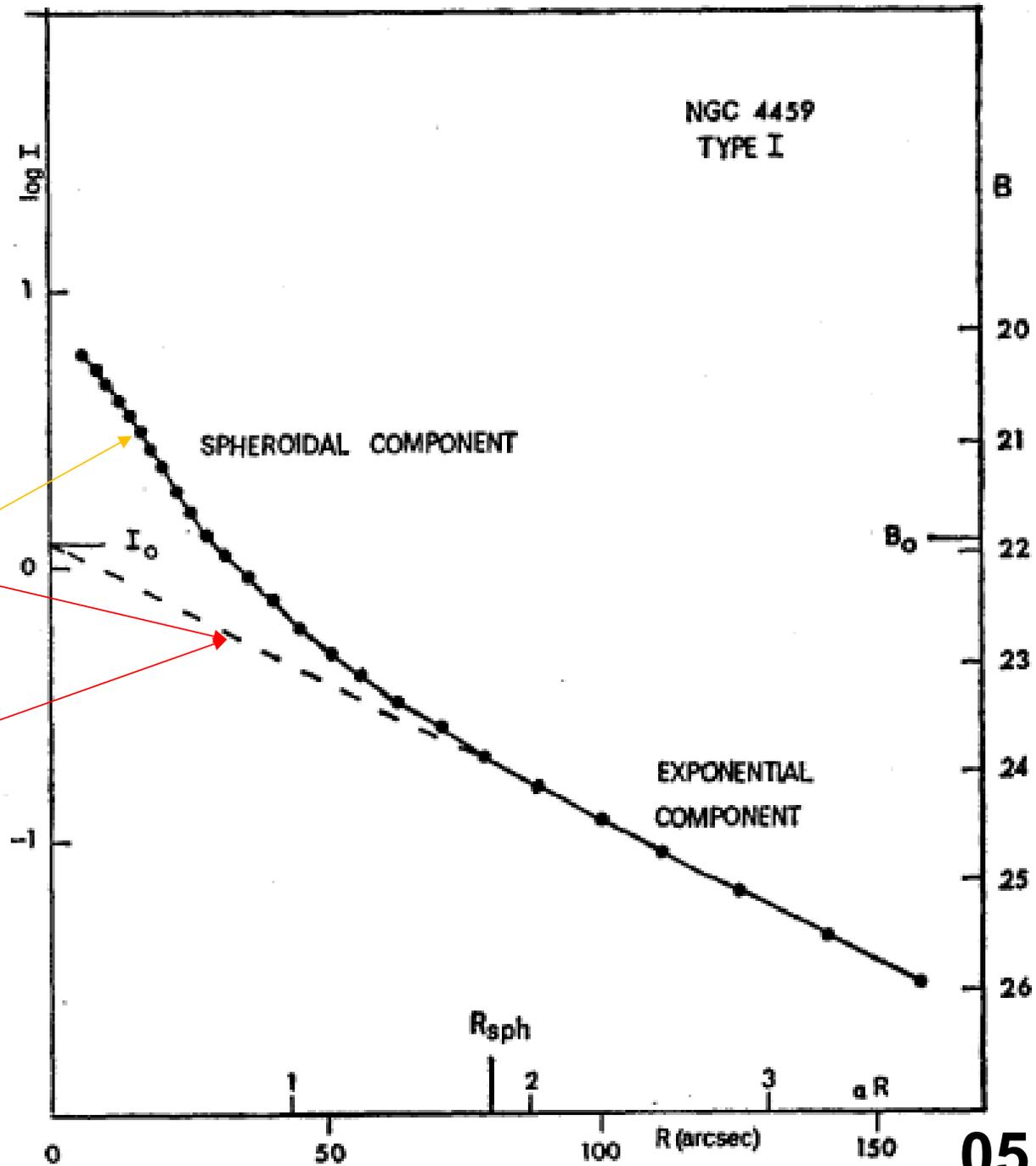
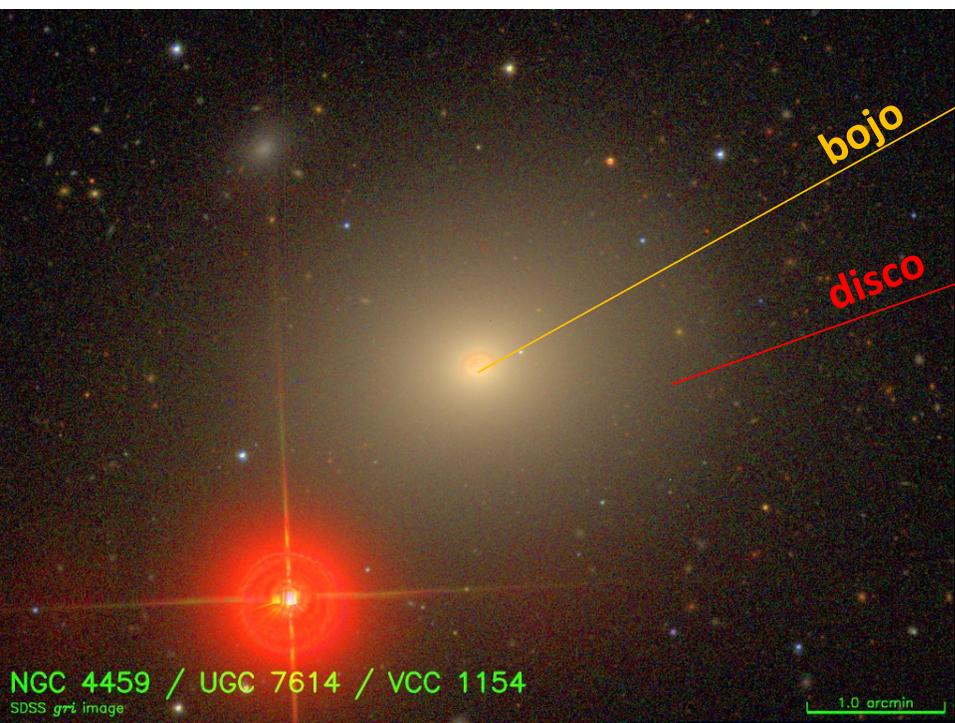
Distribuição de Brilho

NGC 300 um objeto dominado pelo disco.



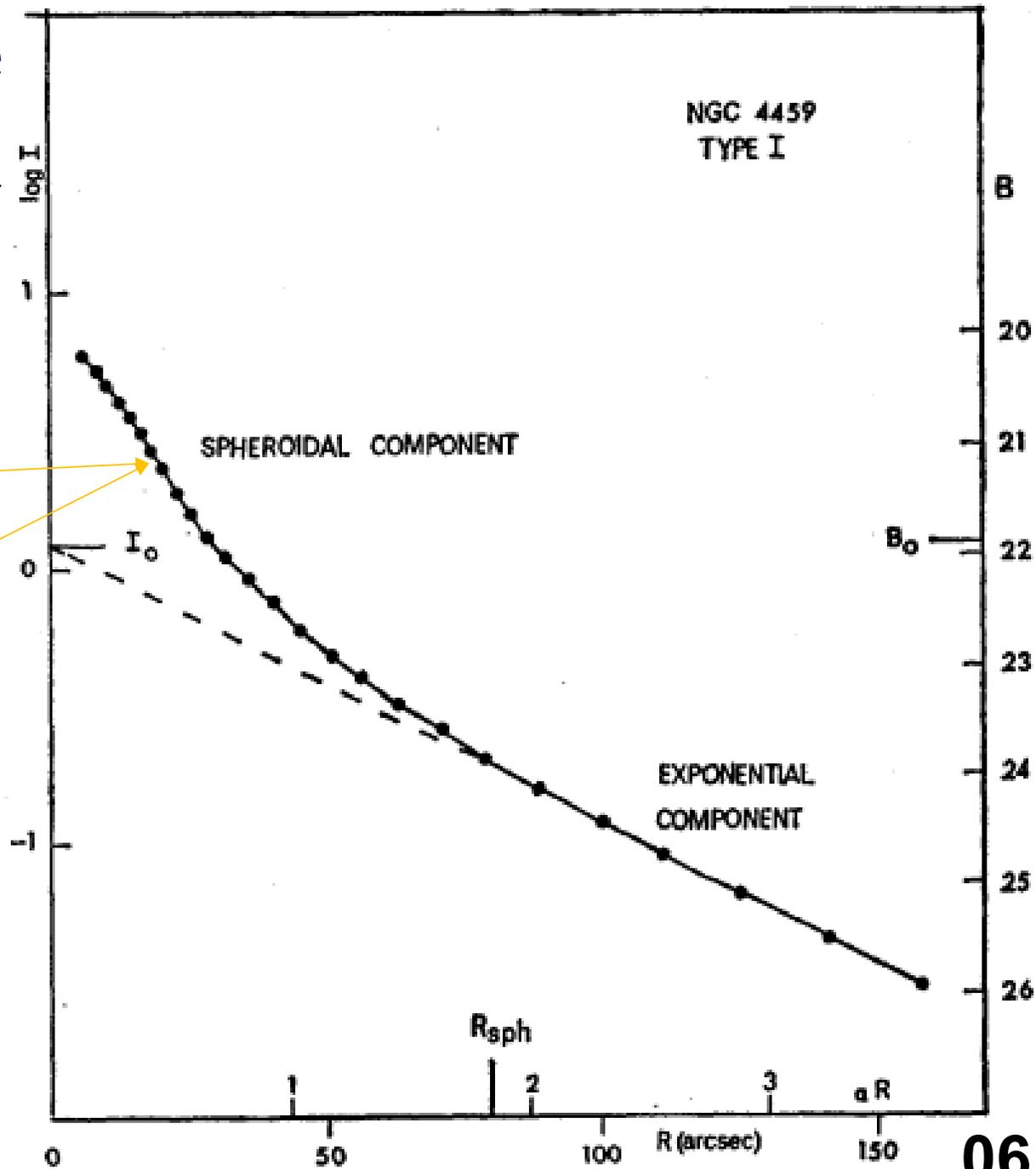
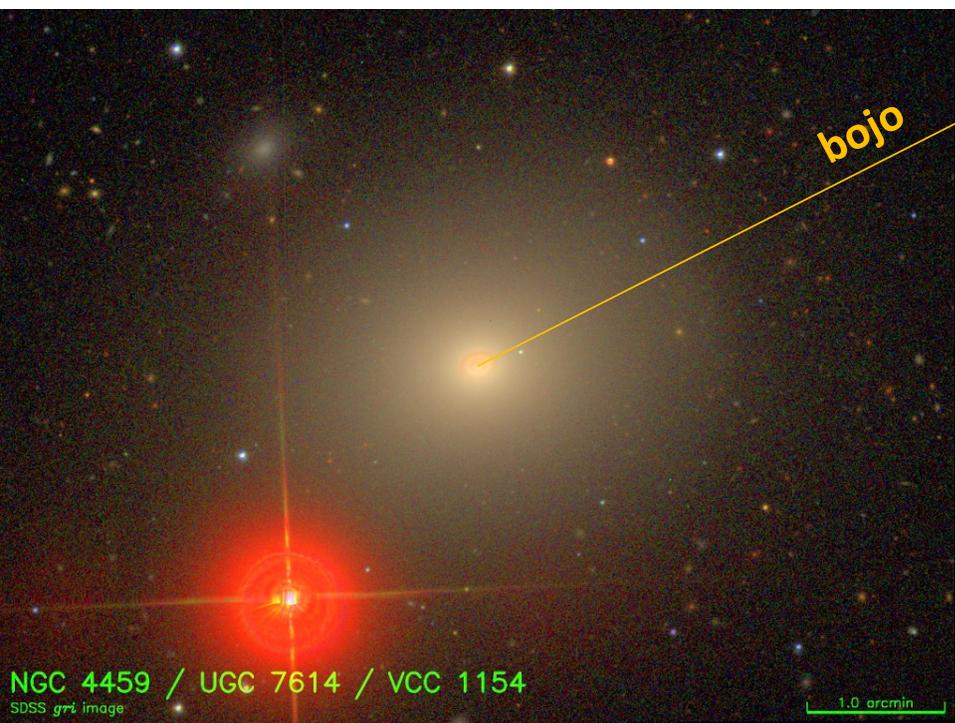
Disco exponencial onde r_d é a escala radial do disco e I_{d0} o brilho central.

$$I_d(r) = I_{d0} \exp(-r/r_d)$$

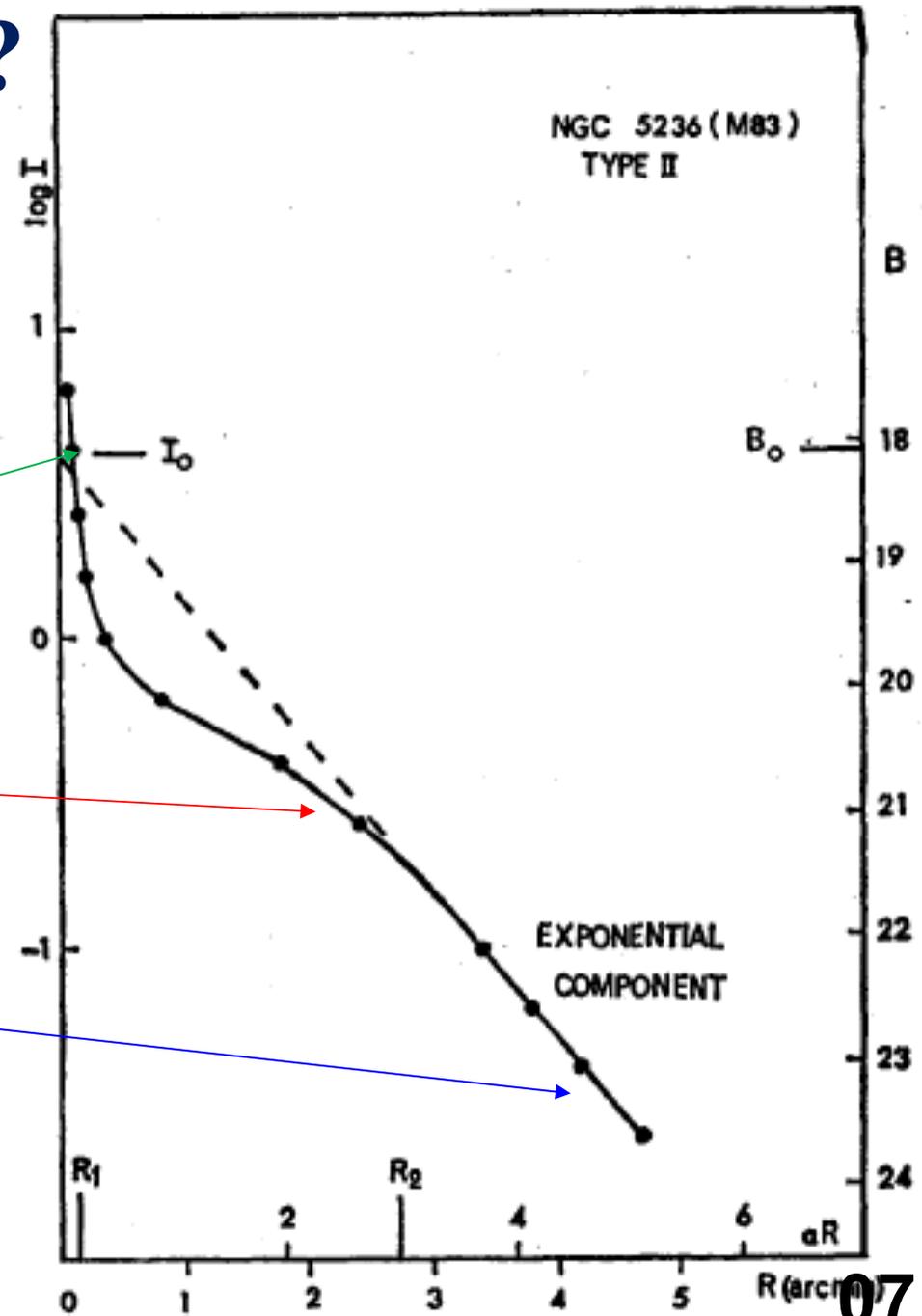
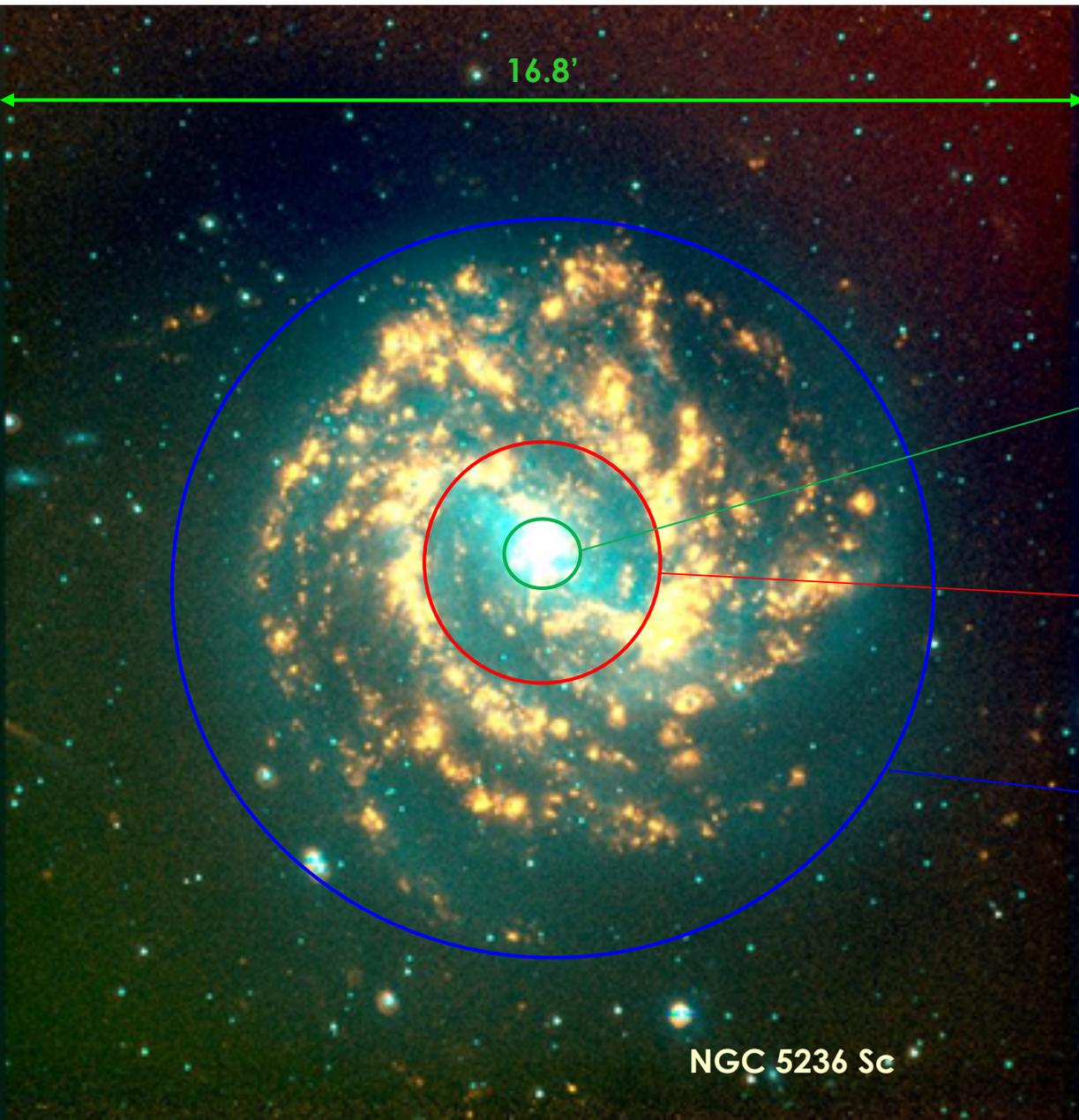


Bojo com a lei de de Vaucouleurs com escala radial r_b e brilho central I_{b0}

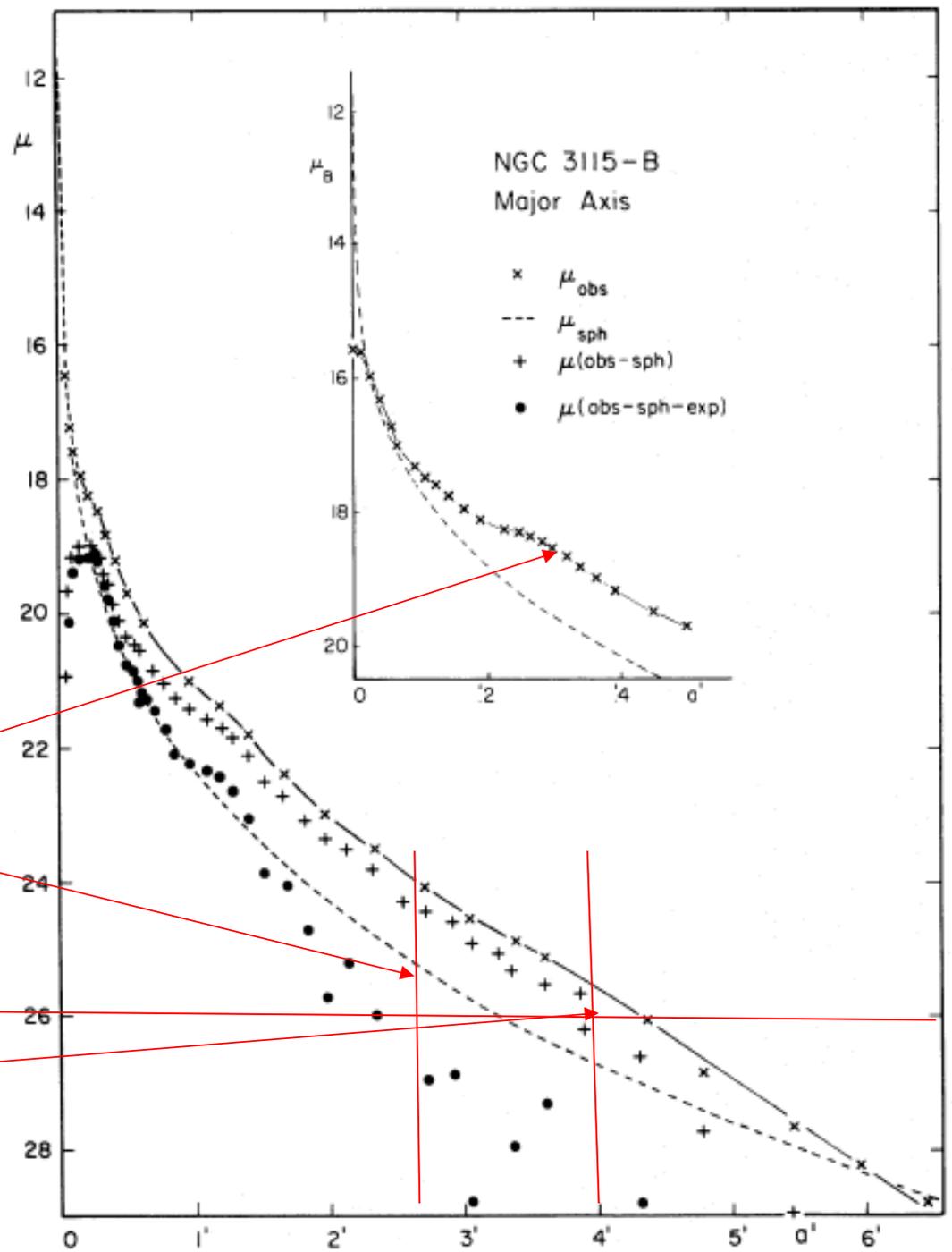
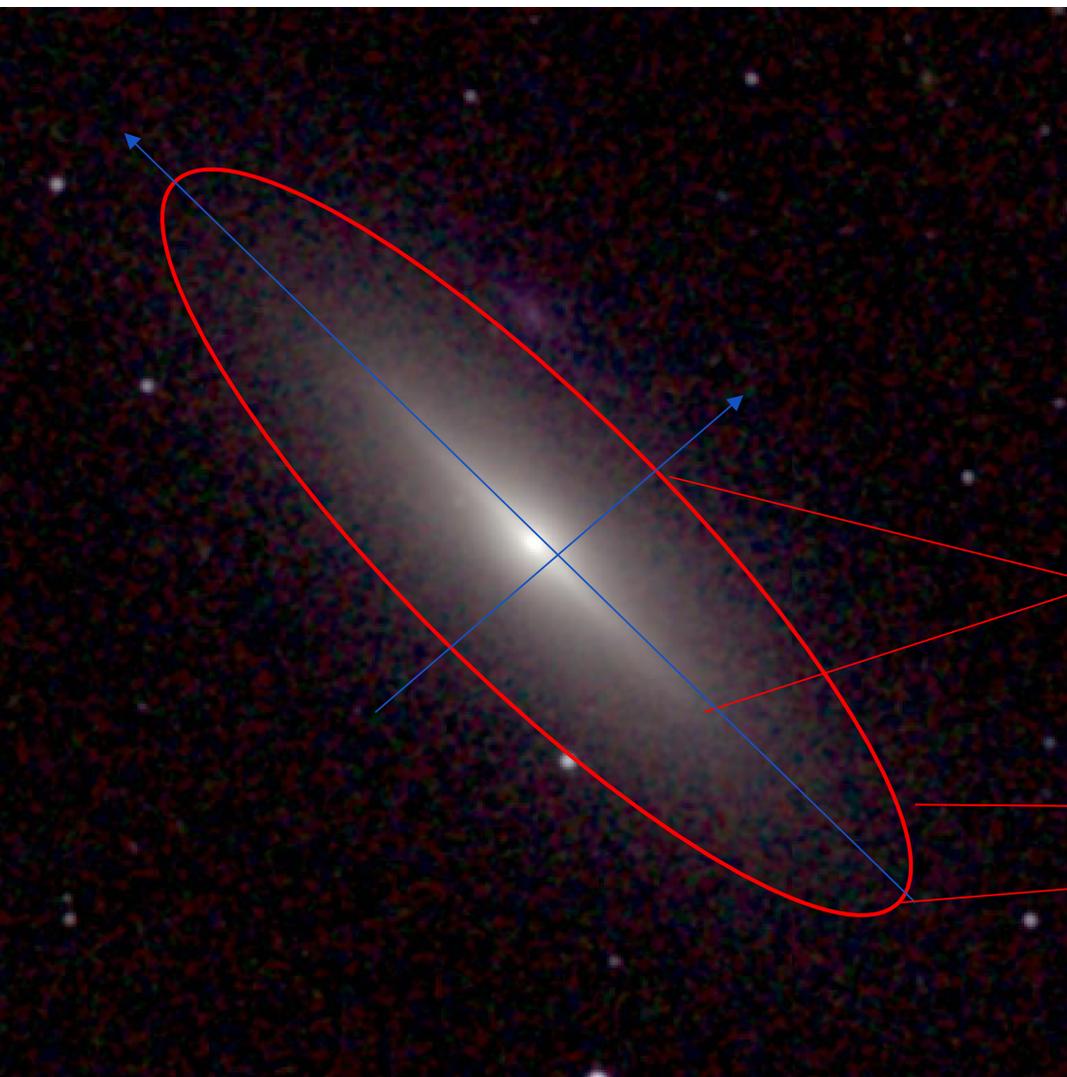
$$I_b(r) = I_{b0} \exp[-(r/r_b)^{1/4}]$$



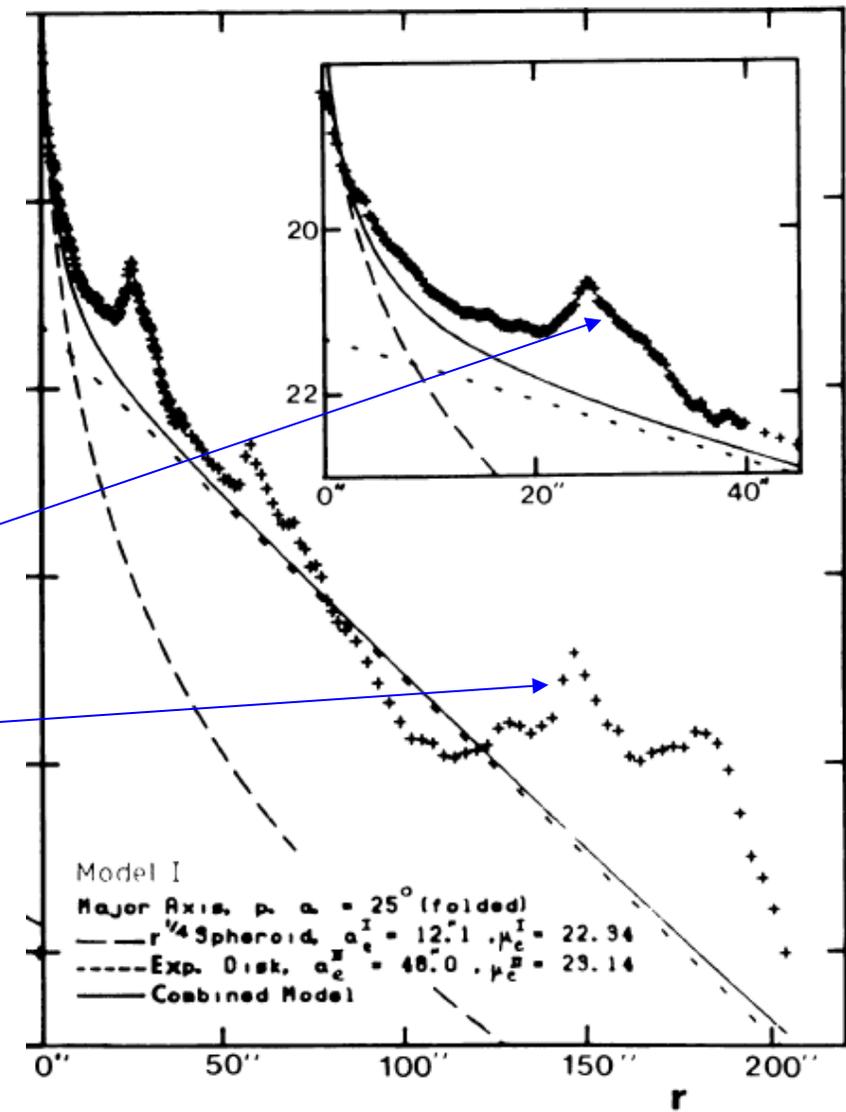
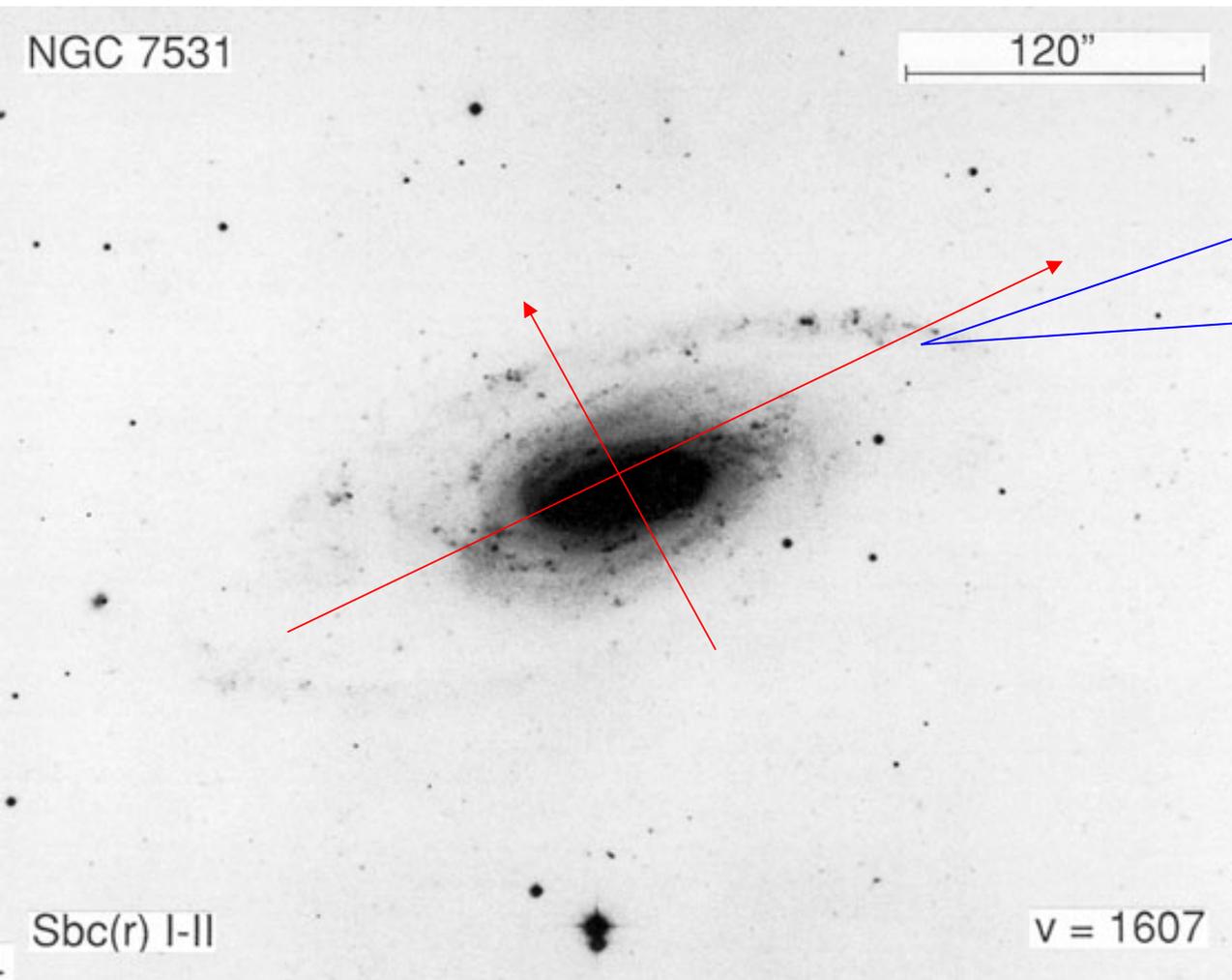
Qual a origem de perfis do tipo II?



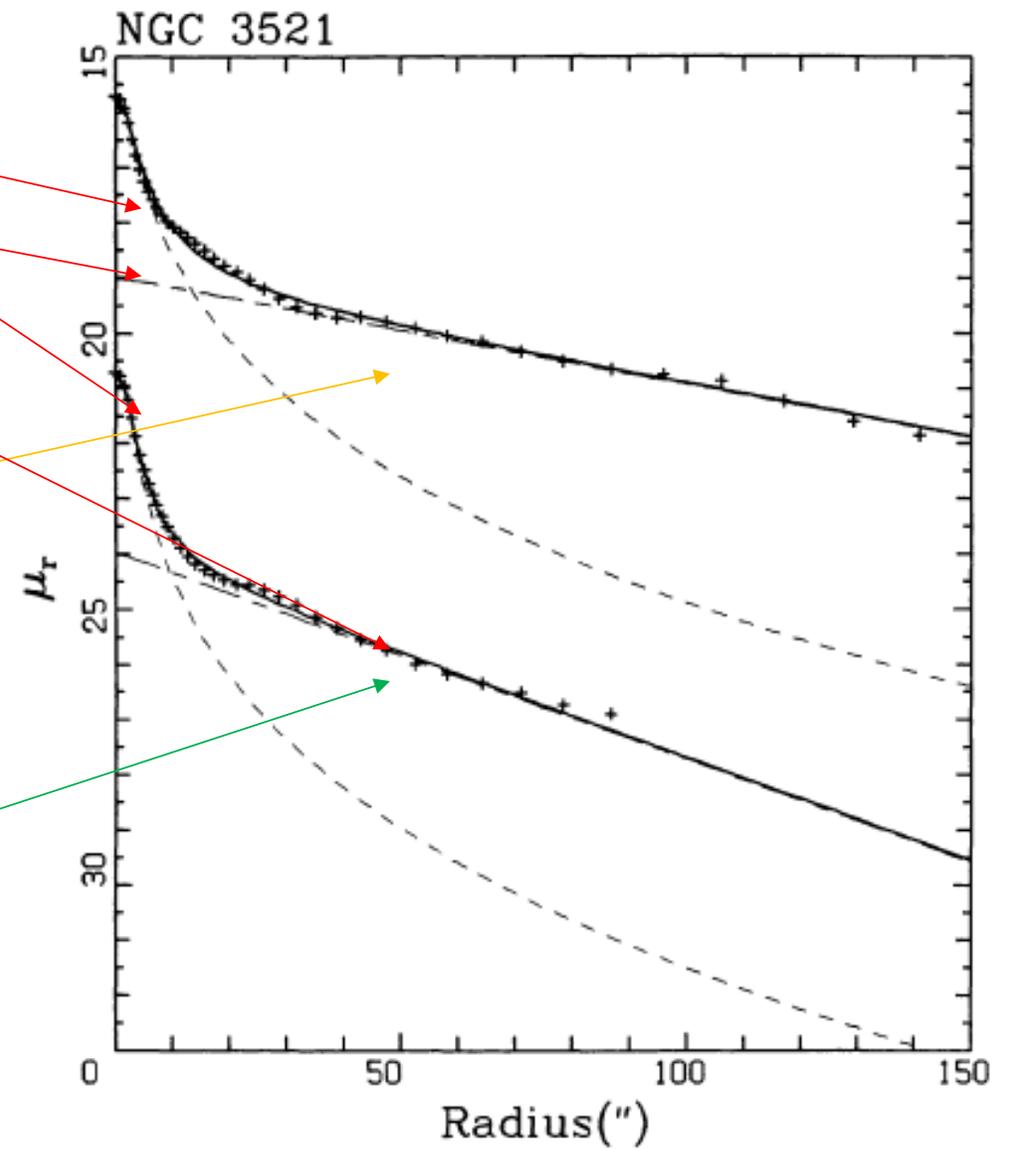
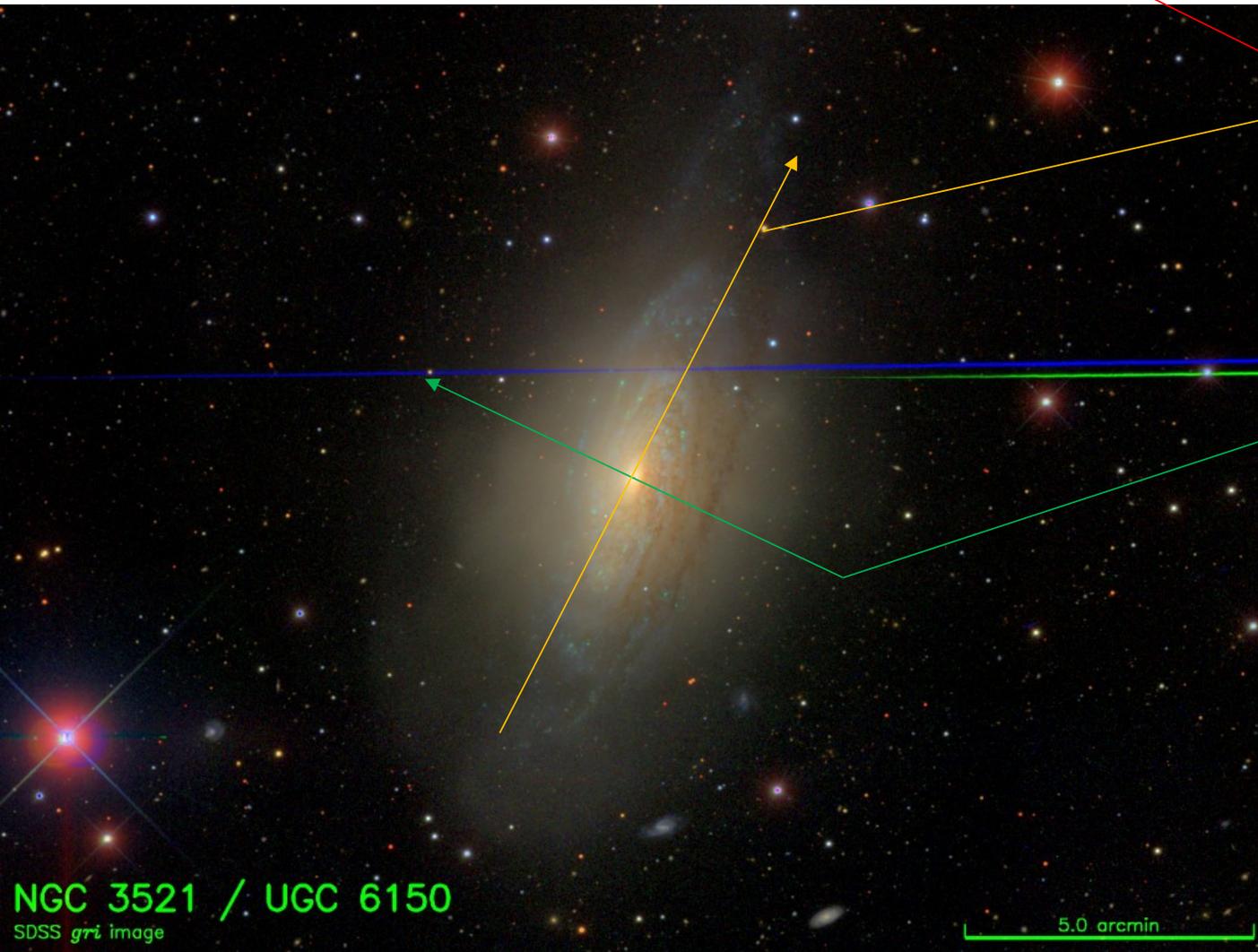
Porque algumas lenticulares apresentam uma componente chamada de lente?



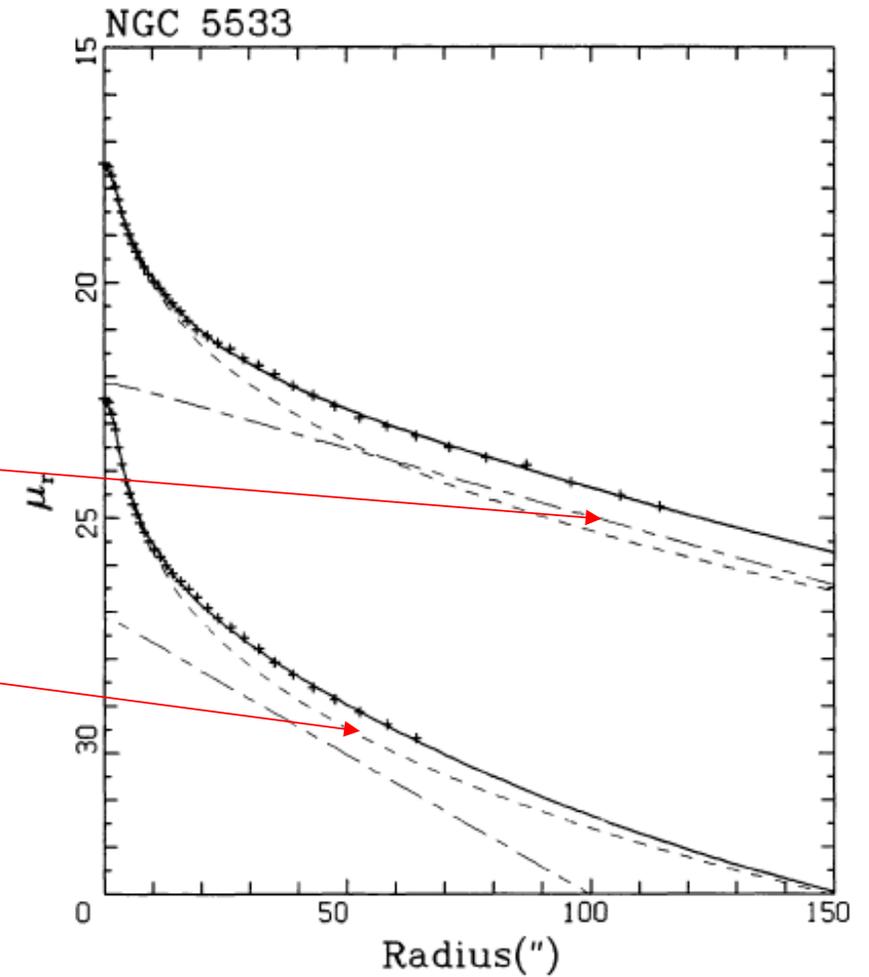
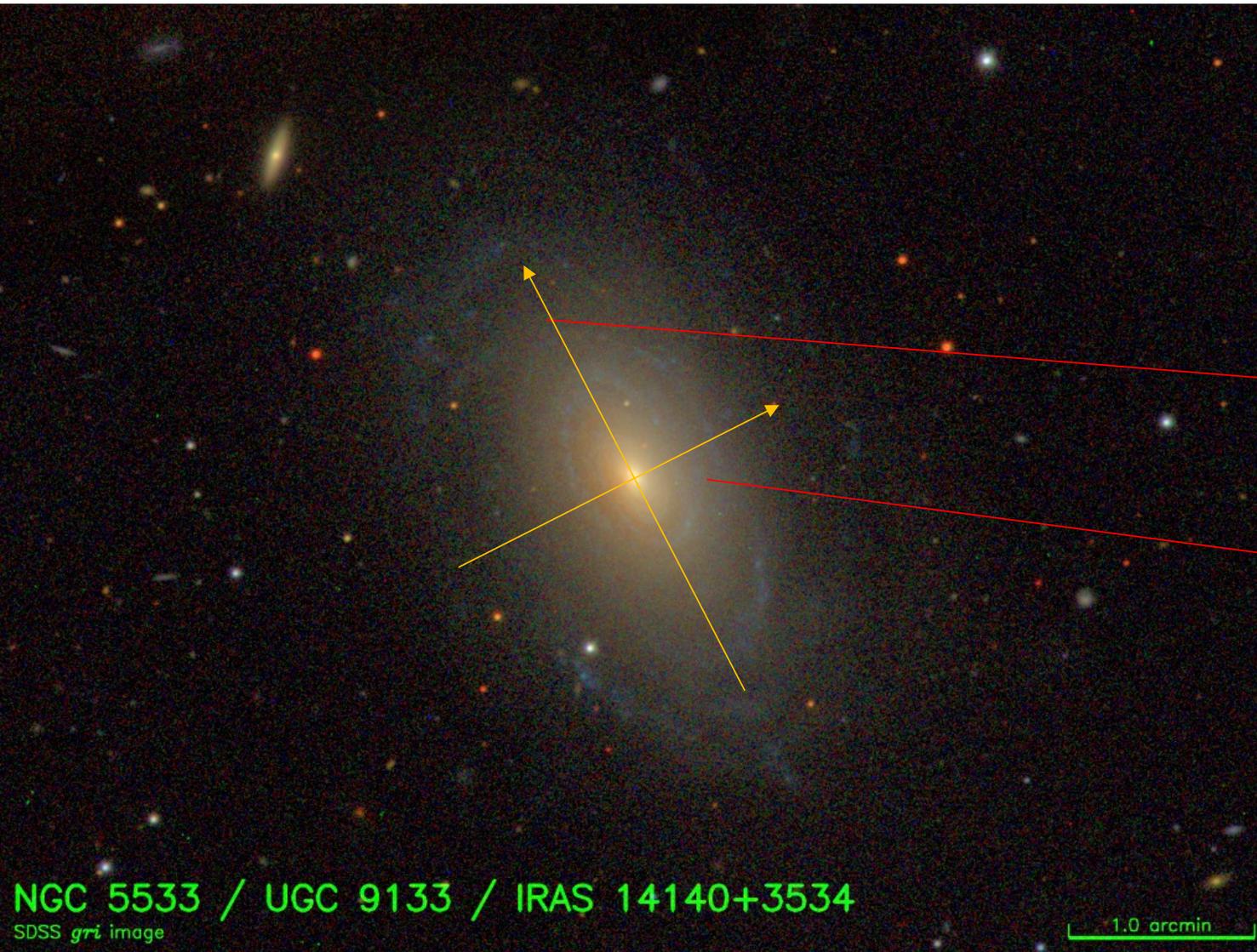
Em alguns objetos a detecção dos discos é incerta devido a braços espirais muito intensos



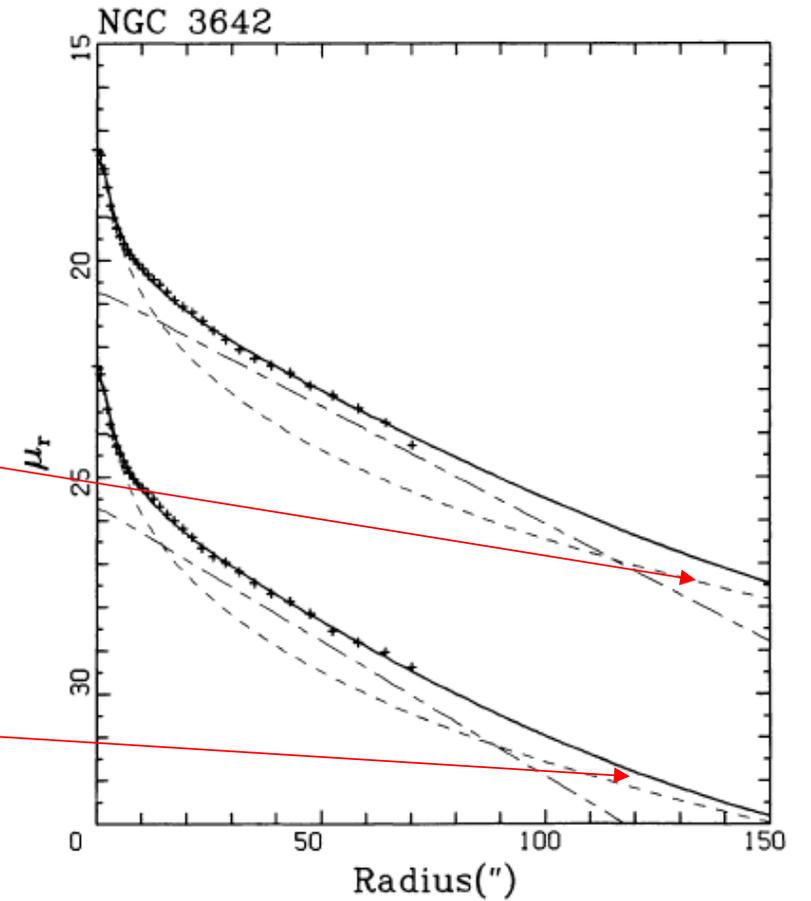
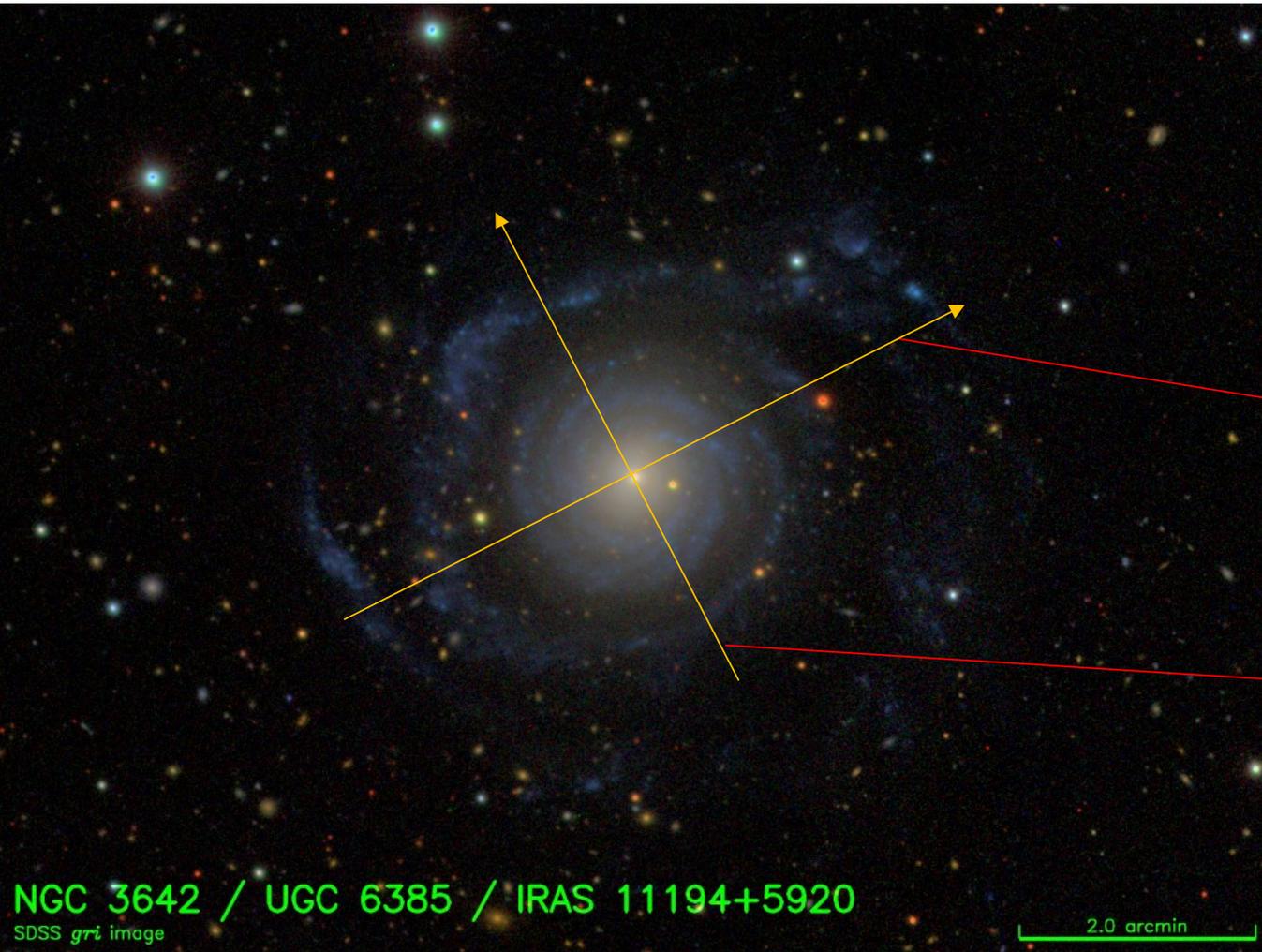
Ajuste disco + bojo



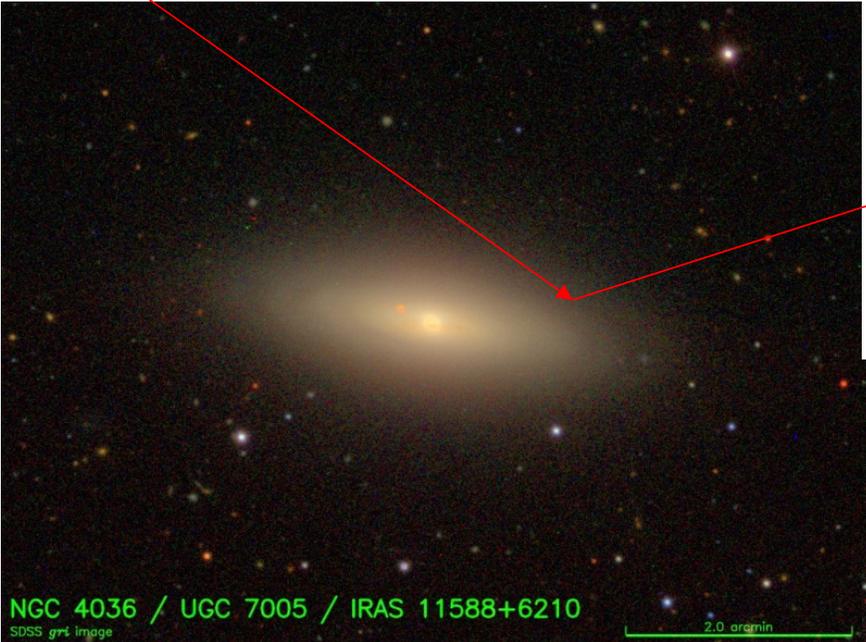
Atenção: as vezes é difícil distinguir as diferenças entre a estrutura do bojo e do disco na região externa!



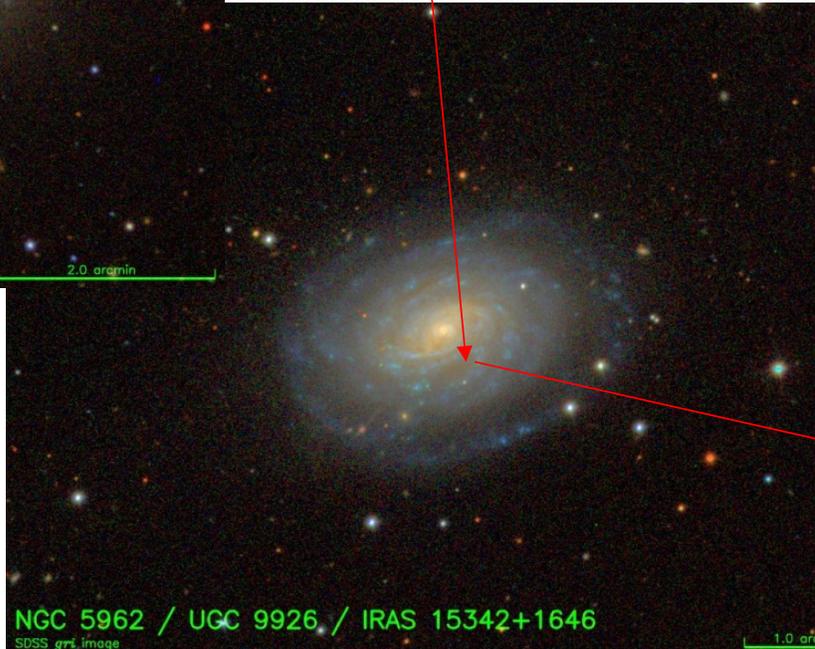
É real a previsão de bojos muito estendidos, ou seria apenas um artefato do ajuste ?



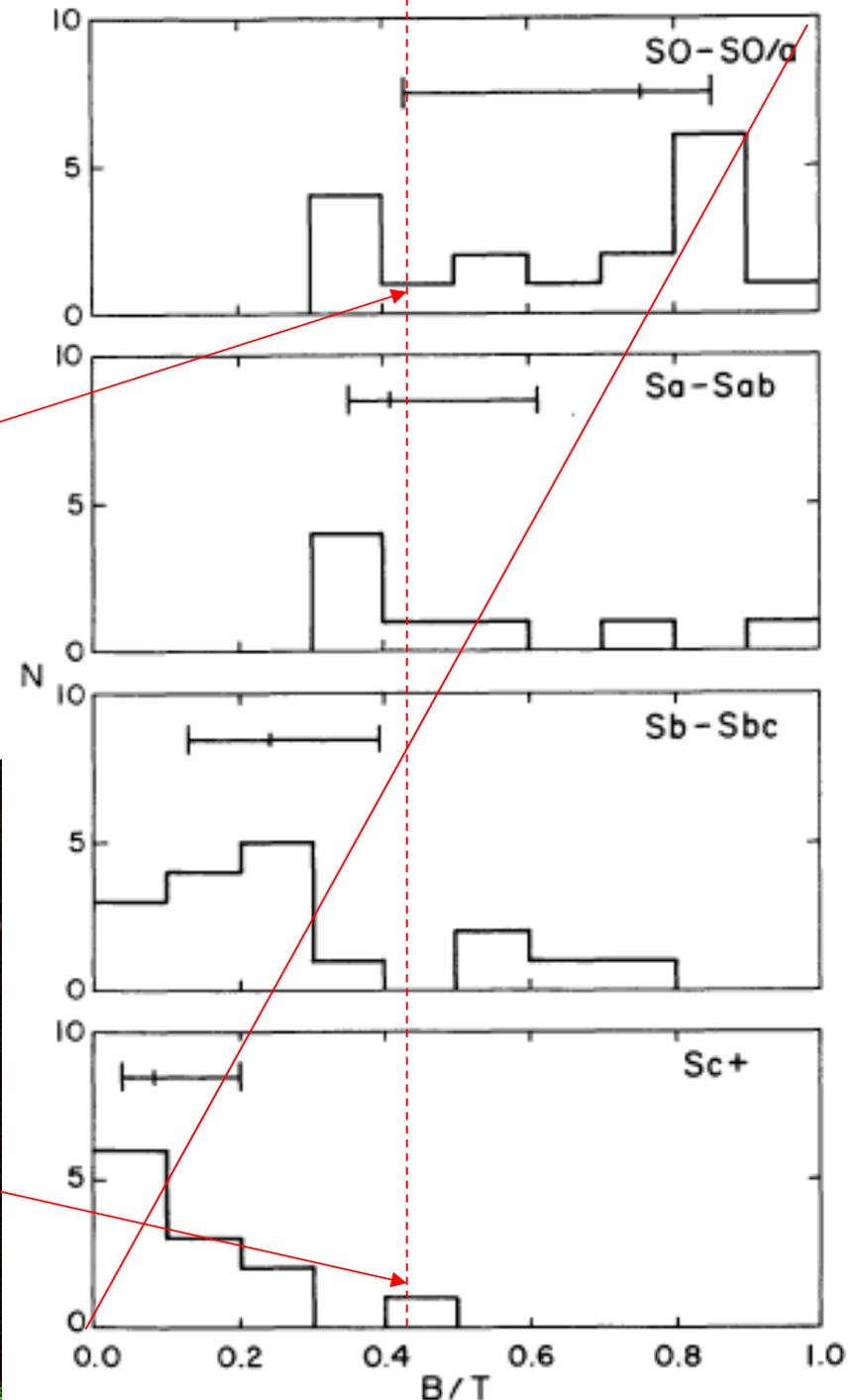
Em média os grandes bojos ocorrem em espirais do tipo jovem, mas existem exceções!



S0 B/T=0.39



Sc B/T=0.43



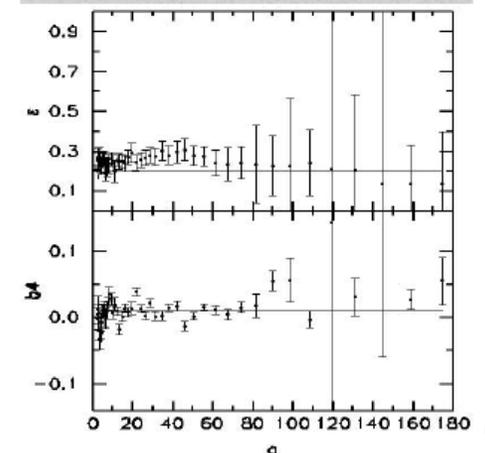
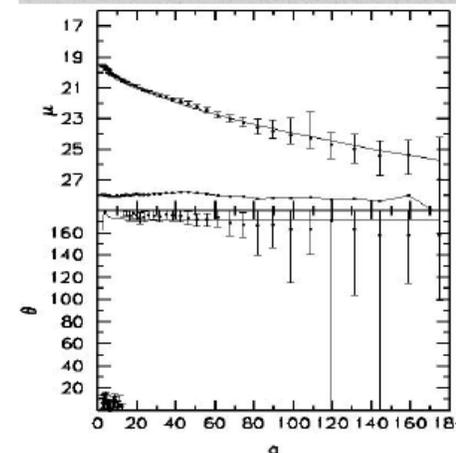
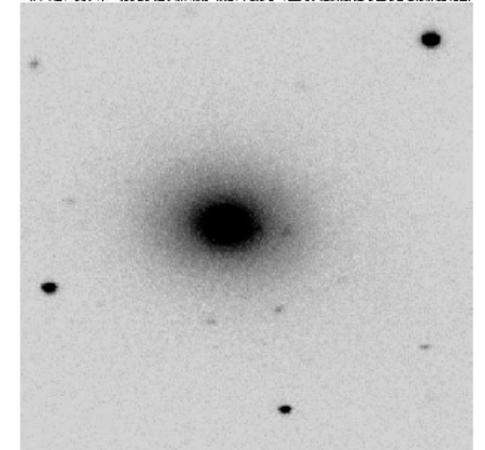
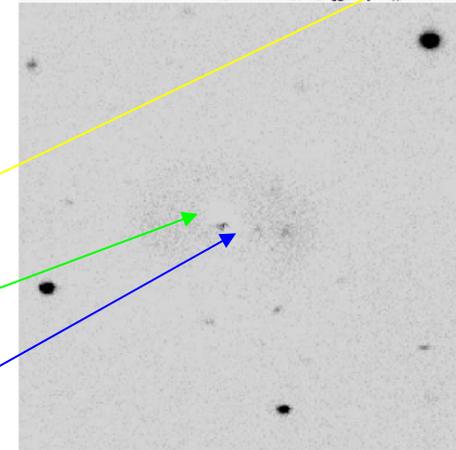
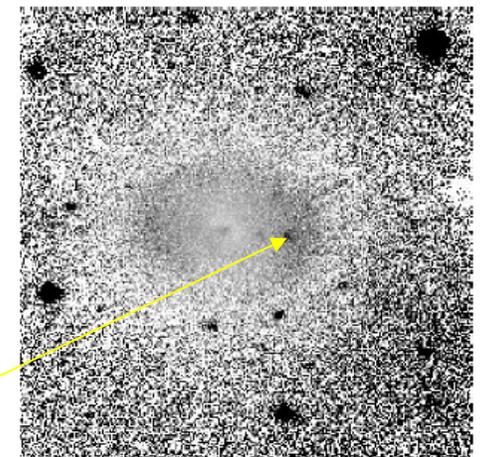
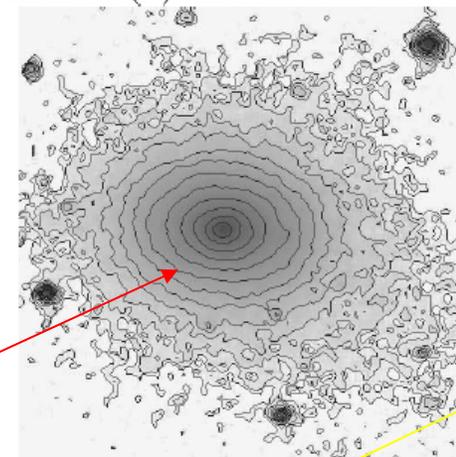
Mais recentemente a tendência é de considerar que os bojos sejam descritos por um perfil fotométrico seguindo a expressão de Sérsic

$$SBR_b(r) = SBR_{b0} \exp[-(r/r_b)^{1/n}]$$

onde o índice n de Sérsic é uma generalização que incorpora tanto o caso do perfil do disco ($n=1$) quanto o perfil de de Vaucouleurs ($n=4$).

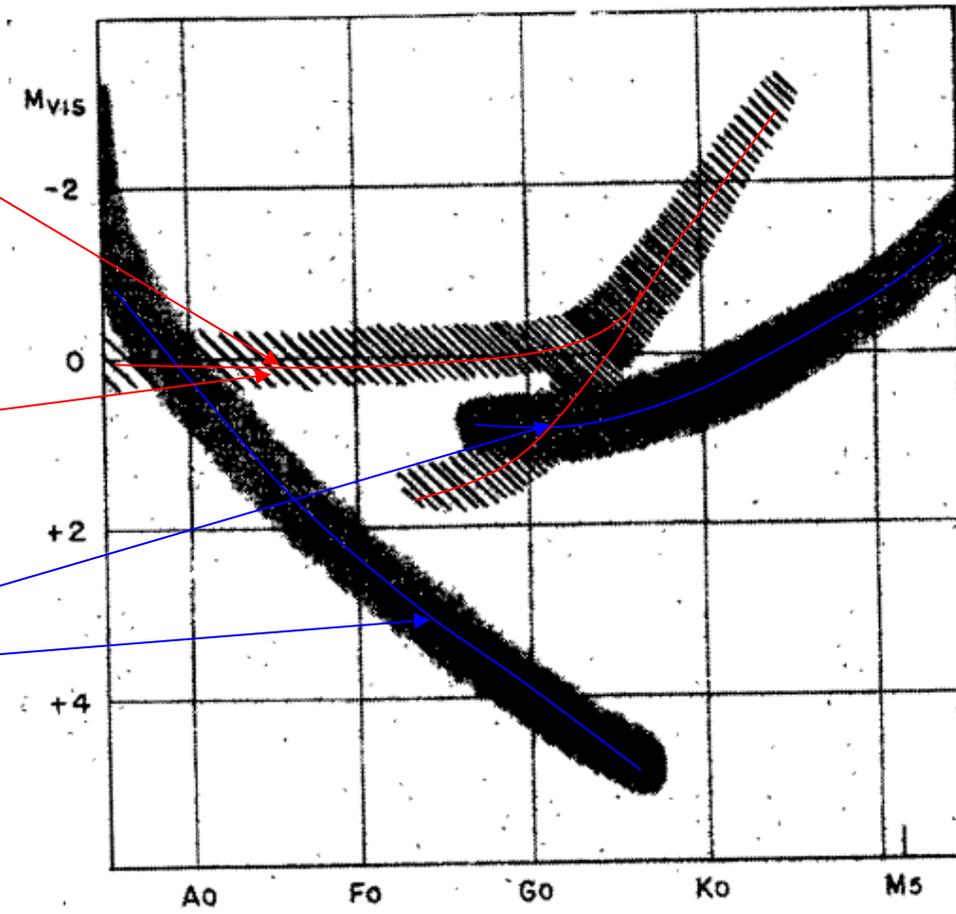
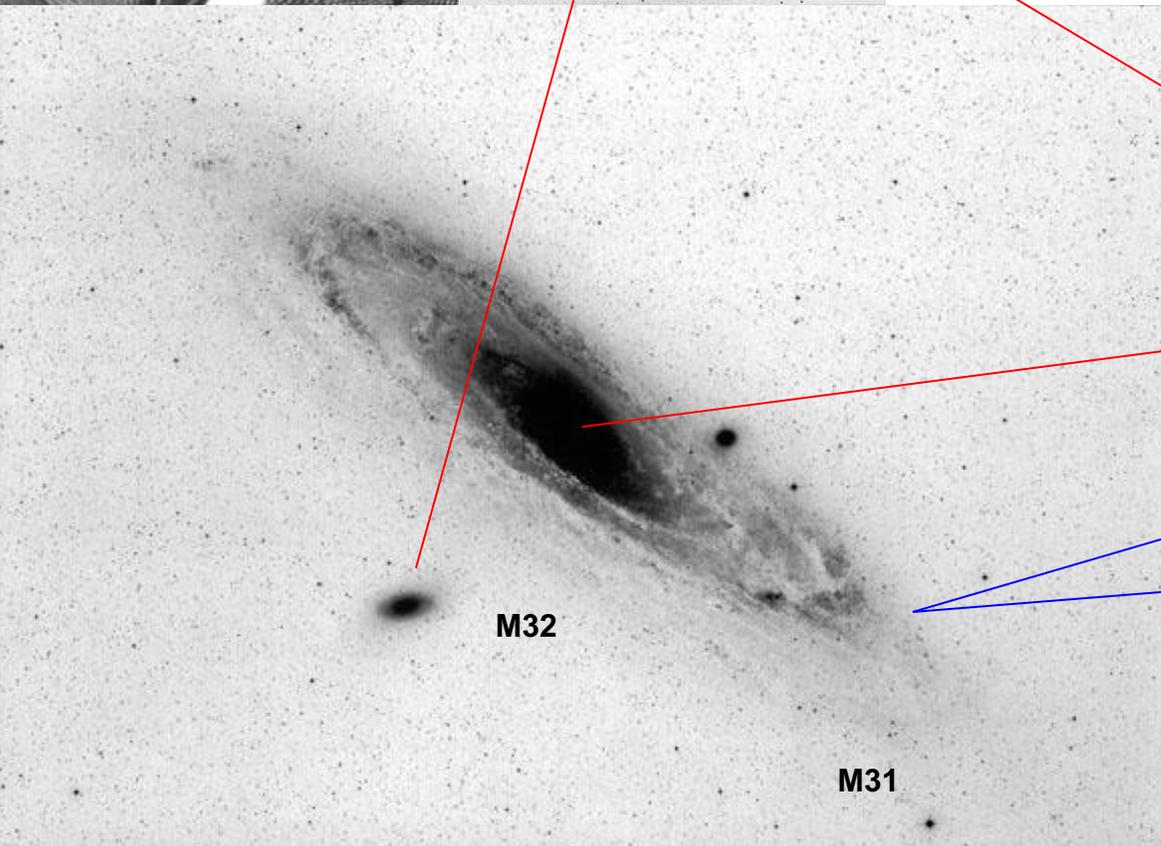
Através de um processo de subtração da **imagem modelada** à **imagem observada** é possível construir uma **imagem do disco** e bojo modelados e uma **imagem residual**. Desta forma é possível **verificar se existem ou não componentes fotométricas adicionais** em cada objeto.

II919 - S0(rs) - 154''

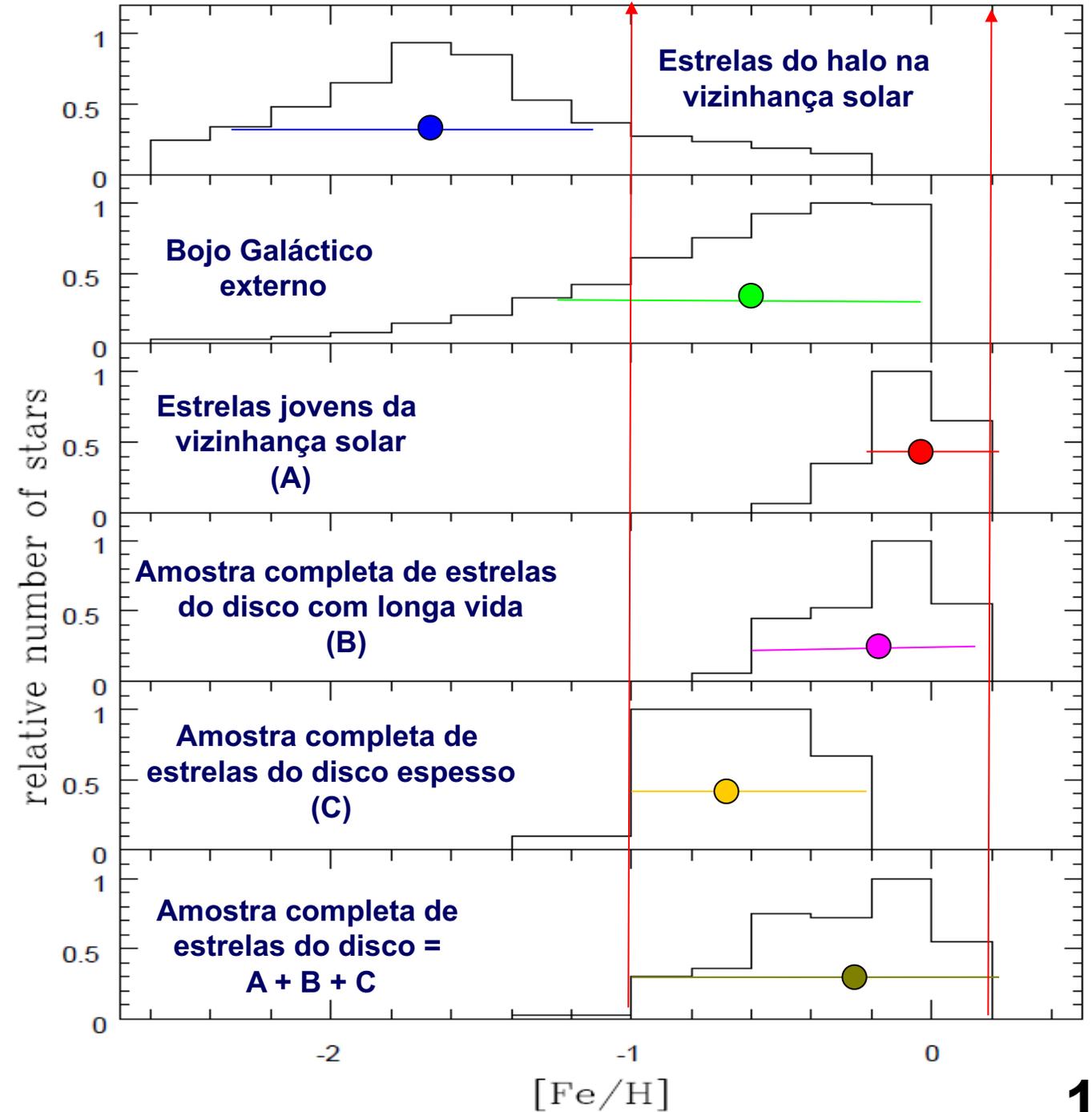




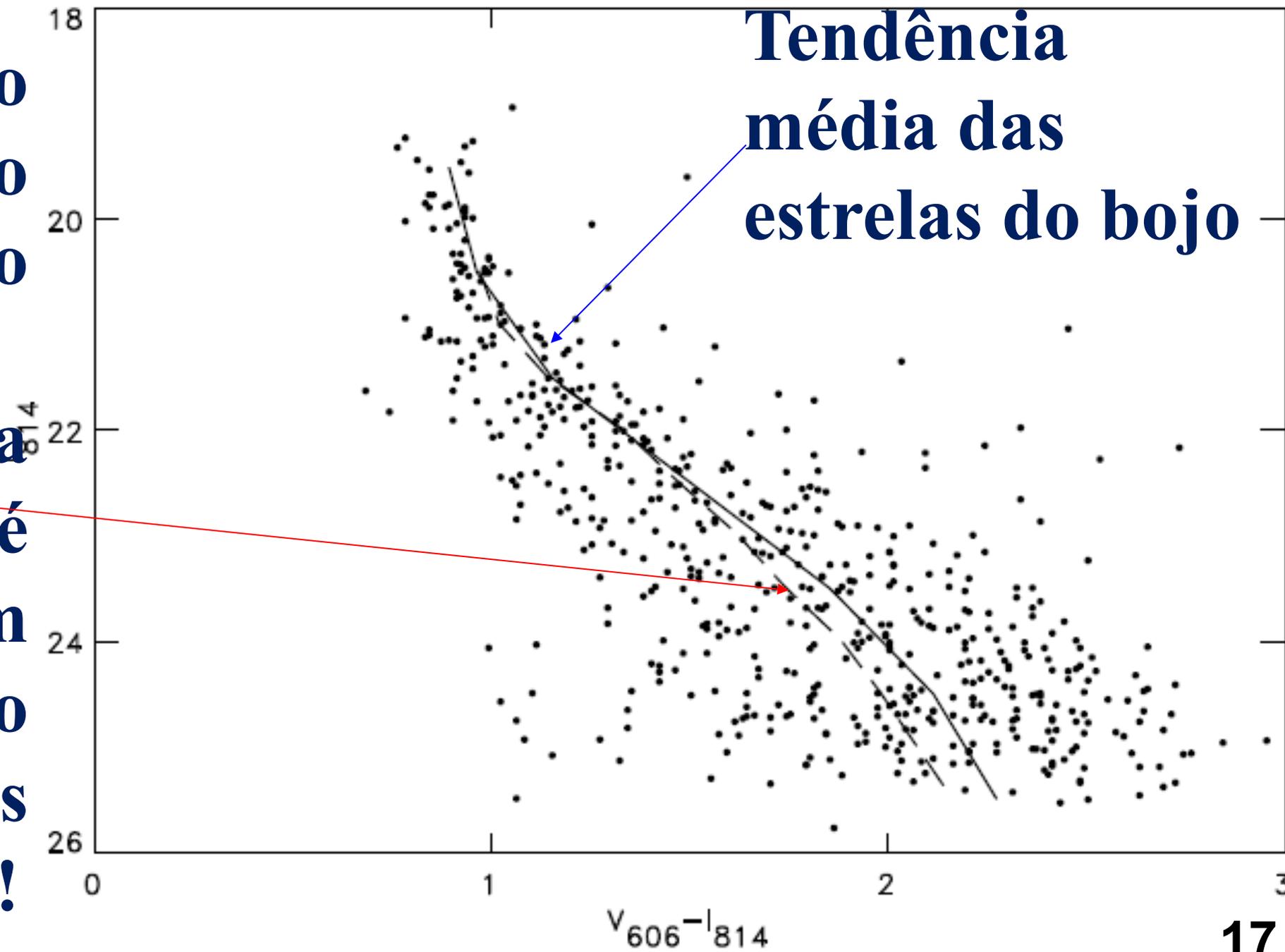
Será que o bojo é uma simples protuberância no perfil de densidade, ou uma componente real da população estelar? (W. Baade)



Acredita-se que a distinção, em termos de população estelar, entre bojo, disco e halo é bem mais complexa do que acreditava Baade e o exemplo mais patente desta complexidade é a própria Via Láctea.



As estrelas do bojo são semelhantes ao aglomerado 47Tuc mas a dispersão é enorme com idade em torno de 12 Ganos ($z \sim 3,7 \Lambda$ CDM)!

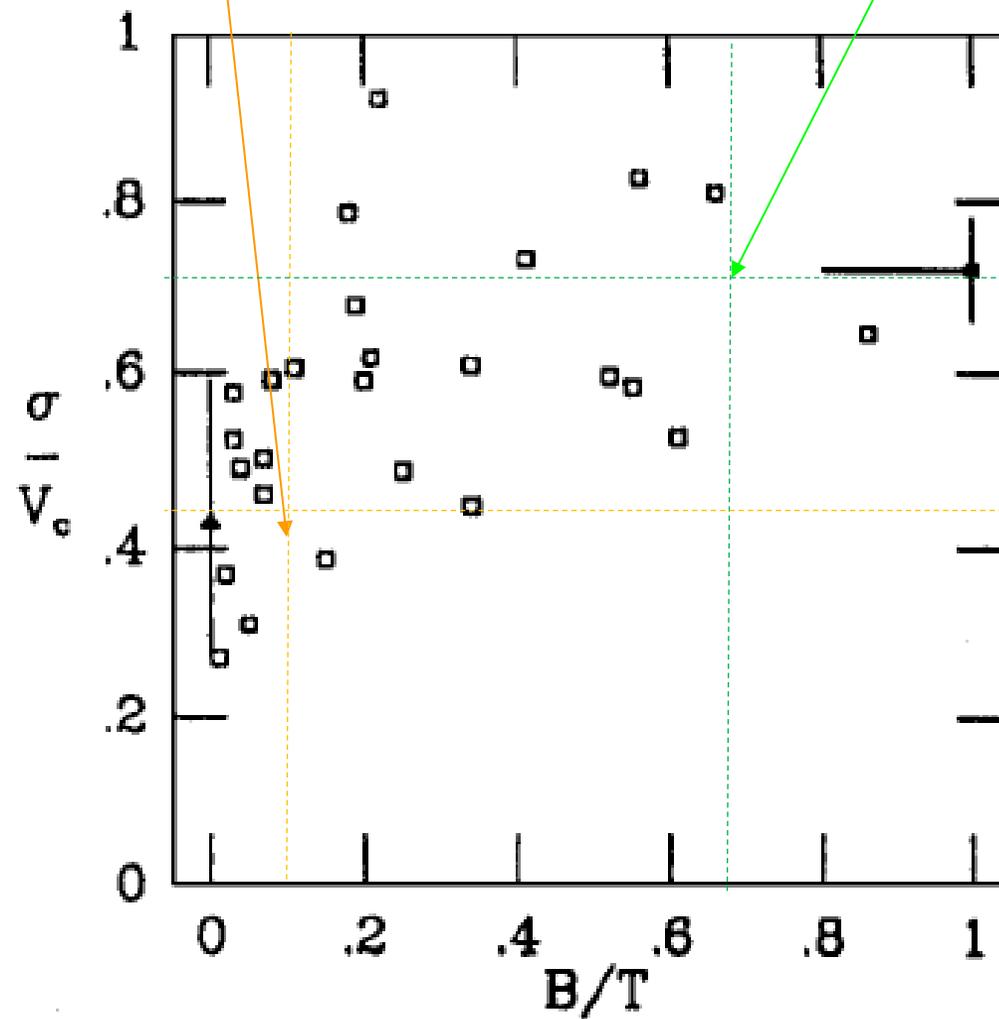
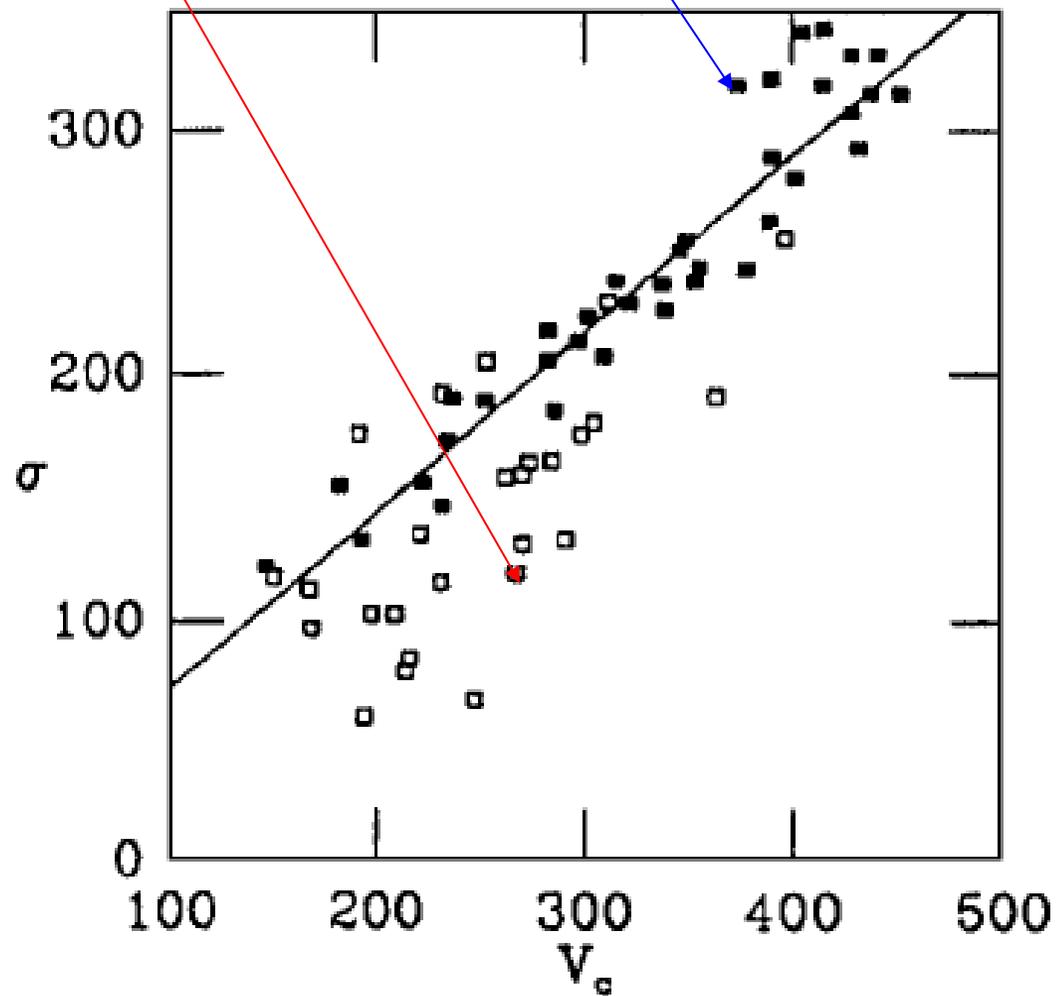


Bojos

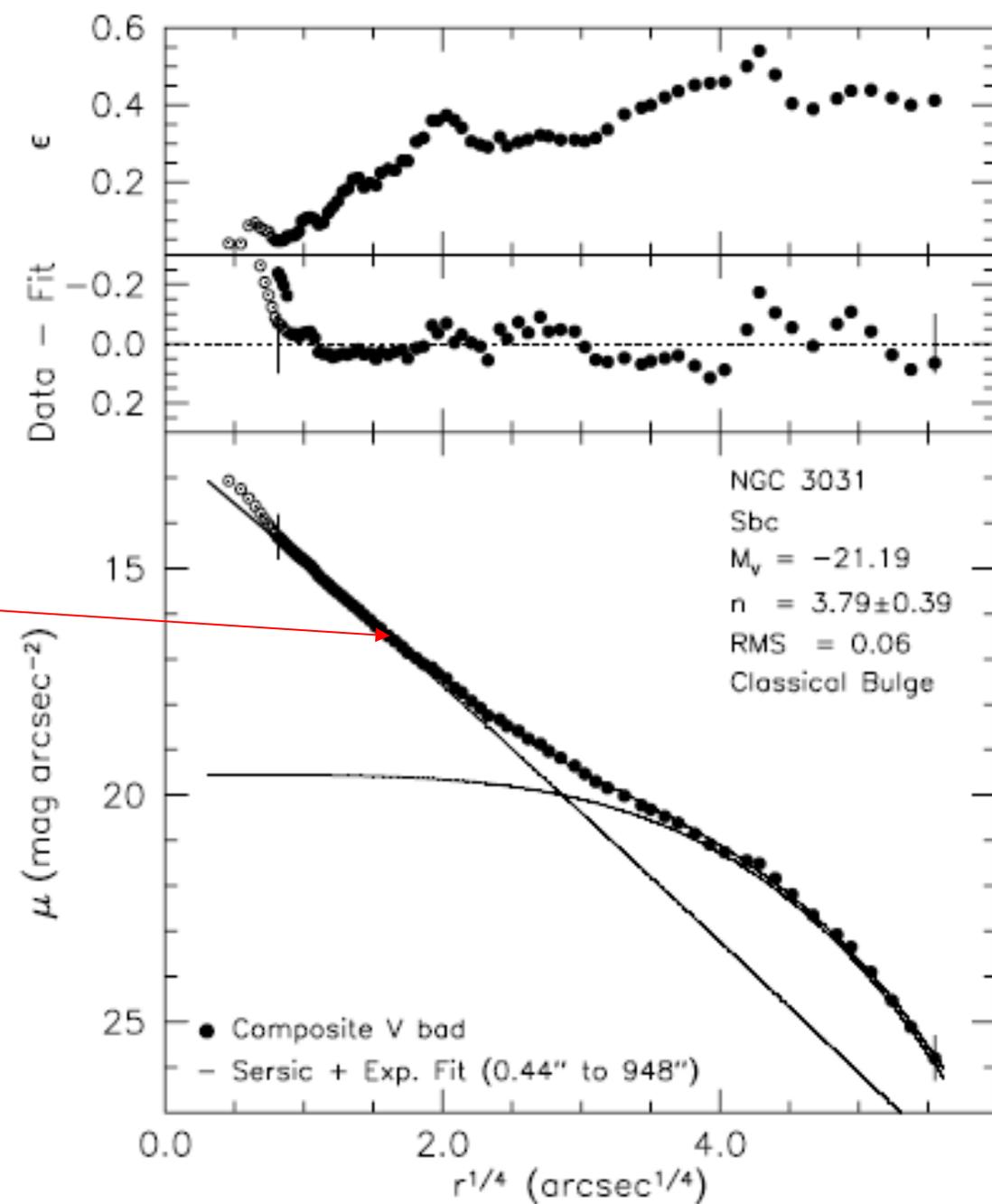
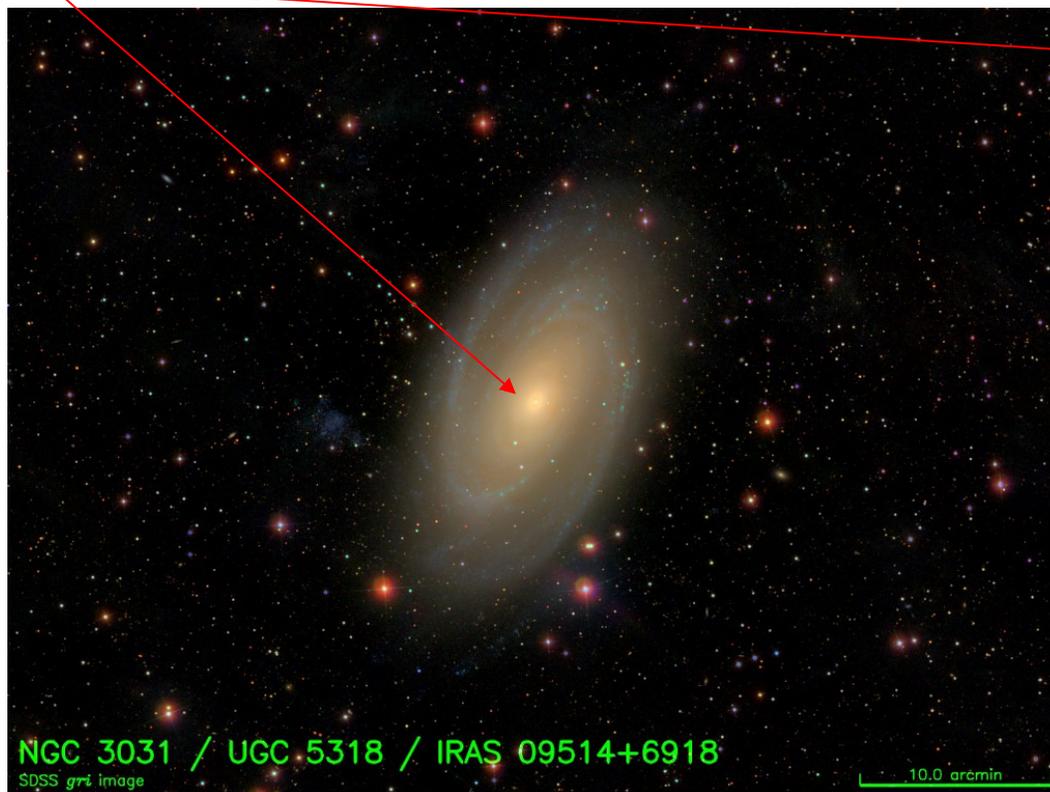
Elípticas

**Pequenos bojos
alta rotação**

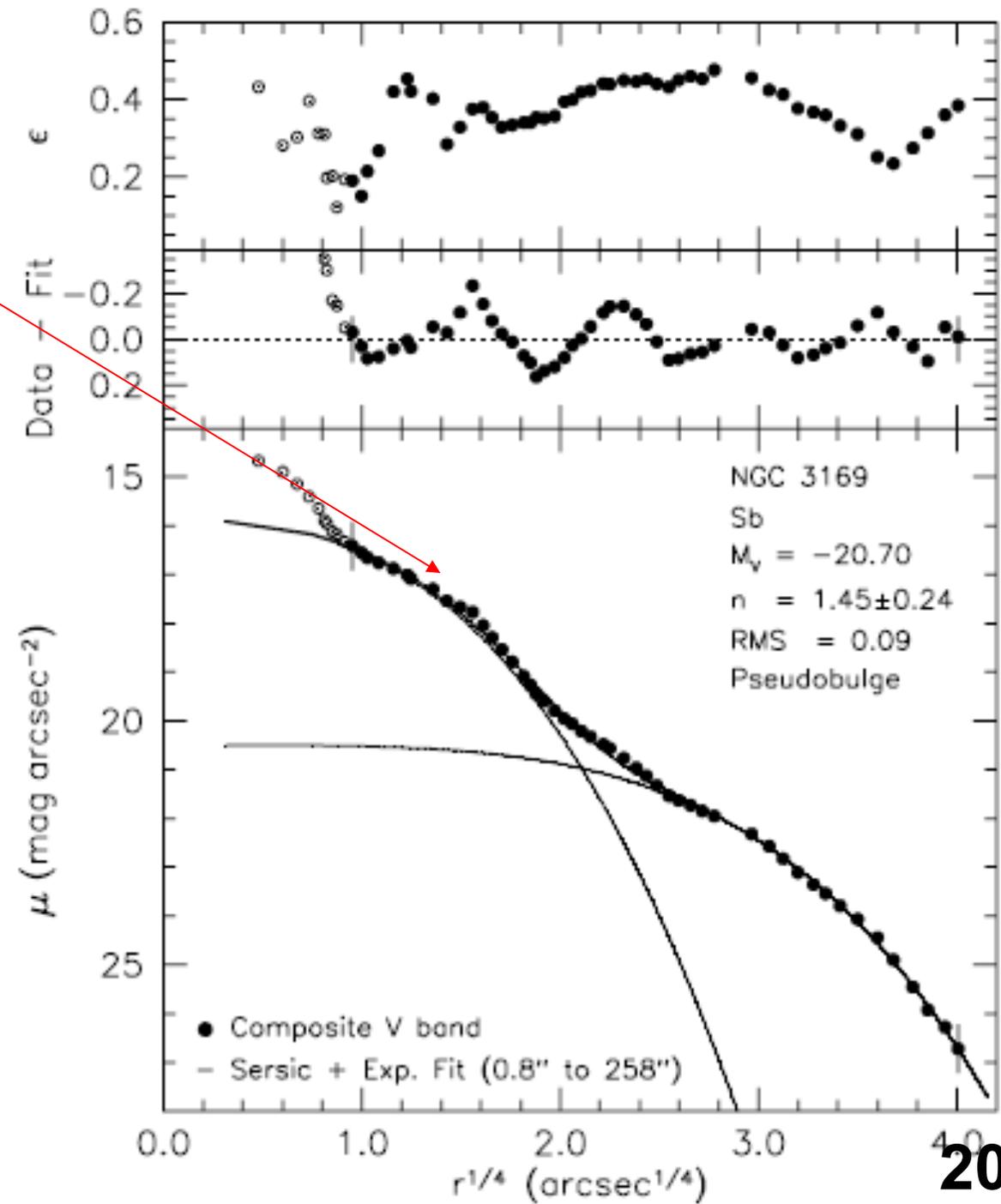
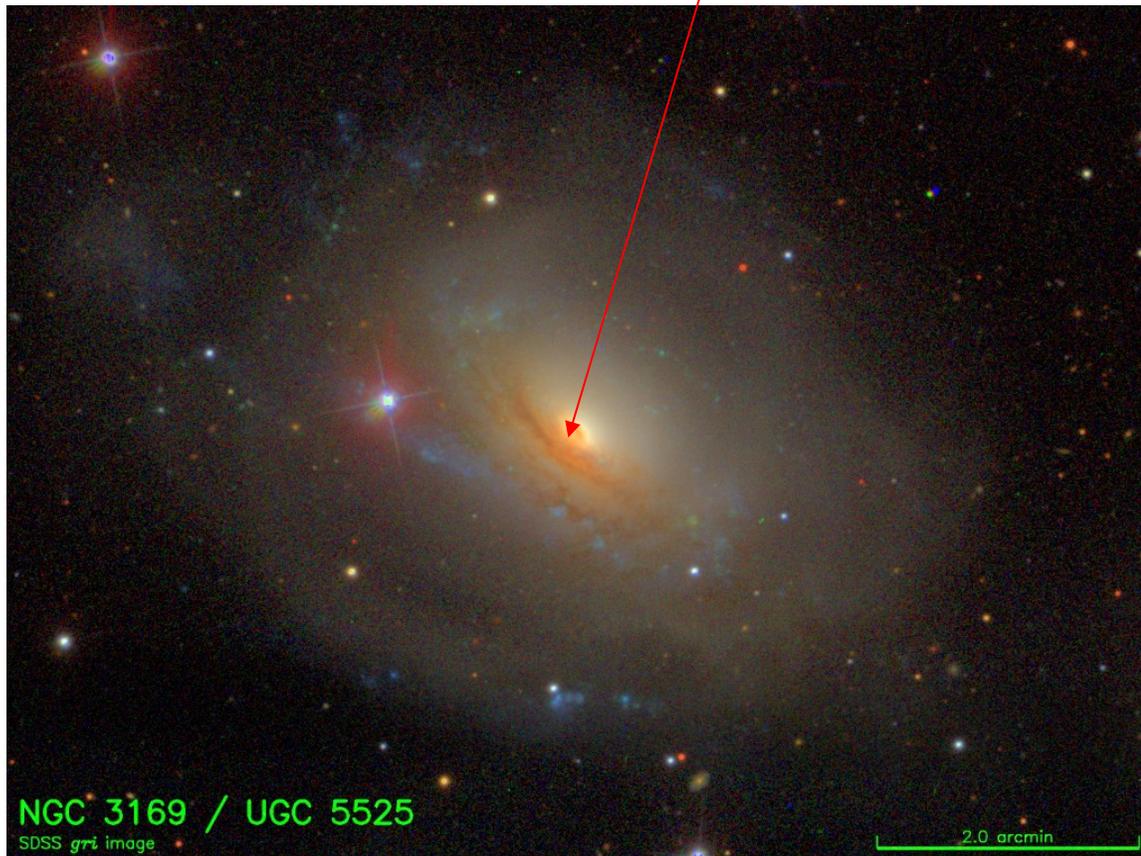
**Grandes bojos
Baixa rotação**



Alguns bojos apresentam um perfil de brilho semelhante às elípticas com índice de Sérsic ($n \sim 2-4$) e são chamados de Bojos Clássicos.



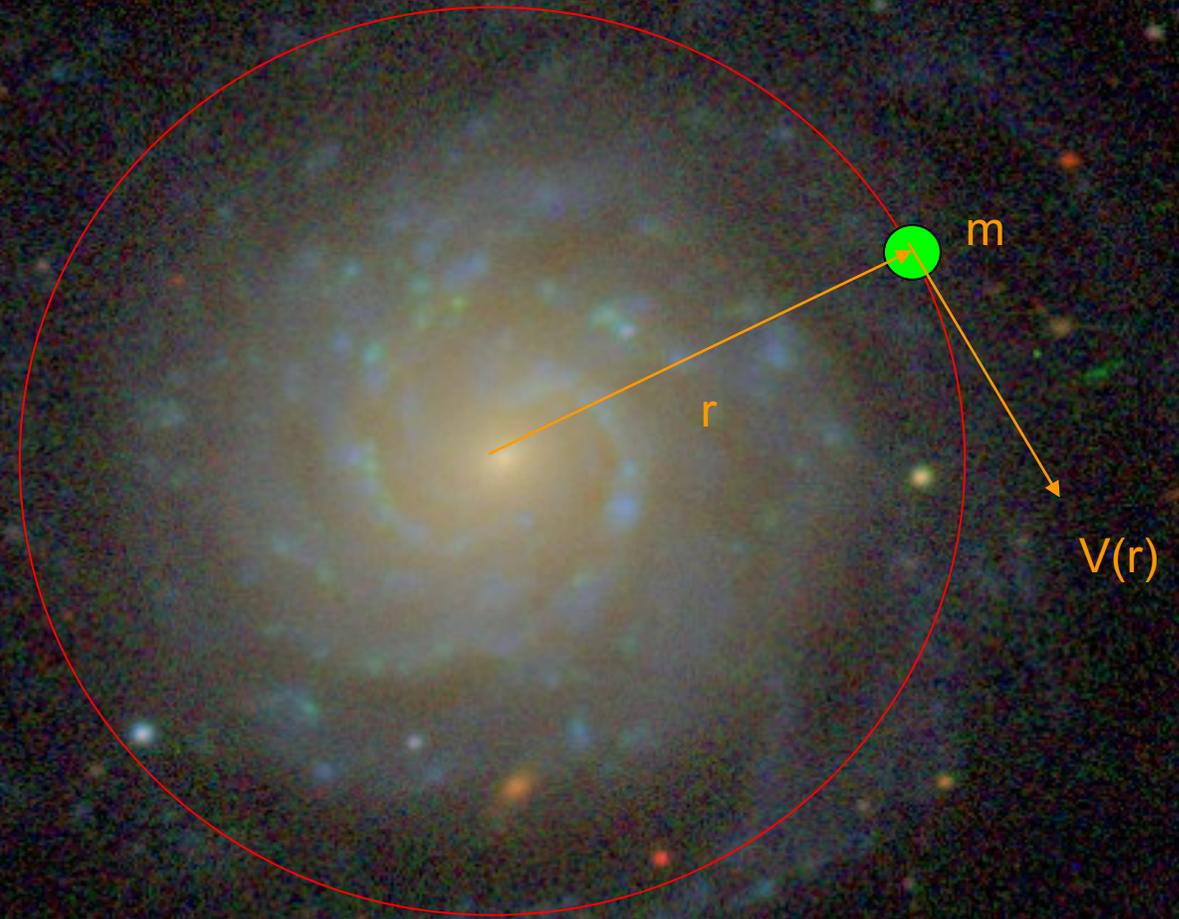
Mas existem Pseudo-Bojos cujo perfil de brilho se assemelha aos discos com índice de Sérsic ($n \sim 1-2$).



A distribuição de massa das espirais pode ser obtida pela equação de Newton,

$$V^2(r) = GM(r)/r$$

sendo $M(r)$ a massa interior ao raio r .

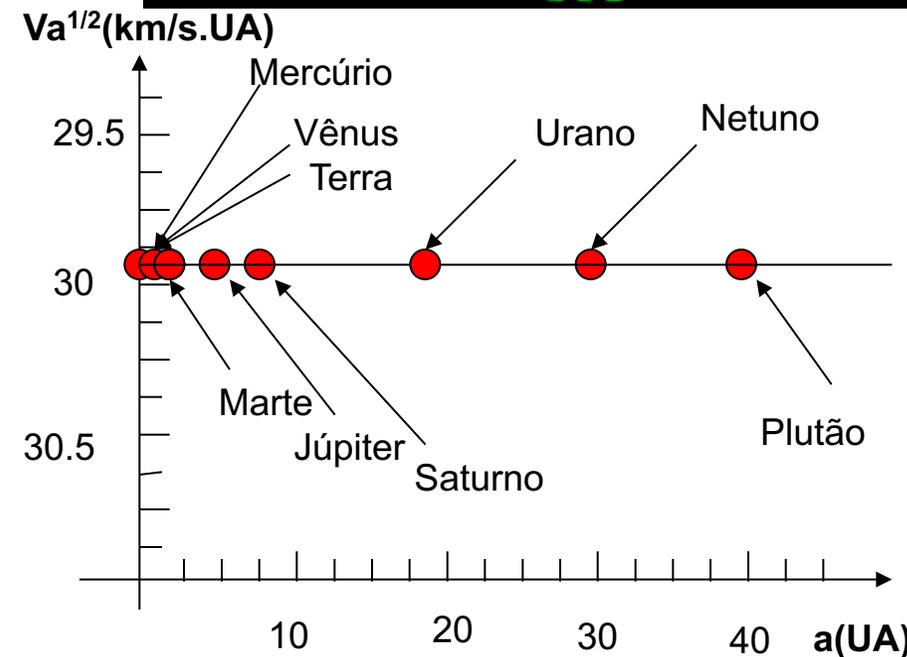
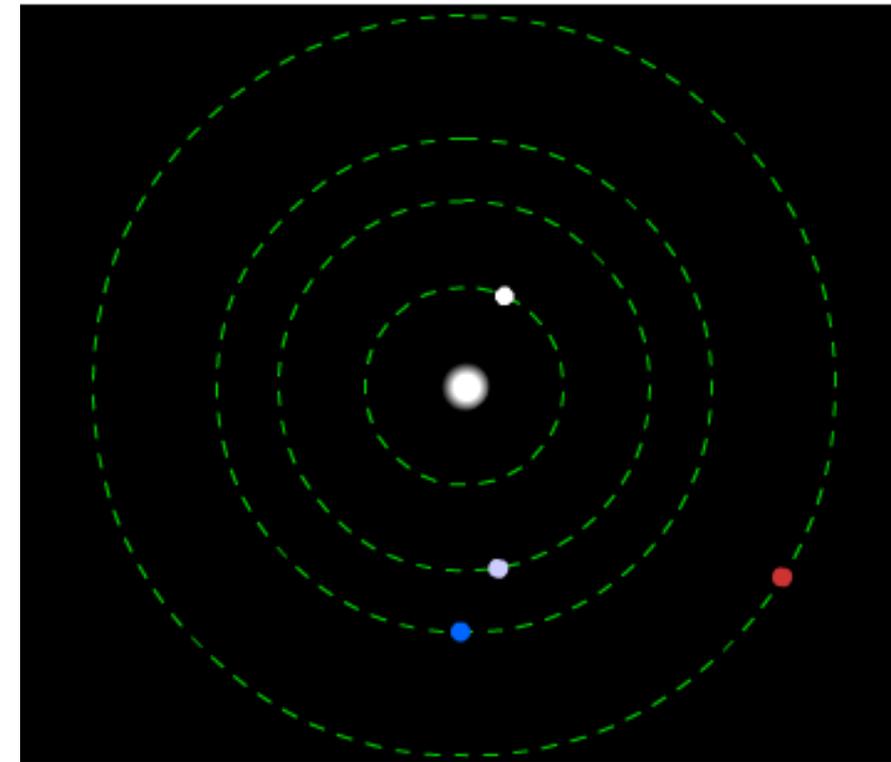


Curva de Rotação

Historicamente a validade da aproximação newtoniana foi desenvolvida a partir da análise do sistema solar

$$V(r)^2 = GM_{\odot}/r$$

Mas será que temos motivos para acreditar ela para qualquer distância?



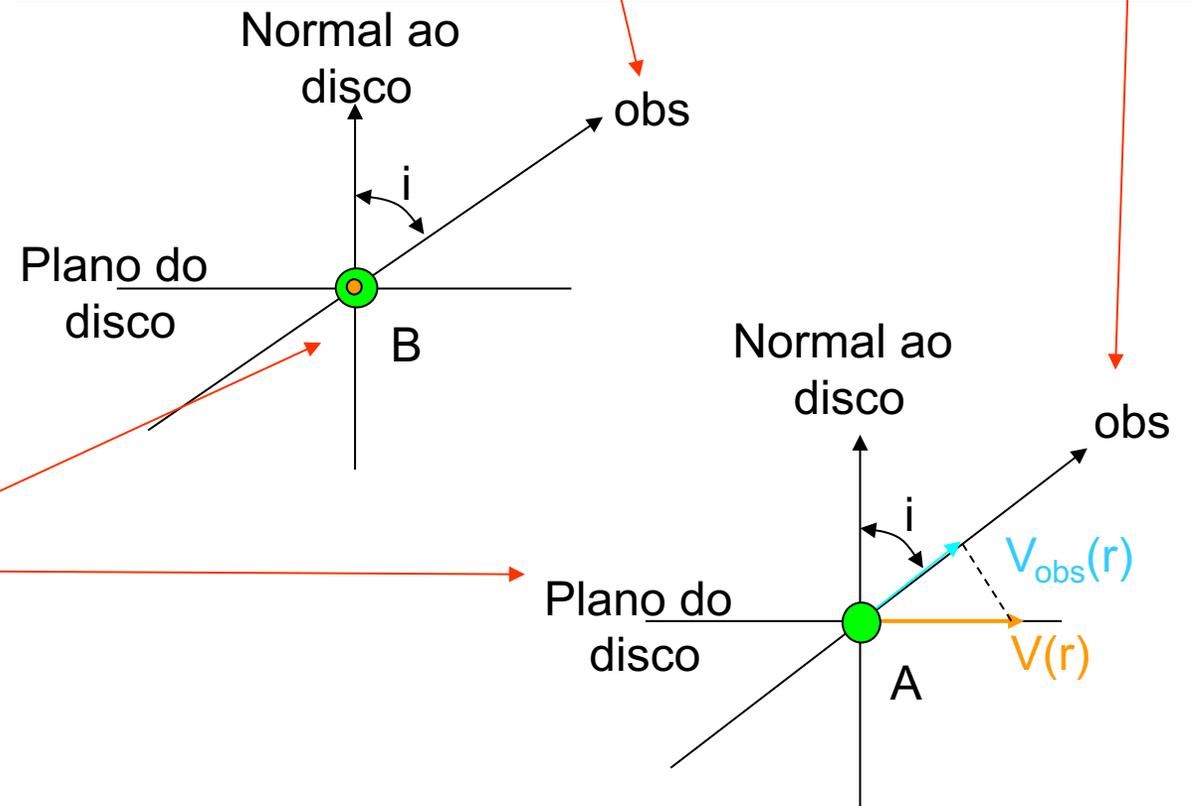
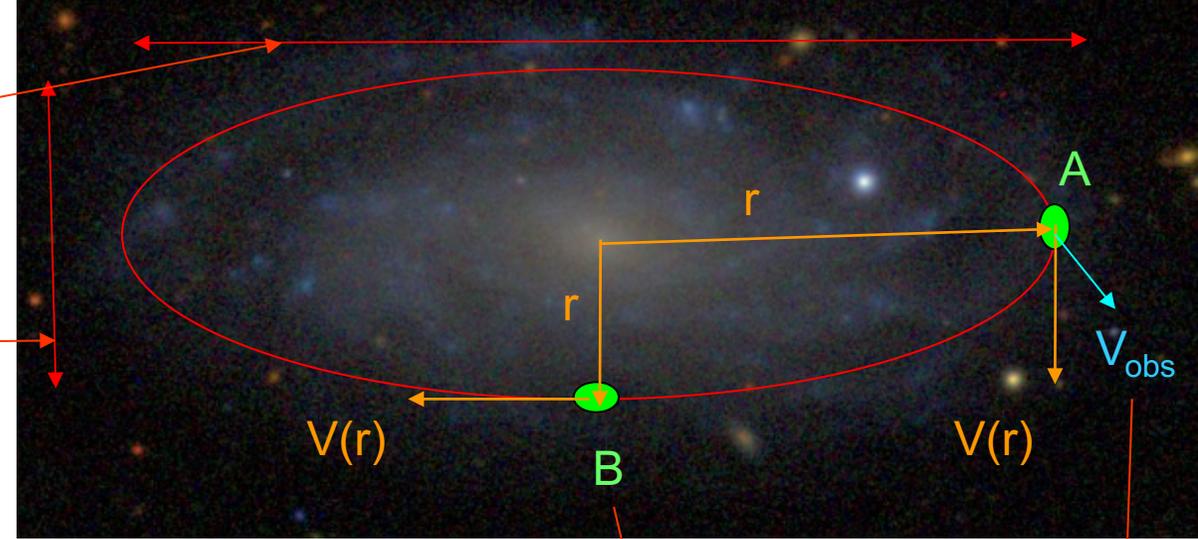
Pela hipótese de disco fino,

$$b/a = \cos i$$

**e ao passar pelo ponto A, no
semi-eixo maior, a
velocidade observada será**

$$V_{\text{obs}}(r) = V(r) \sin i$$

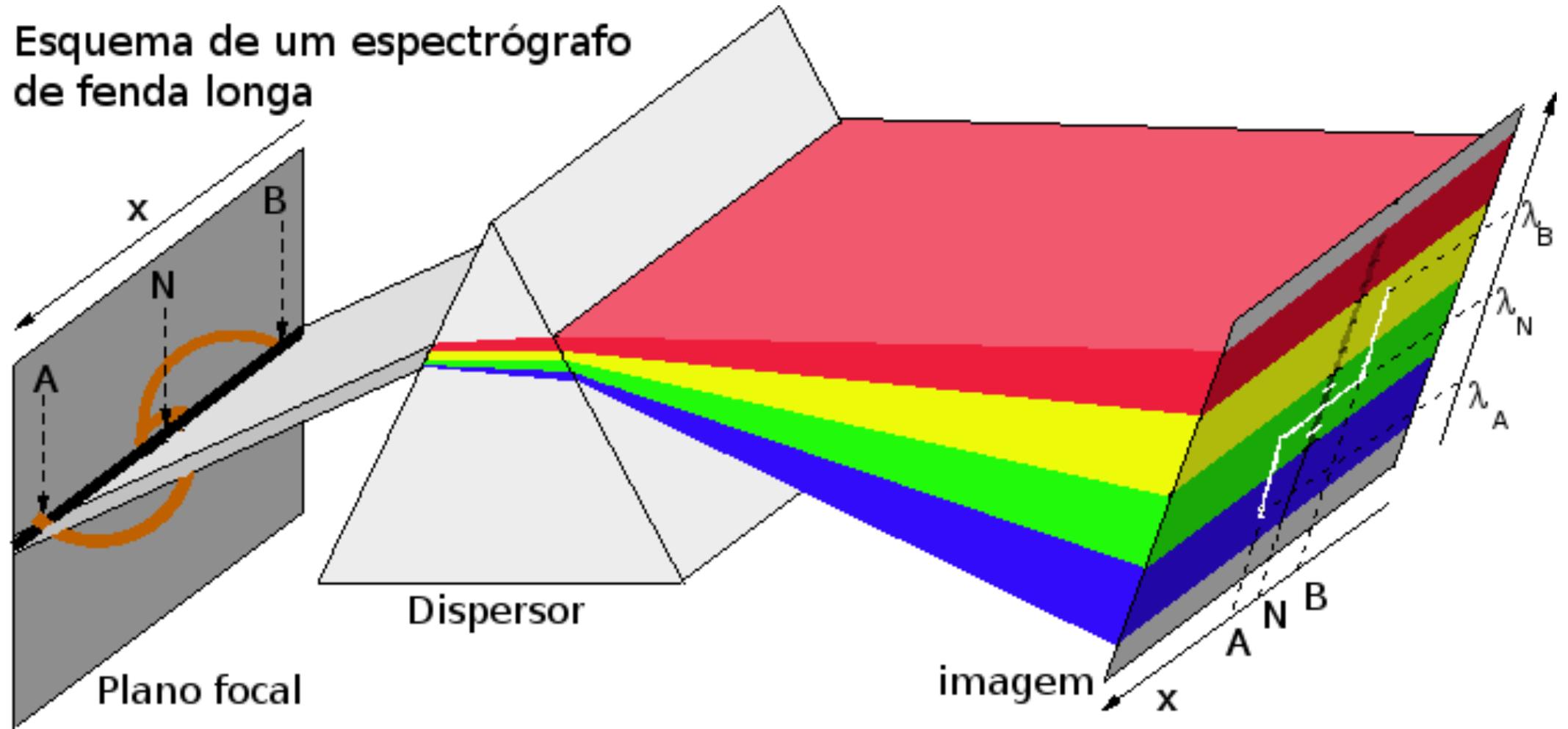
E será nula em B!

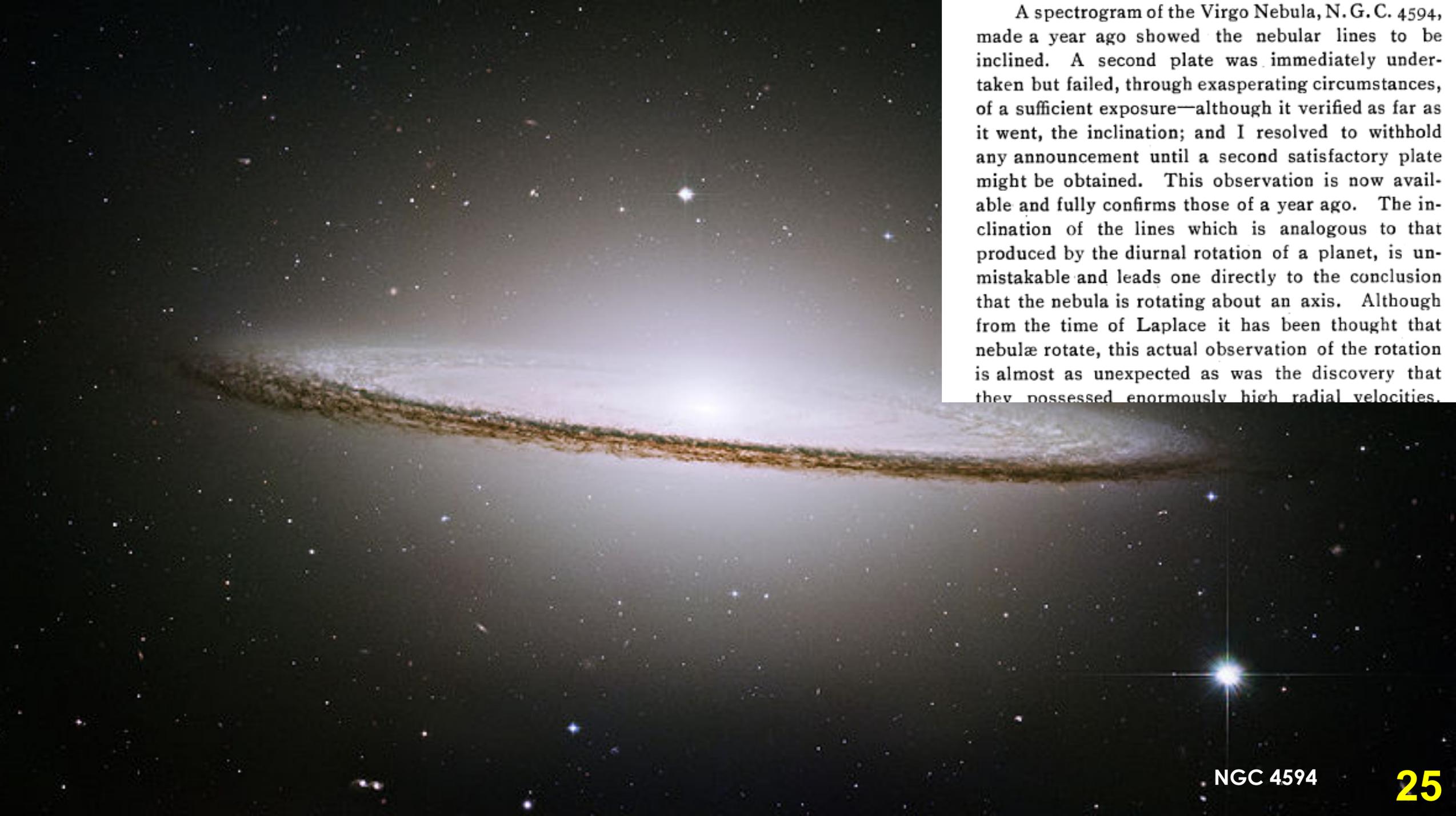


Numa região que se move com velocidade V_{obs} em relação ao observador o efeito Doppler será

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_0 V_{\text{obs}}/c$$

Esquema de um espectrógrafo de fenda longa

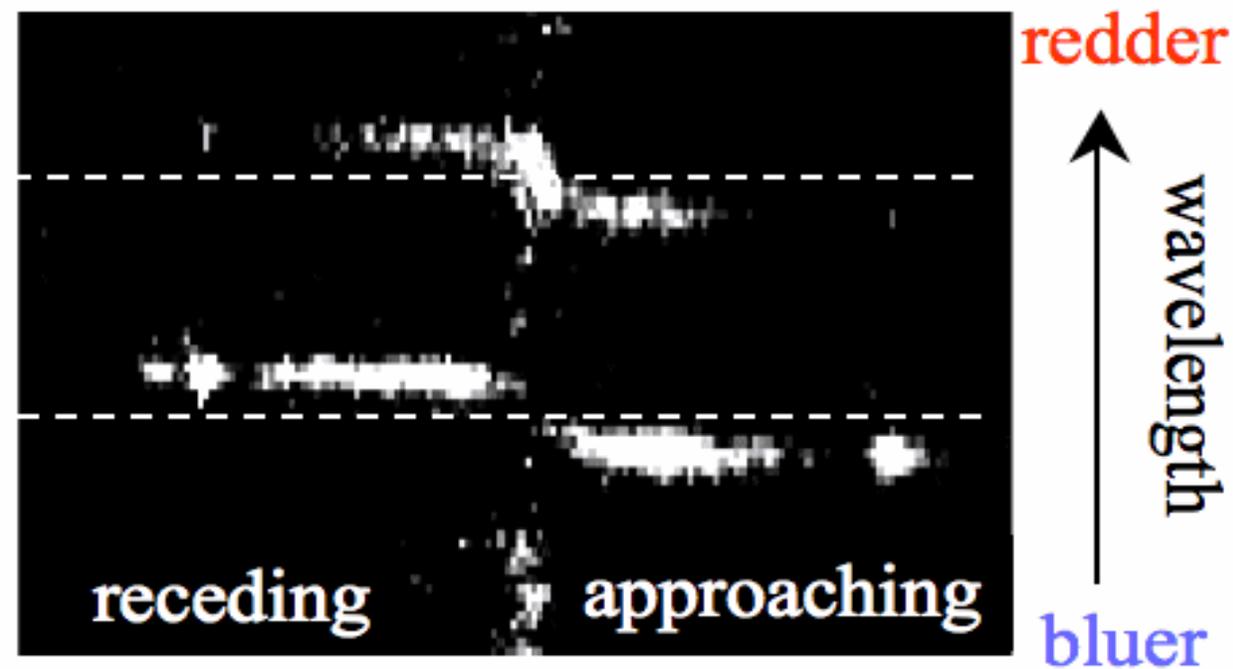
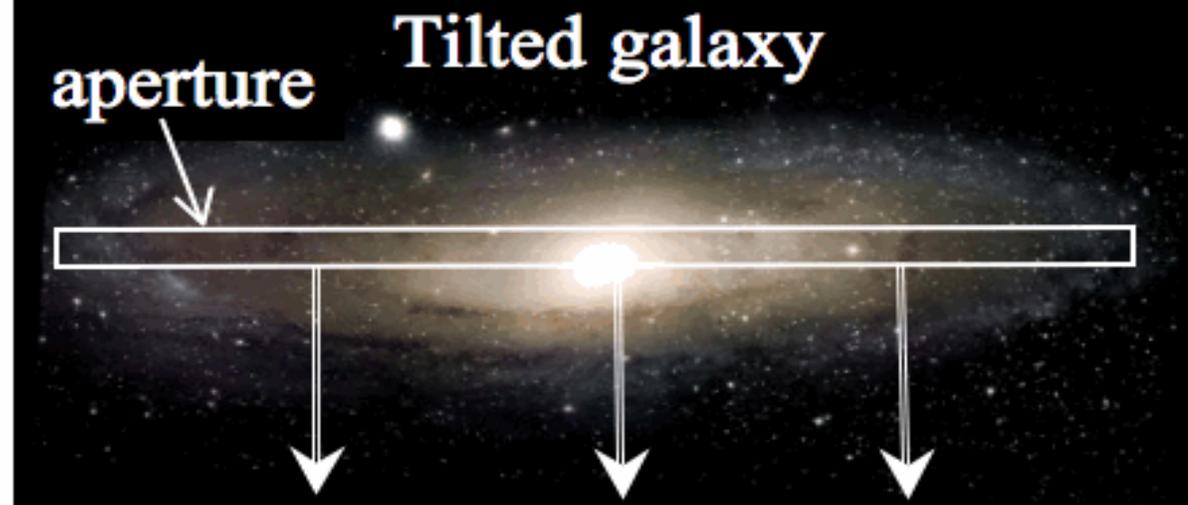




A spectrogram of the Virgo Nebula, N. G. C. 4594, made a year ago showed the nebular lines to be inclined. A second plate was immediately undertaken but failed, through exasperating circumstances, of a sufficient exposure—although it verified as far as it went, the inclination; and I resolved to withhold any announcement until a second satisfactory plate might be obtained. This observation is now available and fully confirms those of a year ago. The inclination of the lines which is analogous to that produced by the diurnal rotation of a planet, is unmistakable and leads one directly to the conclusion that the nebula is rotating about an axis. Although from the time of Laplace it has been thought that nebulae rotate, this actual observation of the rotation is almost as unexpected as was the discovery that they possessed enormously high radial velocities.



Vera Rubin measuring galaxy rotation curves (~1970)



Resulting spectrum of light within aperture

A expectativa existente na época, baseada nos fundamentos da física newtoniana, é que deveriam ser observadas duas situações limites:

1. Na região próxima ao centro das galáxias a densidade de massa deveria convergir para um valor ρ_0 representativo da densidade de massa central. Portanto, a massa total no interior de um raio r deveria ser

$$M(r) \approx \frac{4}{3}\pi \rho_0 r^3$$

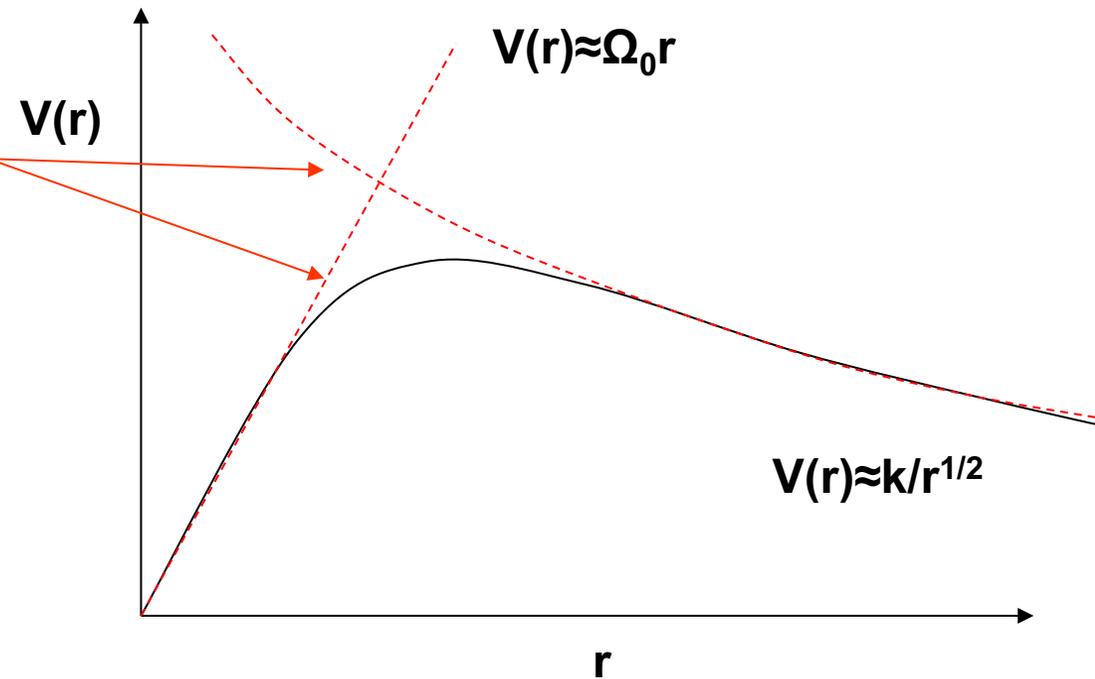
e neste caso o campo de velocidade seria dado pela aproximação

$$V(r) \approx (4\pi/3 G\rho_0)^{1/2} r$$

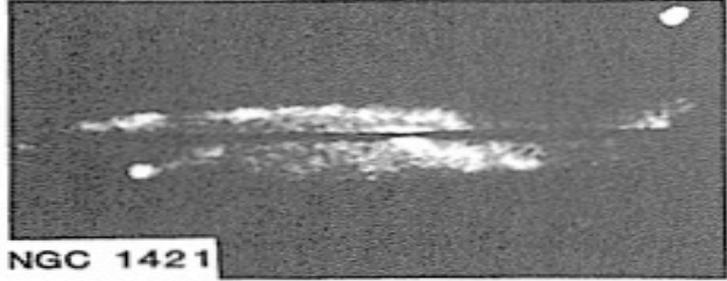
2. Ao nos afastarmos gradualmente da região central atingimos uma região em que praticamente toda a massa já deveria ter sido amostrada e neste caso $M(r) \approx M_{\text{Tot}}$,

$$V(r) \approx (GM_{\text{Tot}})^{1/2}/r^{1/2}$$

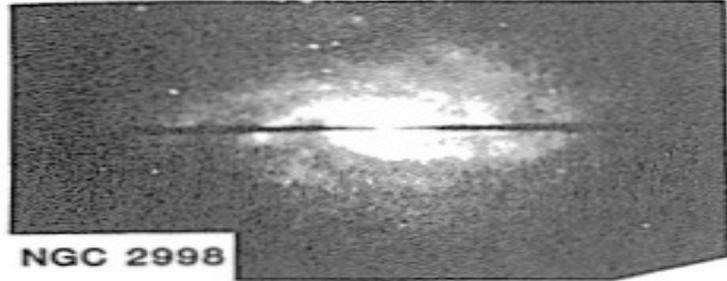
conhecida como a região kepleriana.



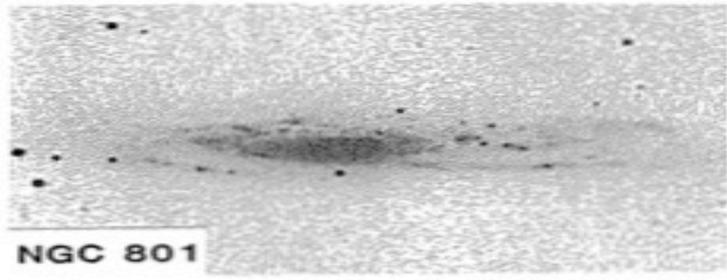
NGC 2742



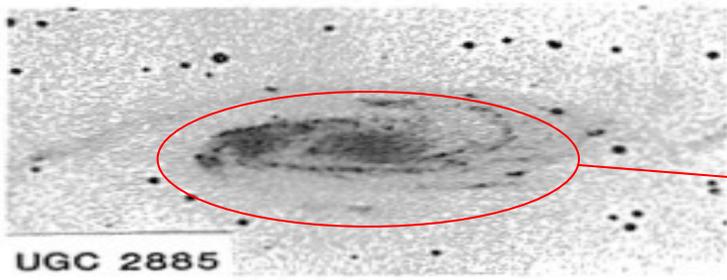
NGC 1421



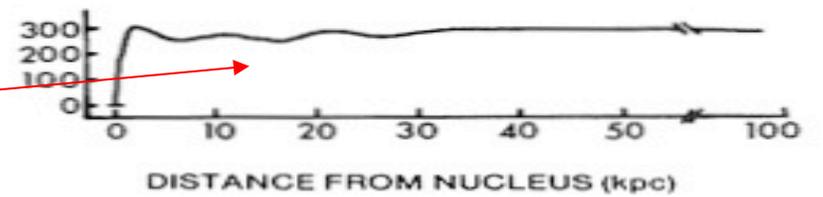
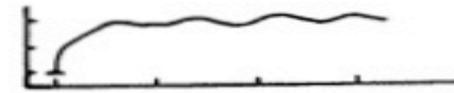
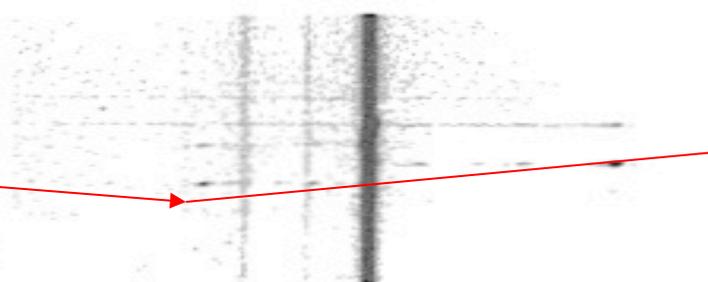
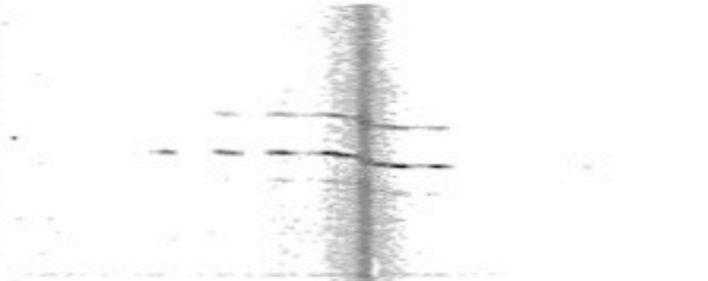
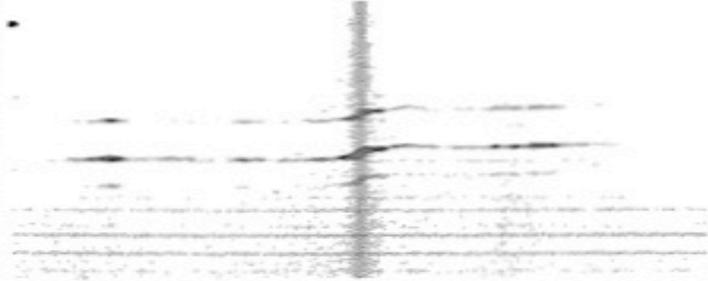
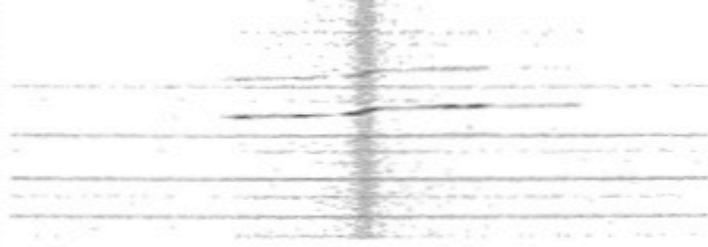
NGC 2998



NGC 801



UGC 2885

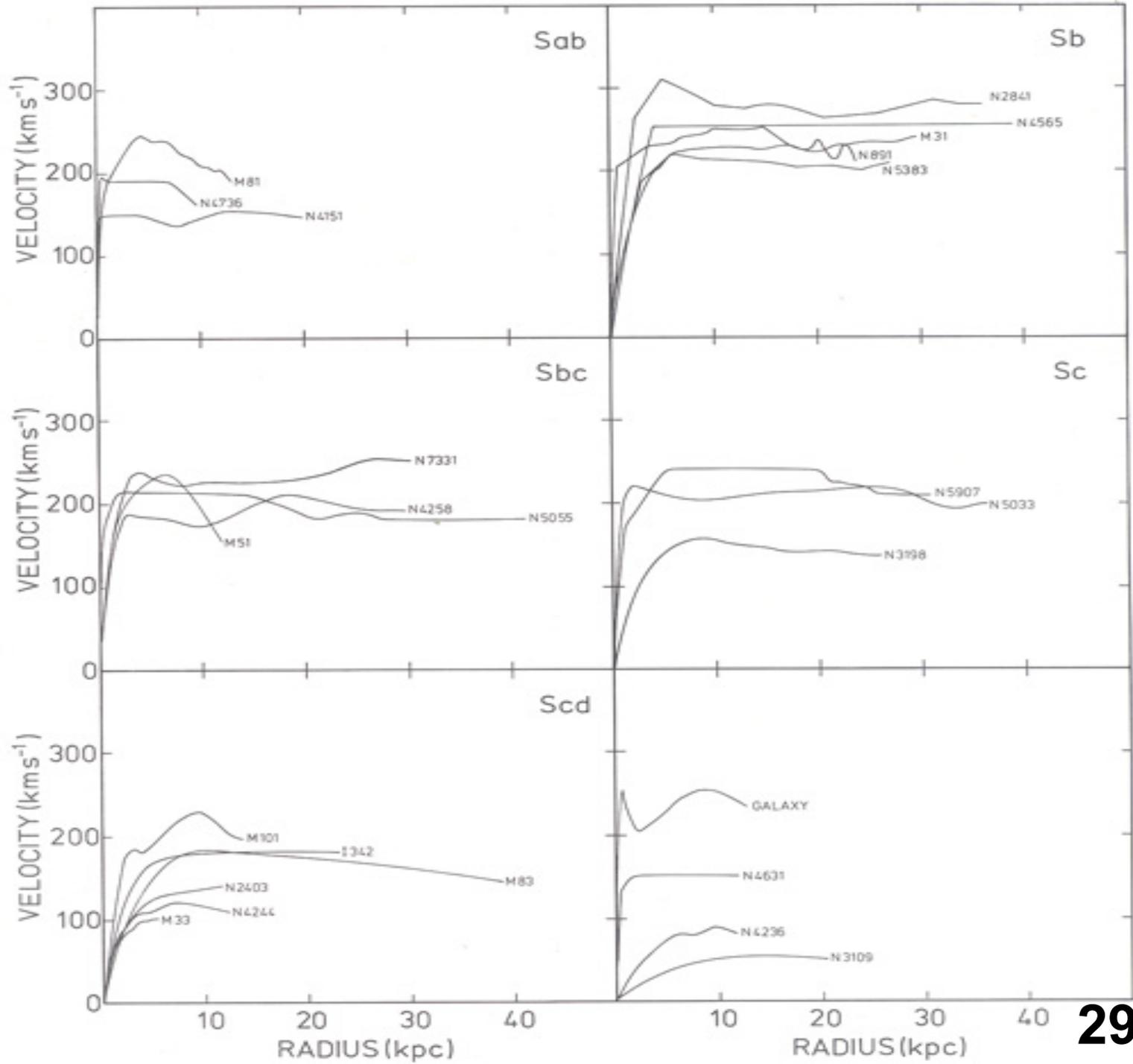


Mas onde está o regime kepleriano?

VELOCITY IN PLANE OF GALAXY (km s⁻¹)

DISTANCE FROM NUCLEUS (kpc)

Em alguns objetos a curva de rotação se mantém praticamente constante em distâncias da ordem de 2-3 vezes o seu raio óptico!



Matéria Escura

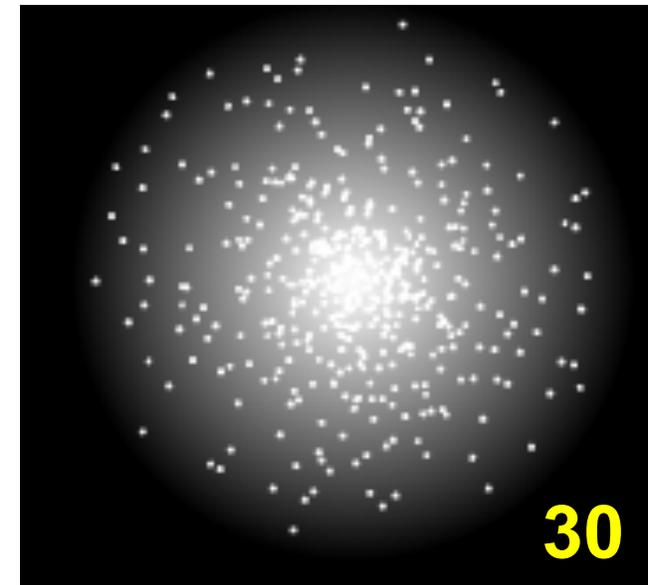
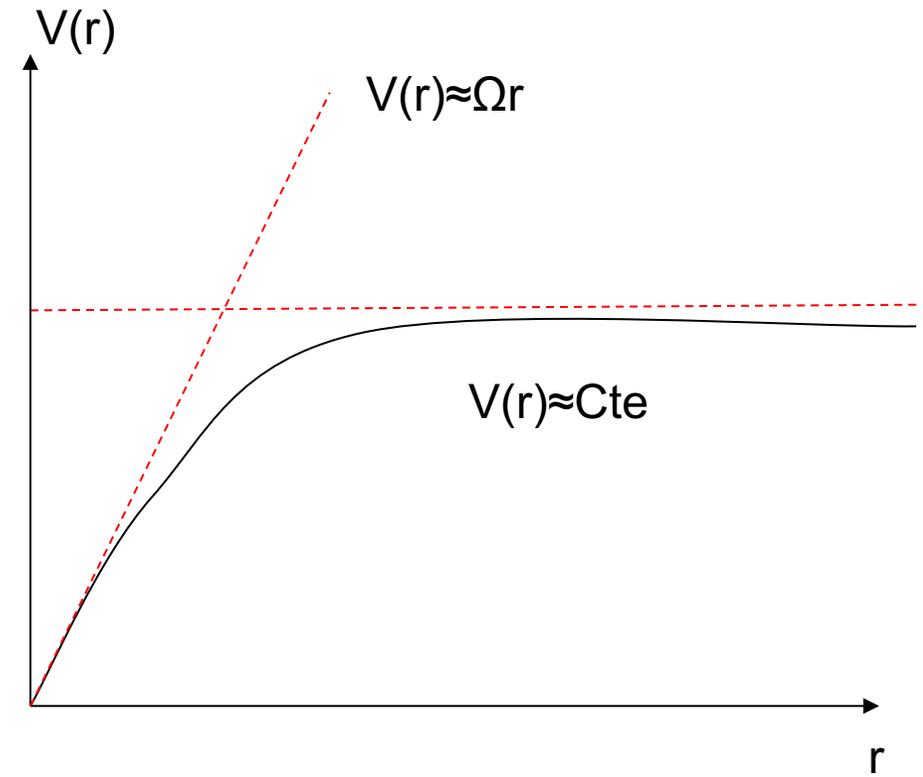
Como

$$M(r) = V^2 r / G$$

a densidade local de massa será

$$\rho(r) = 3/4\pi V^2 / G \cdot 1/r^2 = k/r^2$$

conhecido como um perfil isotérmico singular cuja massa diverge!?

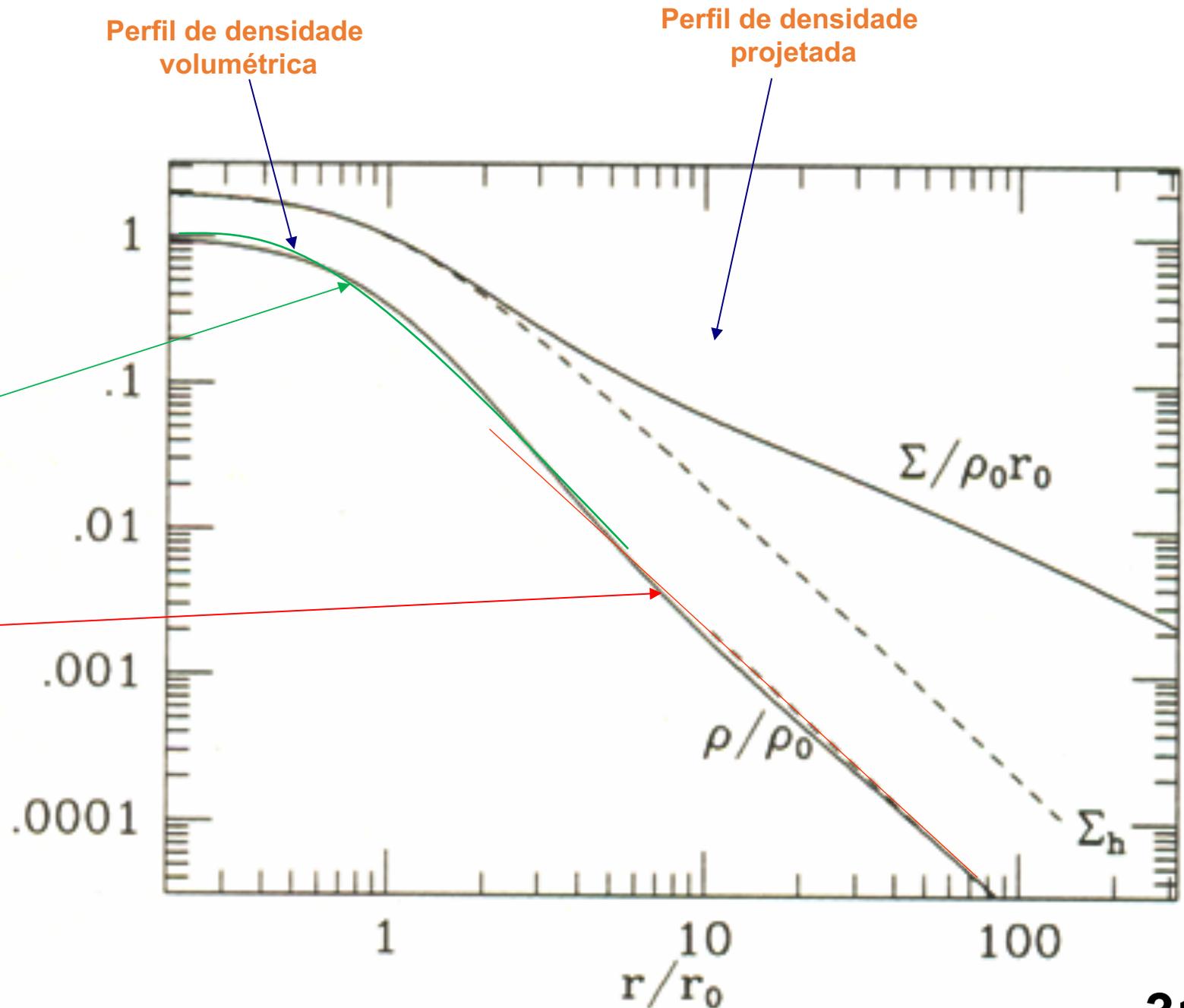


A denominação do perfil isotérmico decorre de ser este o perfil obedecido por uma distribuição de estrelas em que a dispersão interna de velocidades (σ) é constante. Esta distribuição, em equilíbrio hidrostático, obedece ao mesmo perfil de densidade de uma esfera de gás com a temperatura constante. Daí a origem do nome. Na região interna o perfil de densidade de uma esfera isotérmica pode ser aproximado pela expressão

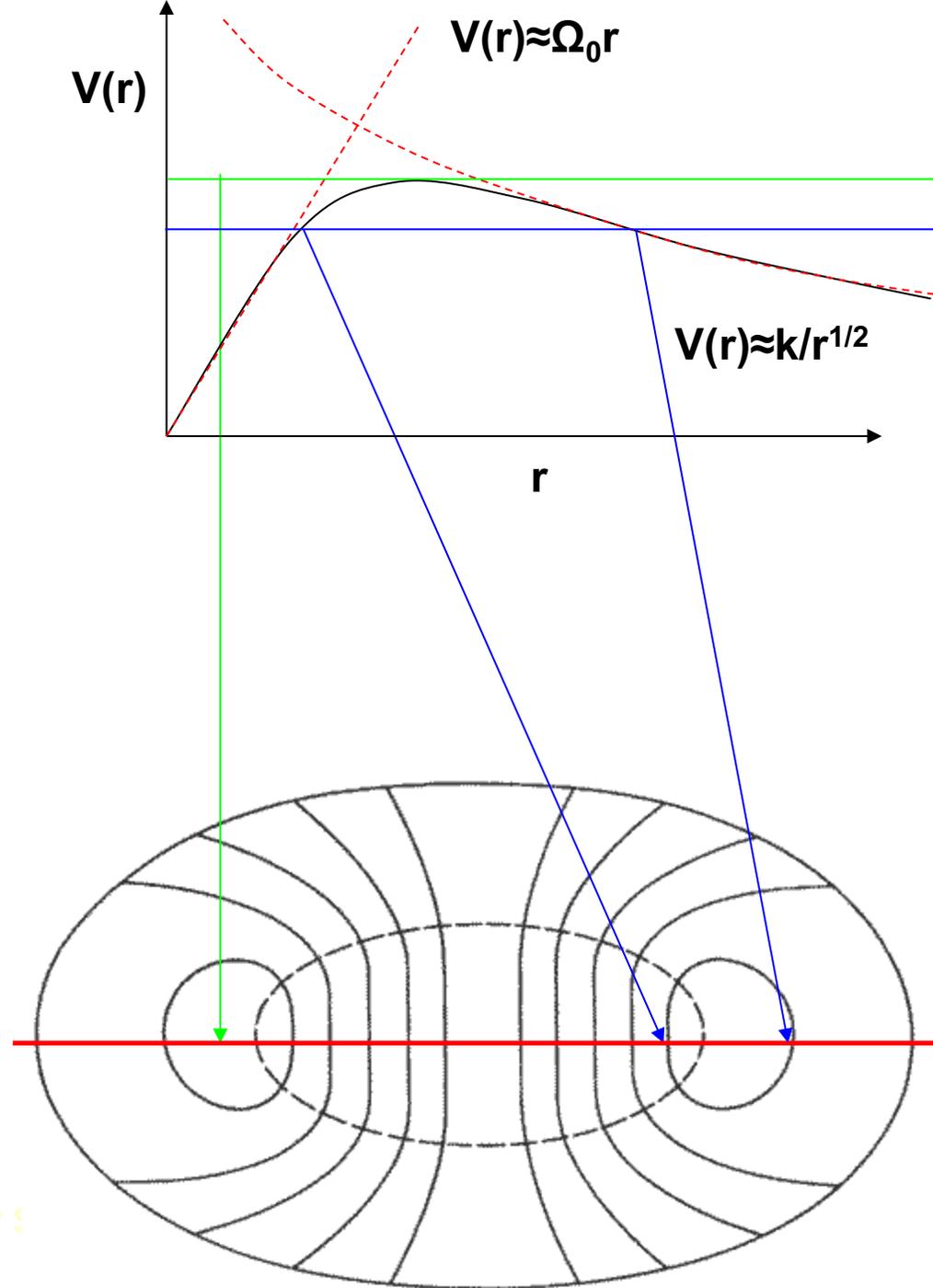
$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + r^2/r_0^2)^{3/2}$$

Também conhecido como perfil de Hubble. Na região externa o perfil isotérmico singular é uma representação mais adequada.

Apesar do grande interesse teórico o principal problema do perfil isotérmico é que o mesmo diverge quando integramos a sua massa total. Isto mostra que esta aproximação deve falhar a partir de uma certa distância radial.



A partir dos anos de 1970 observações panorâmicas realizadas na linha de 21cm do hidrogênio neutro proporcionaram um grande avanço no mapeamento das observações cinemáticas.



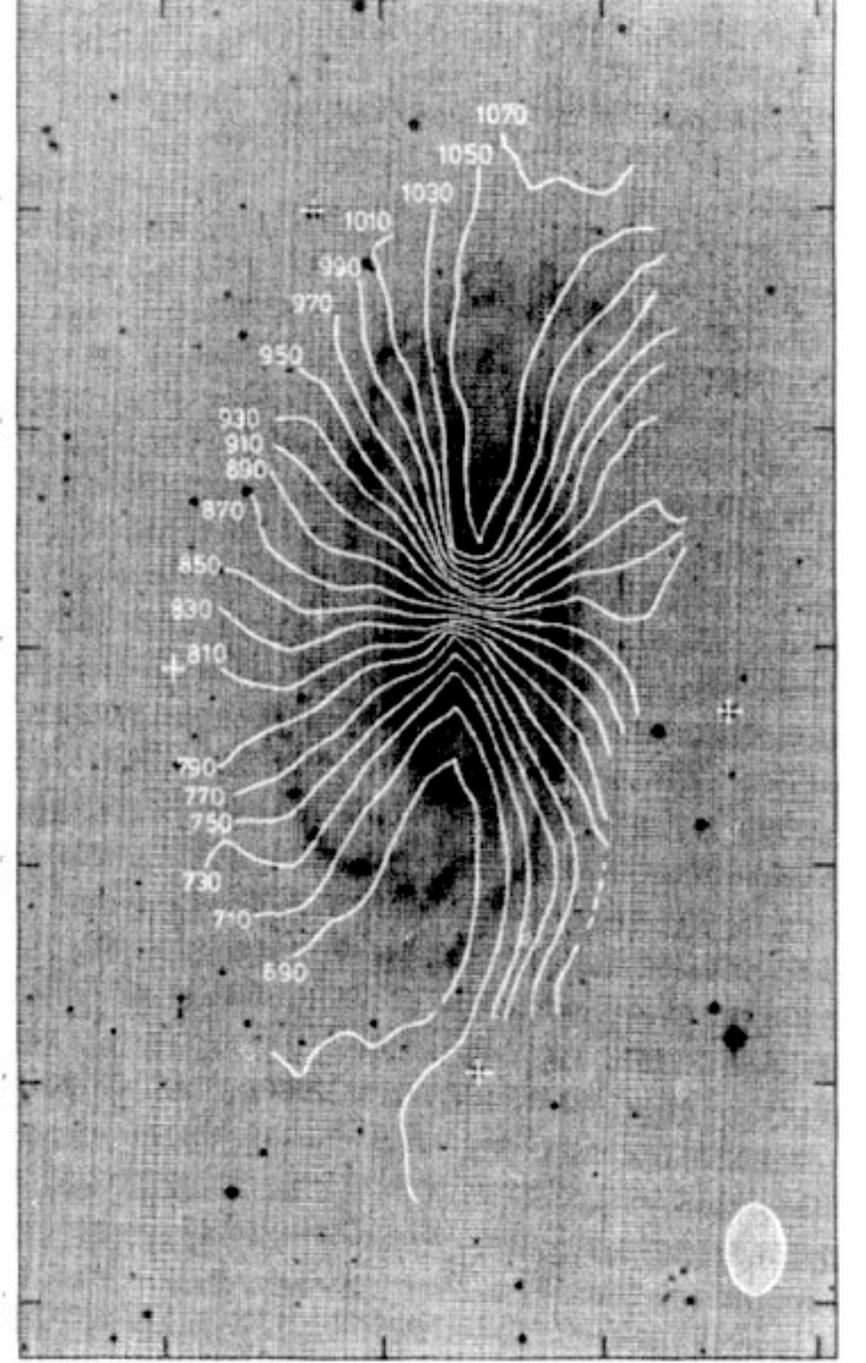
NGC 4459 †

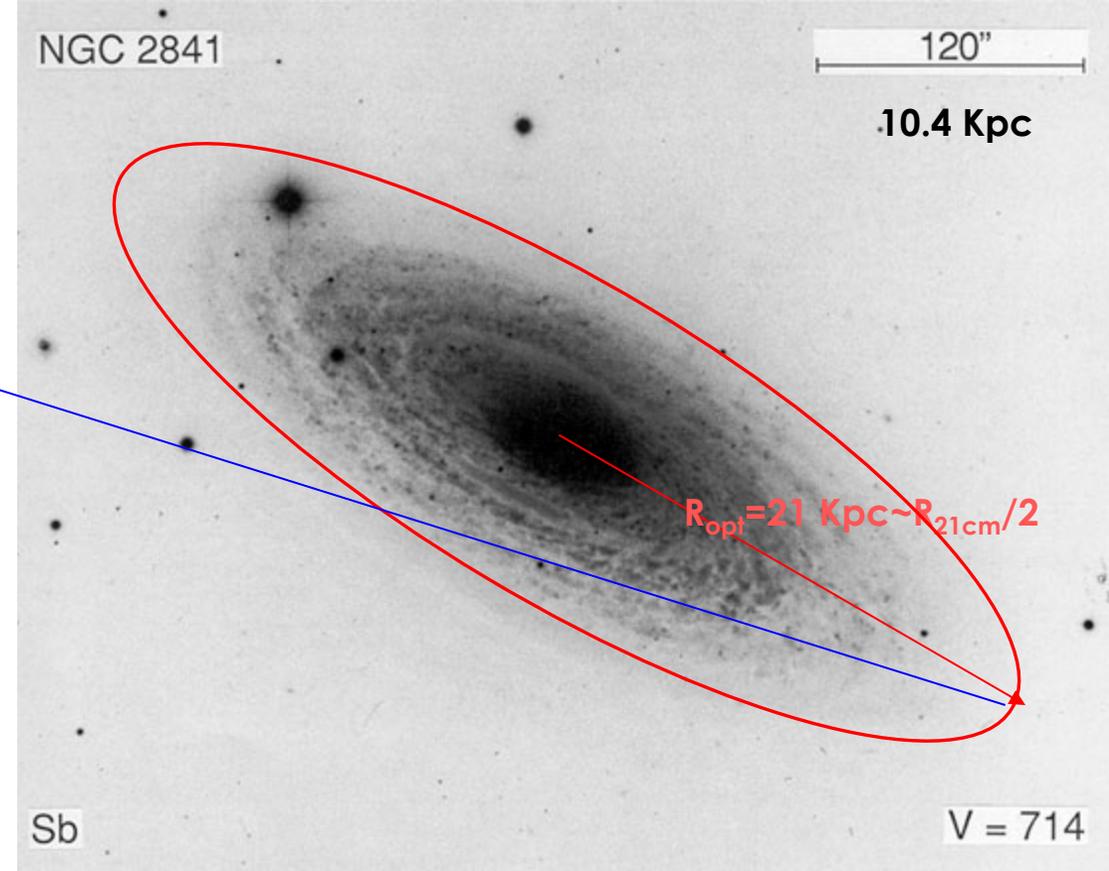
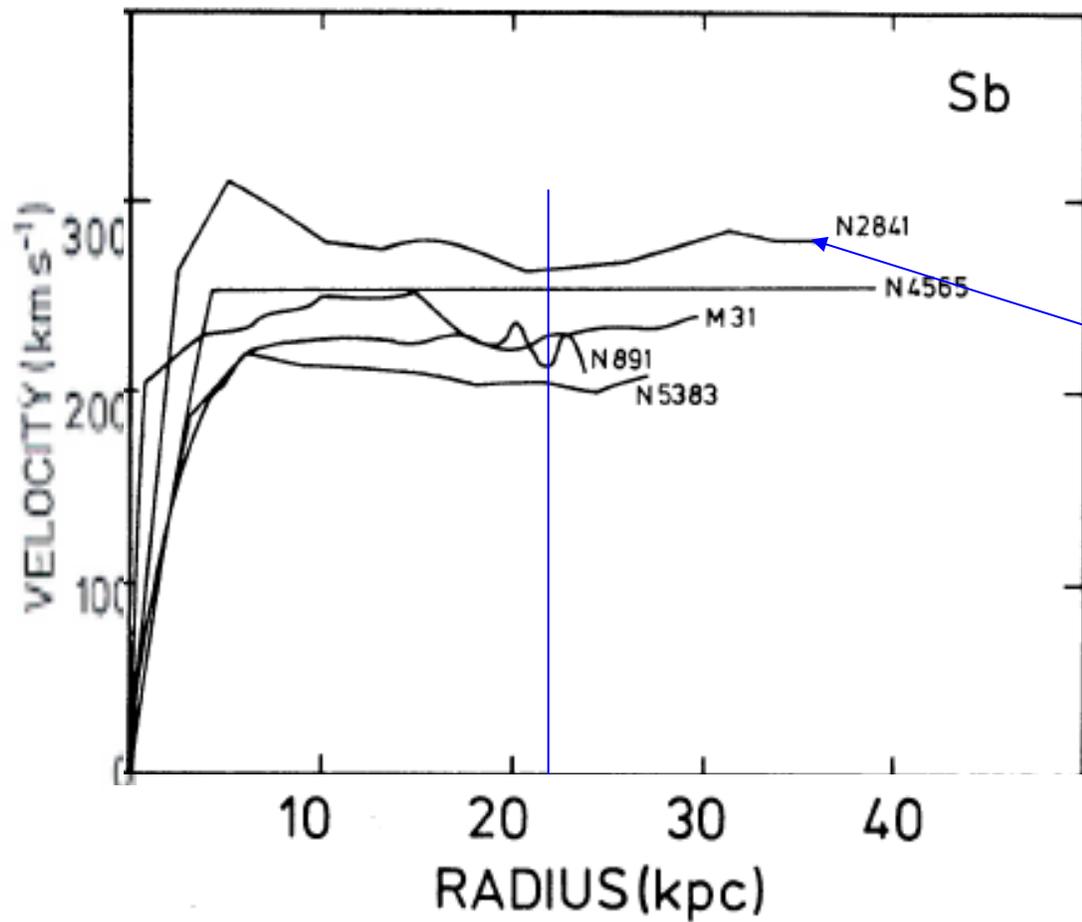
36° 57'



NGC 5033 / UGC 8307 / IRAS 13111+3651
SDSS *gri* image

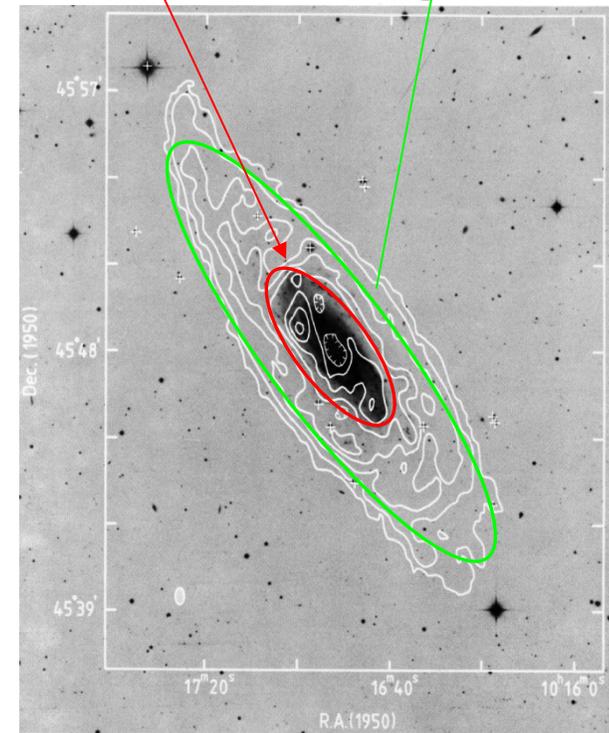
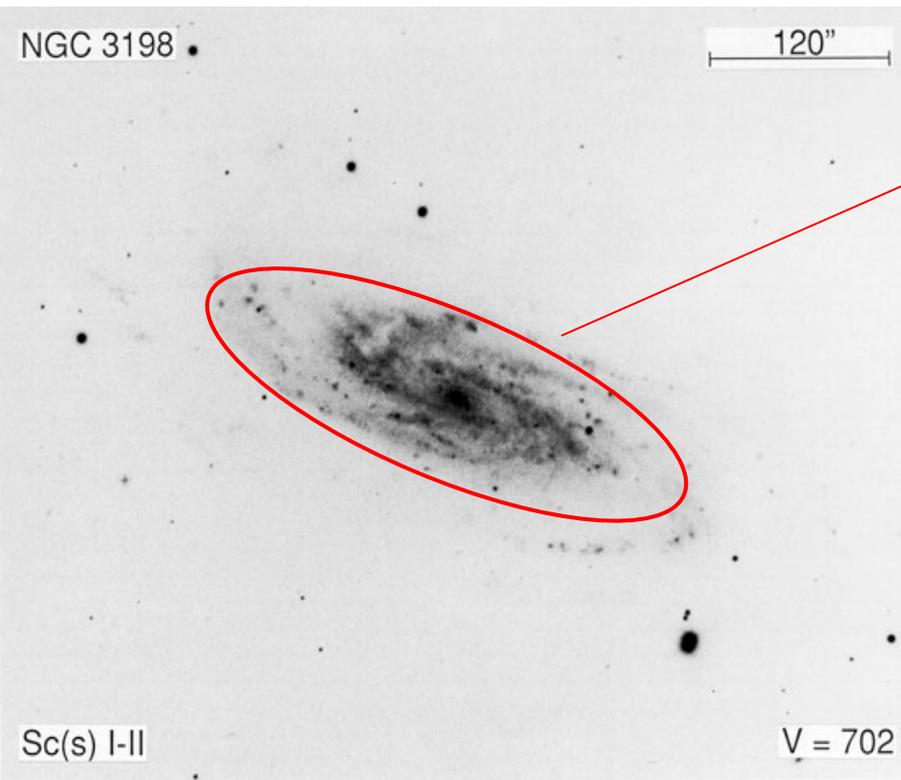
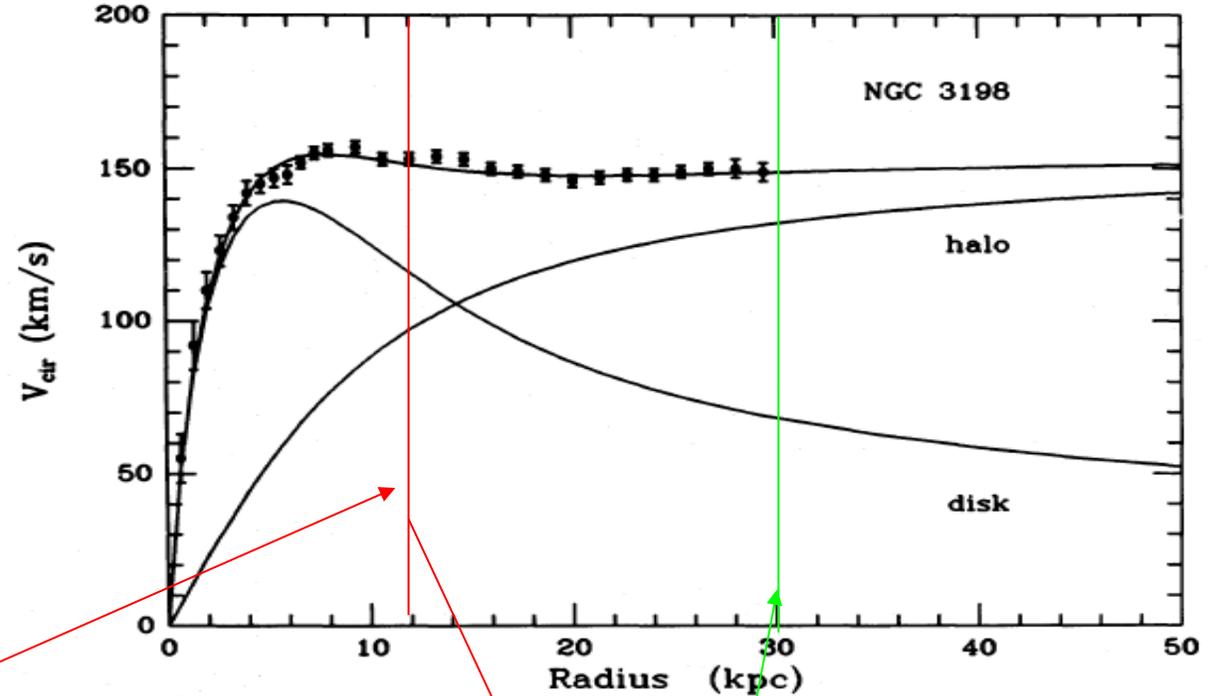
5.0 arcmin



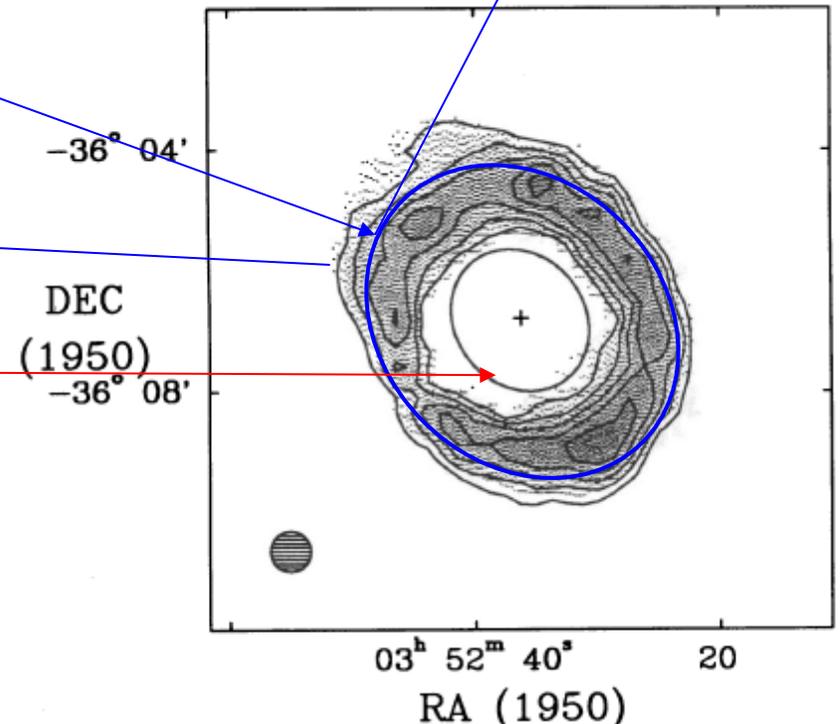
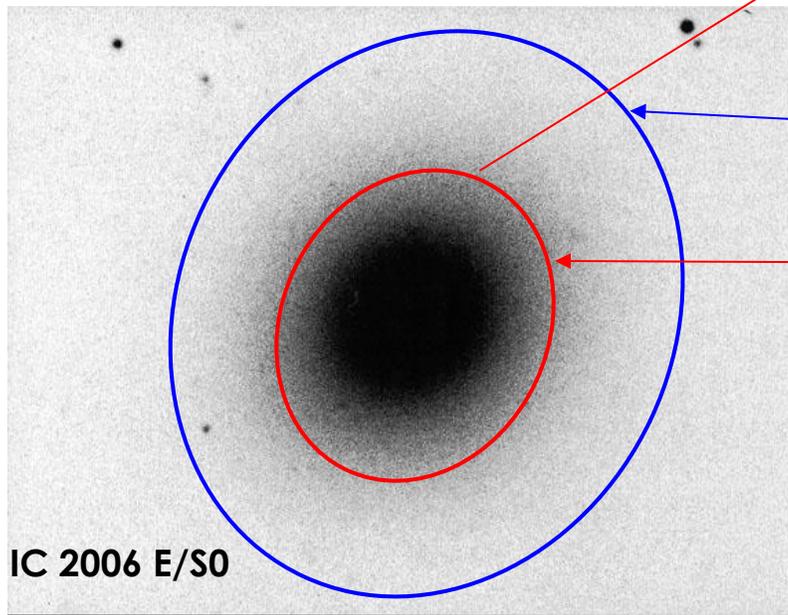
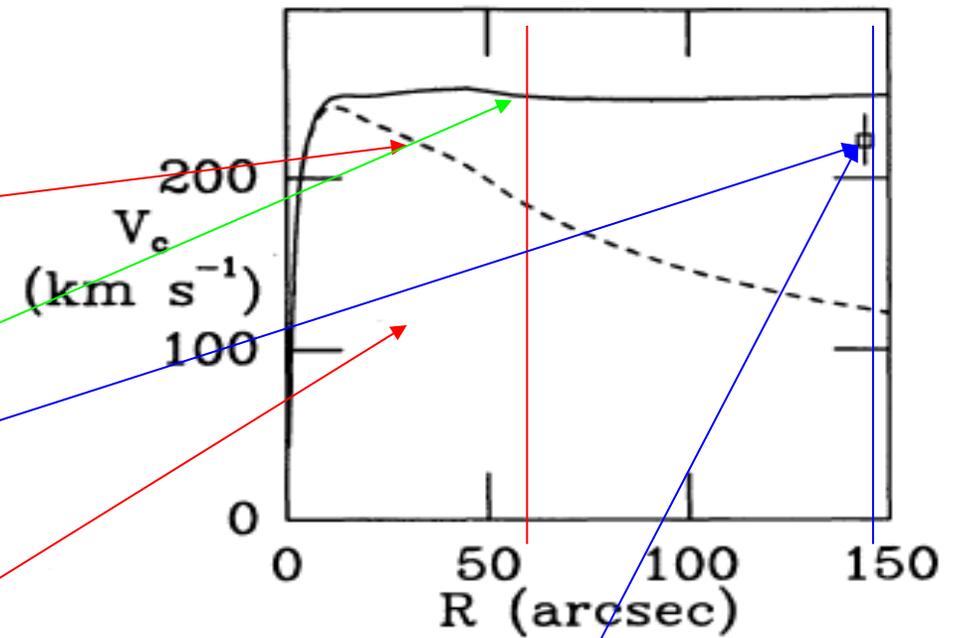


Em NGC 2841 a curva de rotação se mantém plana até cerca de 40 Kpc do núcleo. No entanto o seu diâmetro óptico é da ordem de apenas 20 Kpc!

Em NGC 3198 a população estelar do disco tem $M/L \sim 3,6 M_{\odot}/L_{\odot}$ e a sua massa seria claramente insuficiente para justificar a curva de rotação plana que é observada. Dentro de 30 Kpc infere-se que a quantidade de matéria escura necessária é cerca de 4 vezes superior à quantidade total de matéria bariônica disponível na população estelar.

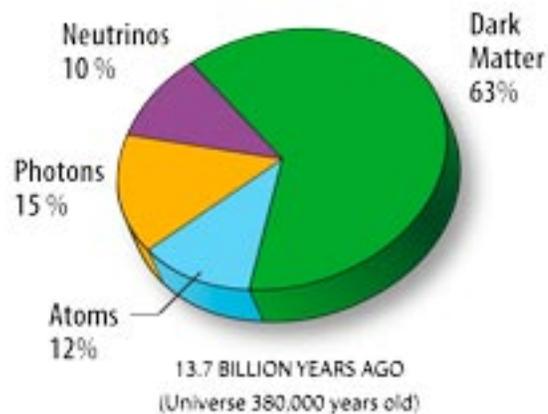
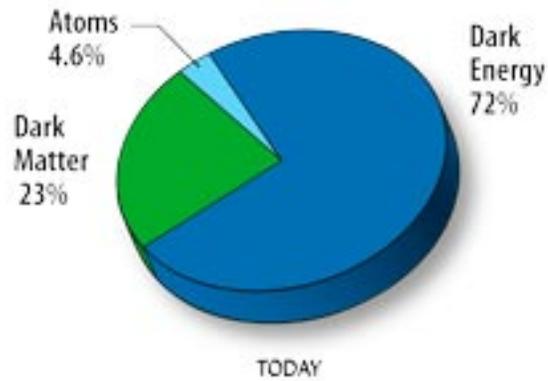


A presença do halo de matéria escura também pode ser detectado nas galáxias Elípticas conforme constatado em IC 2006 que apresenta um anel de HI fora da sua imagem óptica. A curva de rotação deduzida a partir de uma população estelar com $M/L \sim 3,6 M_{\odot}/L_{\odot}$ deveria declinar conforme ilustra a figura. No entanto o anel externo apresenta uma velocidade de rotação de 248 km/s que exige a presença de um halo de matéria escura semelhante ao que se observa em galáxias espirais.

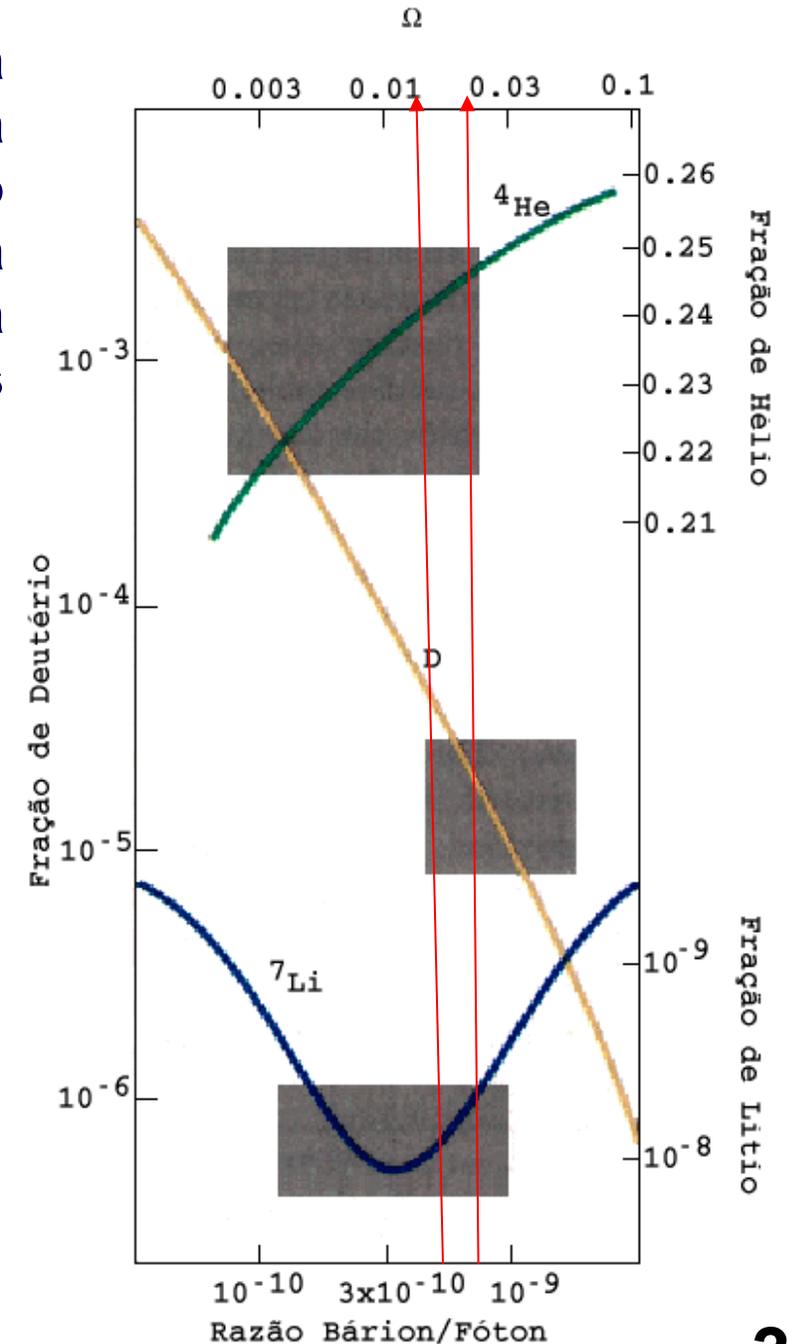


IC 2006 E/S0

Uma questão de grande relevância consiste em saber a natureza da matéria escura. As observações cosmológicas indicam que a proporção desta componente deve variar durante a evolução do Universo. Atualmente a proporção de matéria escura representa um fator quase 5 vezes maior que a componente bariônica representada pelos átomos presentes nas estrelas e gás presentes nas galáxias e aglomerados de galáxias.



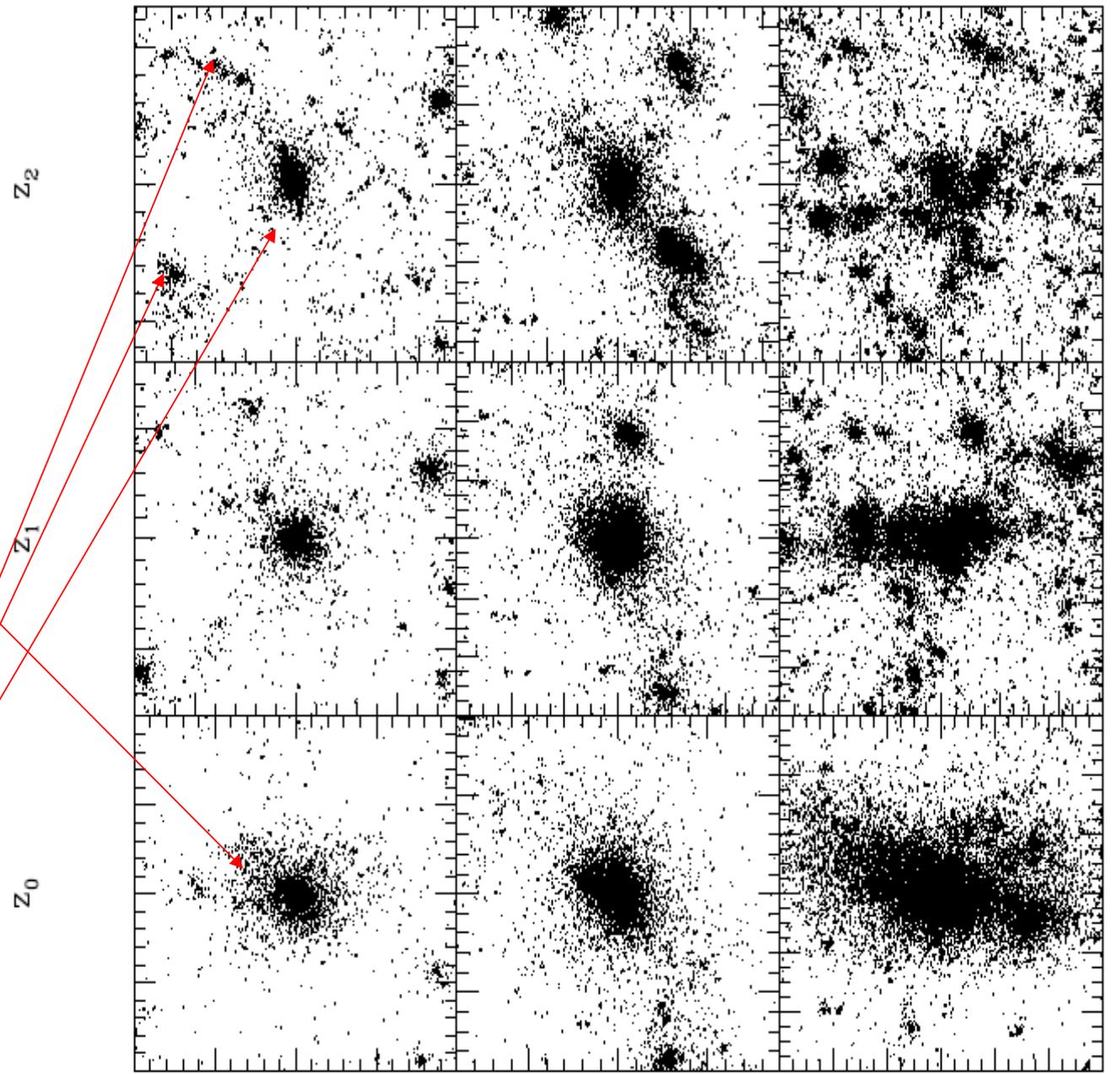
O sucesso da teoria da nucleossíntese primordial em explicar a abundância dos elementos leves no Universo, a partir da fração observada de bárions, indica que a matéria escura deve necessariamente ter uma natureza não bariônica. Este material não emite fótons, ou seja não sofre a interação eletromagnética.



Na impossibilidade de observar diretamente a matéria escura uma alternativa que parece cada vez mais viável atualmente consiste em realizar simulações cosmológicas que acompanhem numericamente a evolução temporal dos halos de matéria escura. O resultado desses experimentos é que o perfil de densidade da matéria escura em $z=0$ pode ser aproximado pela expressão

$$\rho = \rho_{\text{crit}} \delta_c / [(r/r_s)(1+r/r_s)^2]$$

conhecido como o perfil de Navarro, Frenk & White. Nesta expressão ρ_{crit} é a densidade crítica do Universo, δ_c é um fator adimensional que descreve a importância das perturbações primordiais e r_s é um fator de escala que determina o comportamento radial da densidade.



Galáxia pequena massa

Galáxia grande massa

$M < M_s$

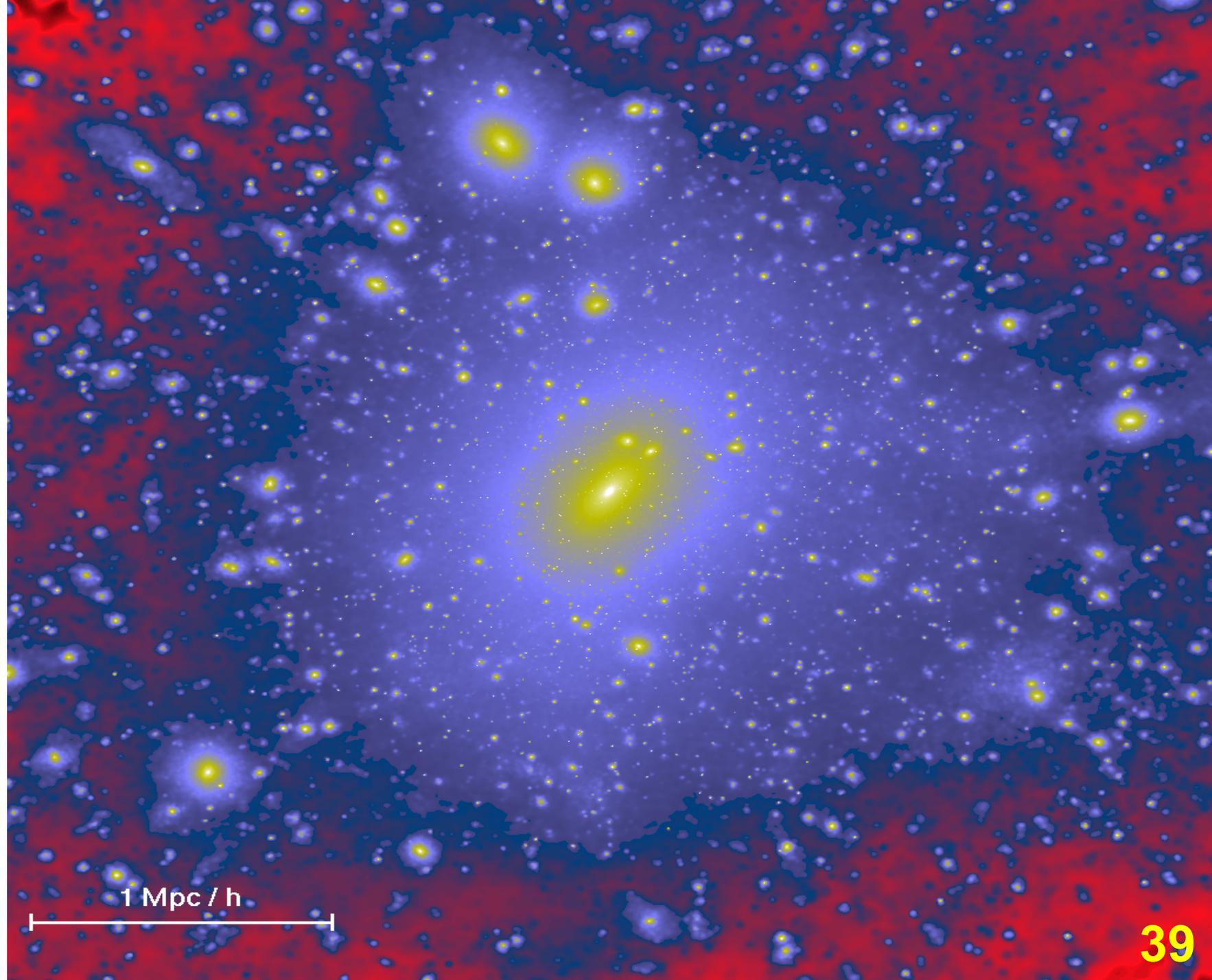
$M \sim M_s$

$M > M_s$

Uma das simulações mais recentes foi realizada pelo consórcio Virgo

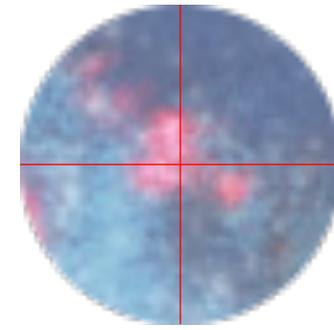
<http://www.mpa-garching.mpg.de/galform/virgo/millennium/>

A figura ao lado ilustra o resultado de uma destas simulações mostrando a distribuição esperada da matéria escura na escala de um aglomerado de galáxias.

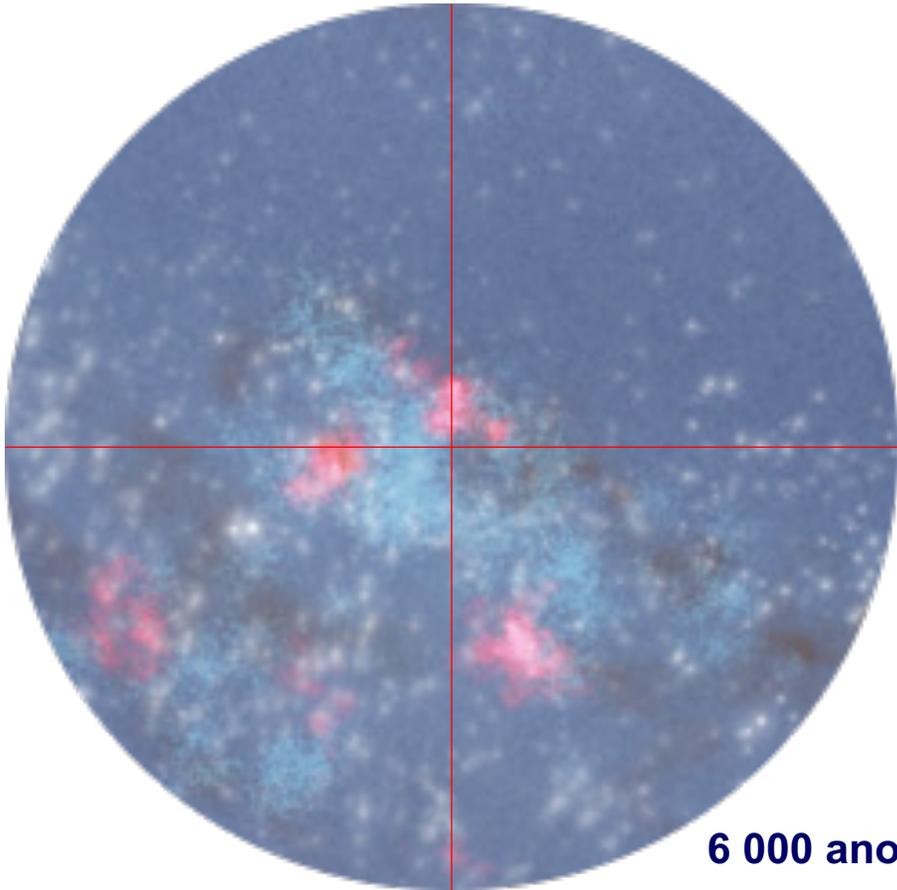


Estrutura Espiral

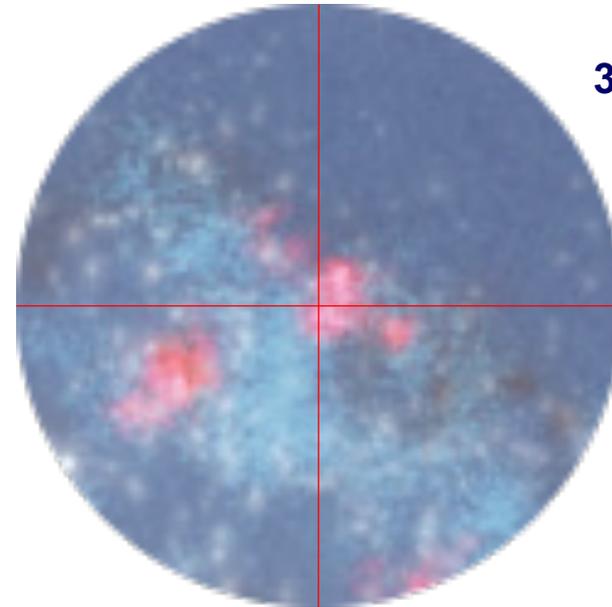
A estrutura espiral quando vista em diferentes pequenas escalas é muito difícil de ser percebida!



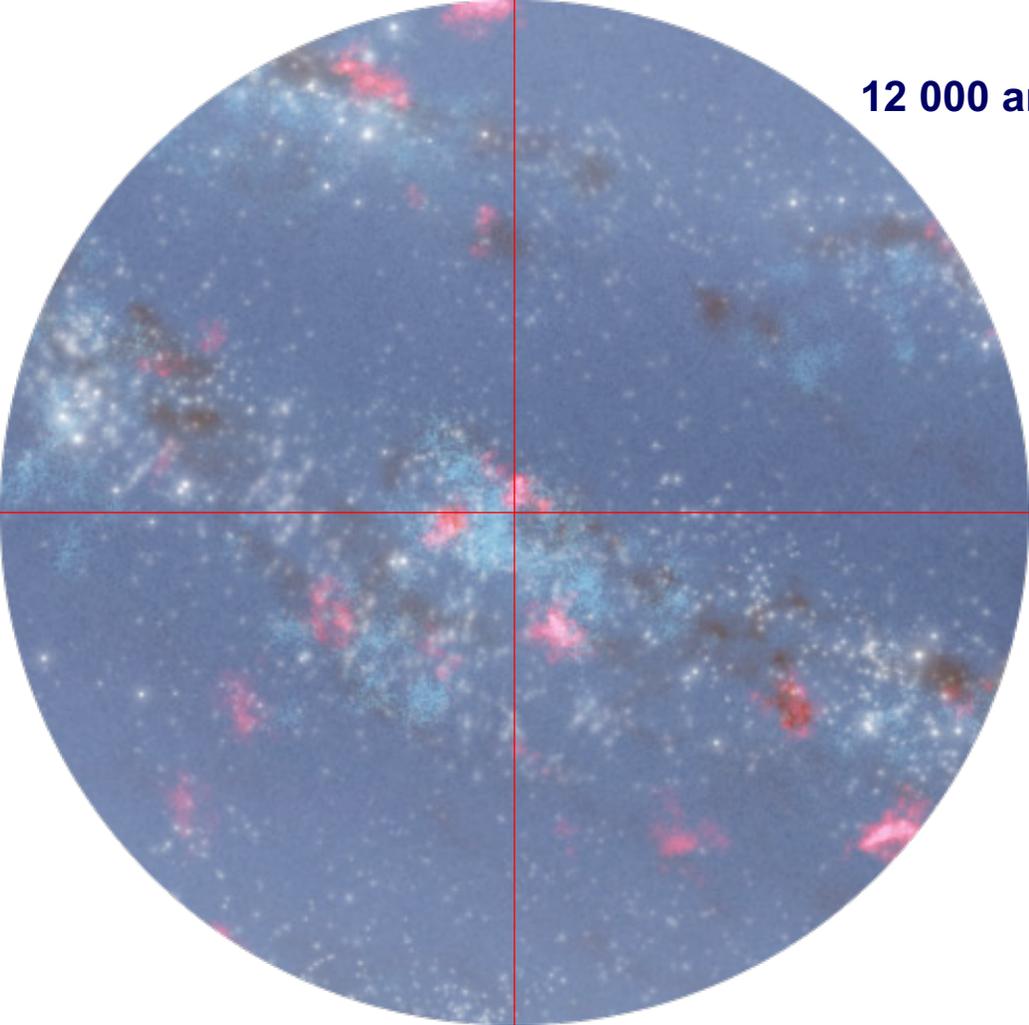
1 500 anos-luz ~ 0,5 kpc



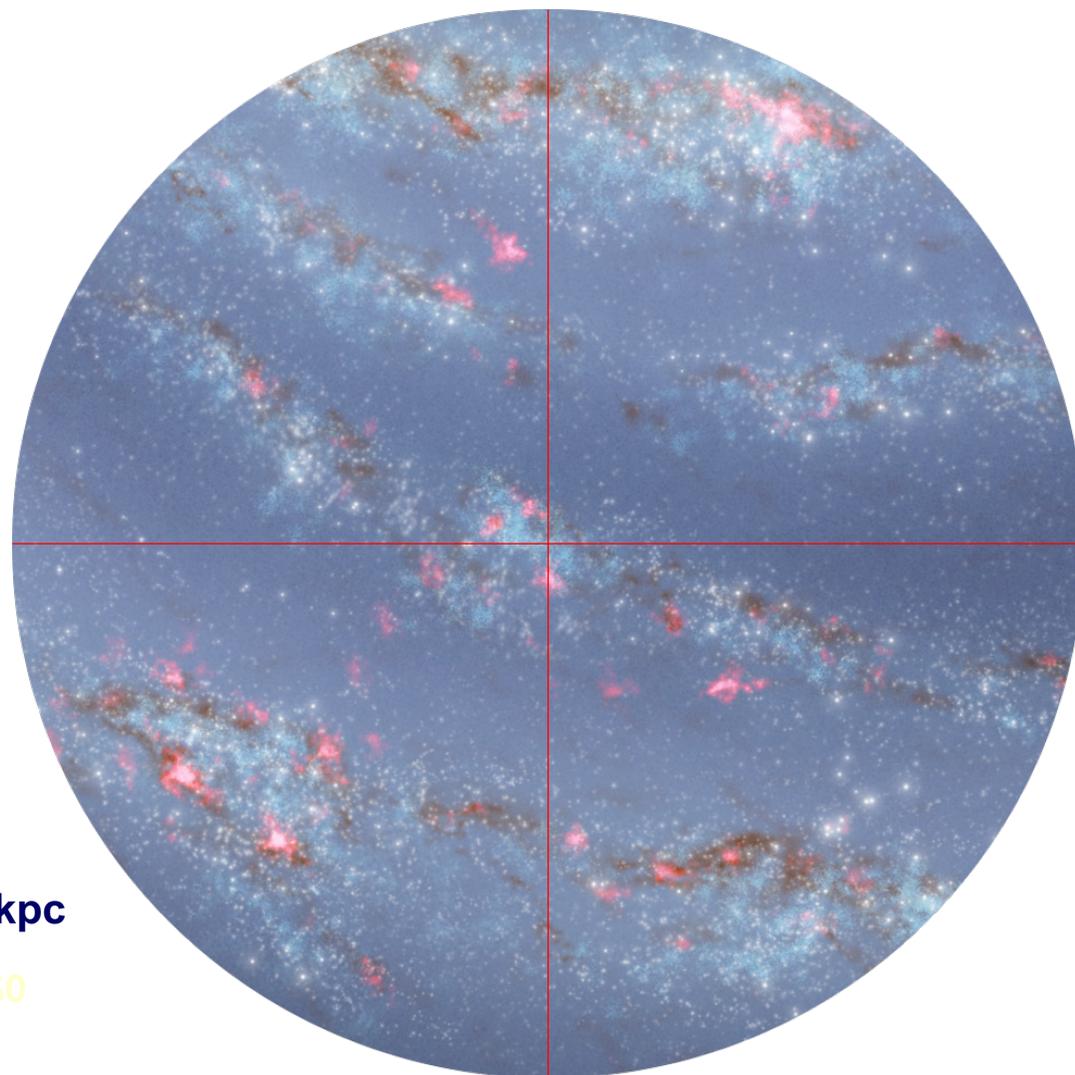
6 000 anos-luz ~ 2 kpc



3 000 anos-luz ~ 1 kpc

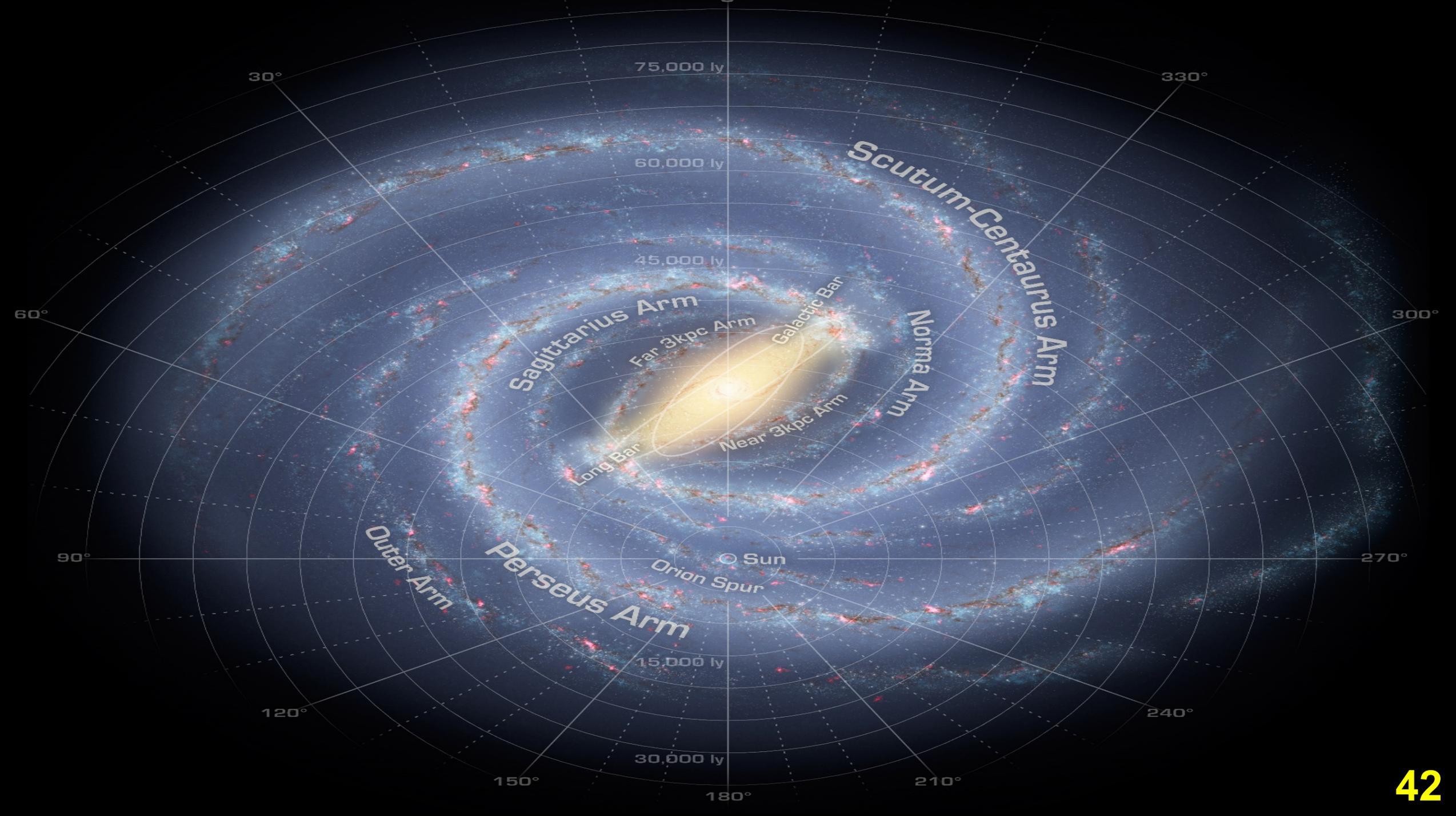


12 000 anos-luz ~ 4 kpc



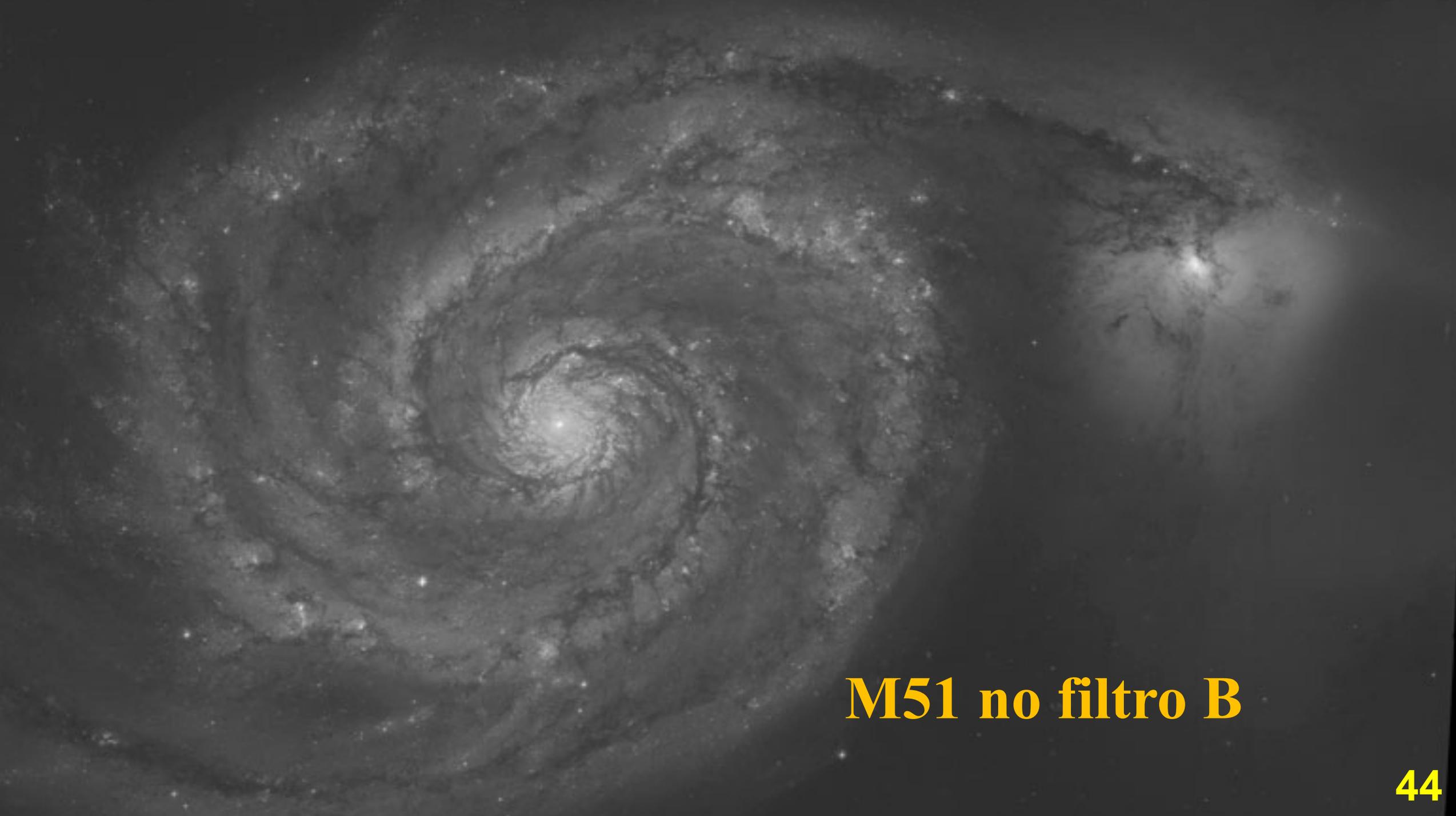
24 000 anos-luz ~ 8 kpc

NGC 4459 S0

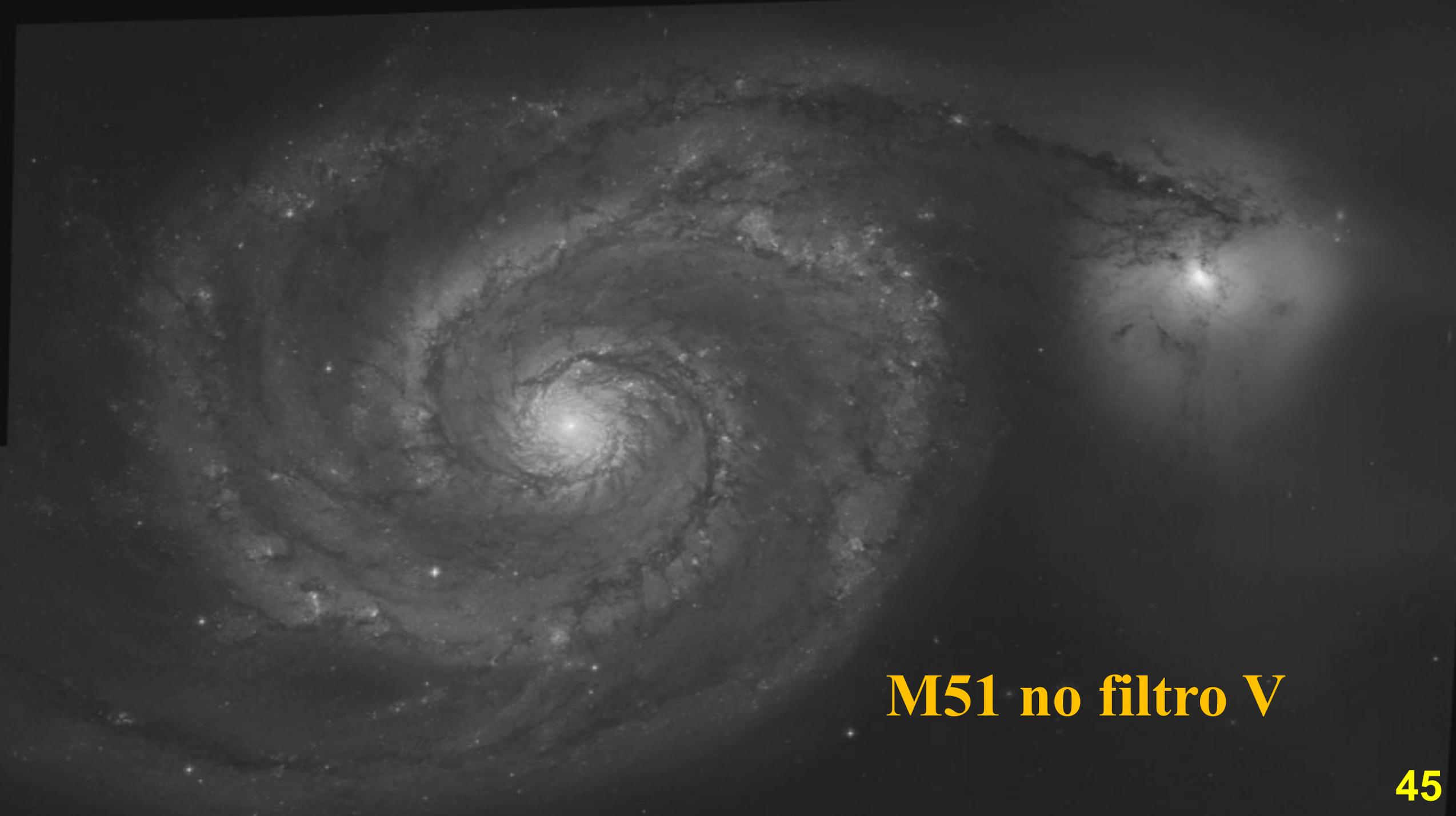




M51 na linha H α



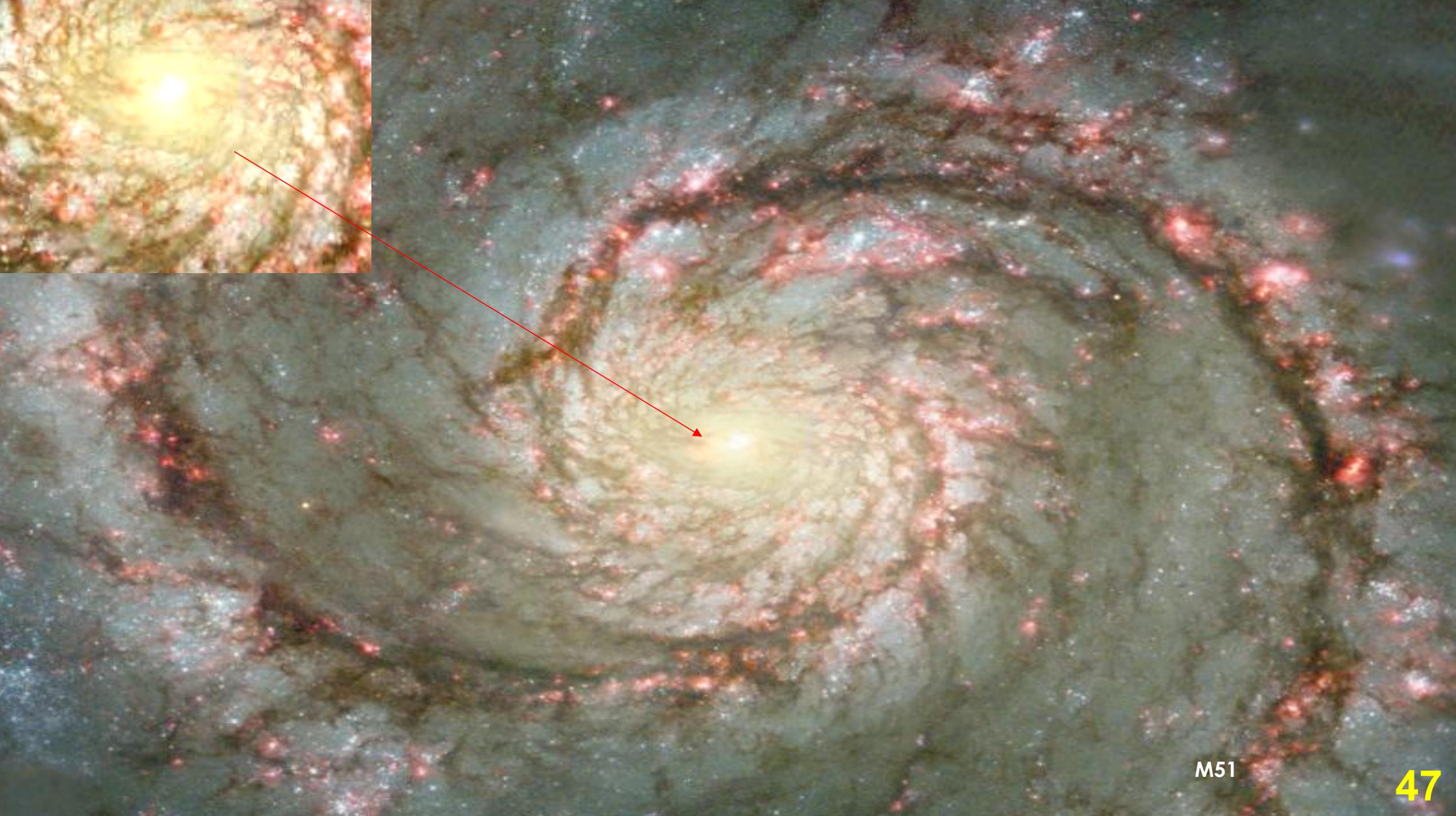
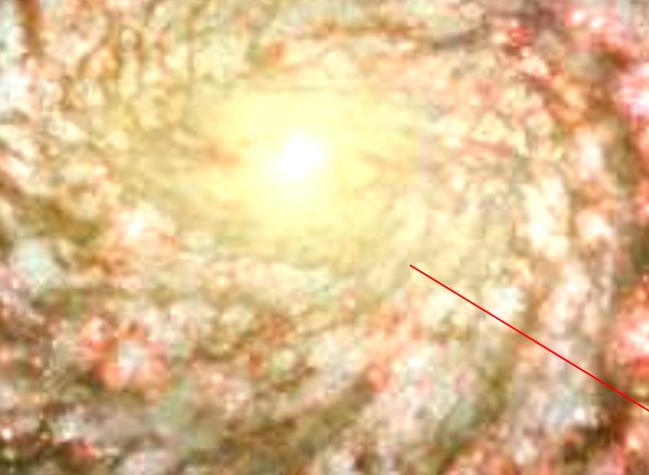
M51 no filtro B



M51 no filtro V



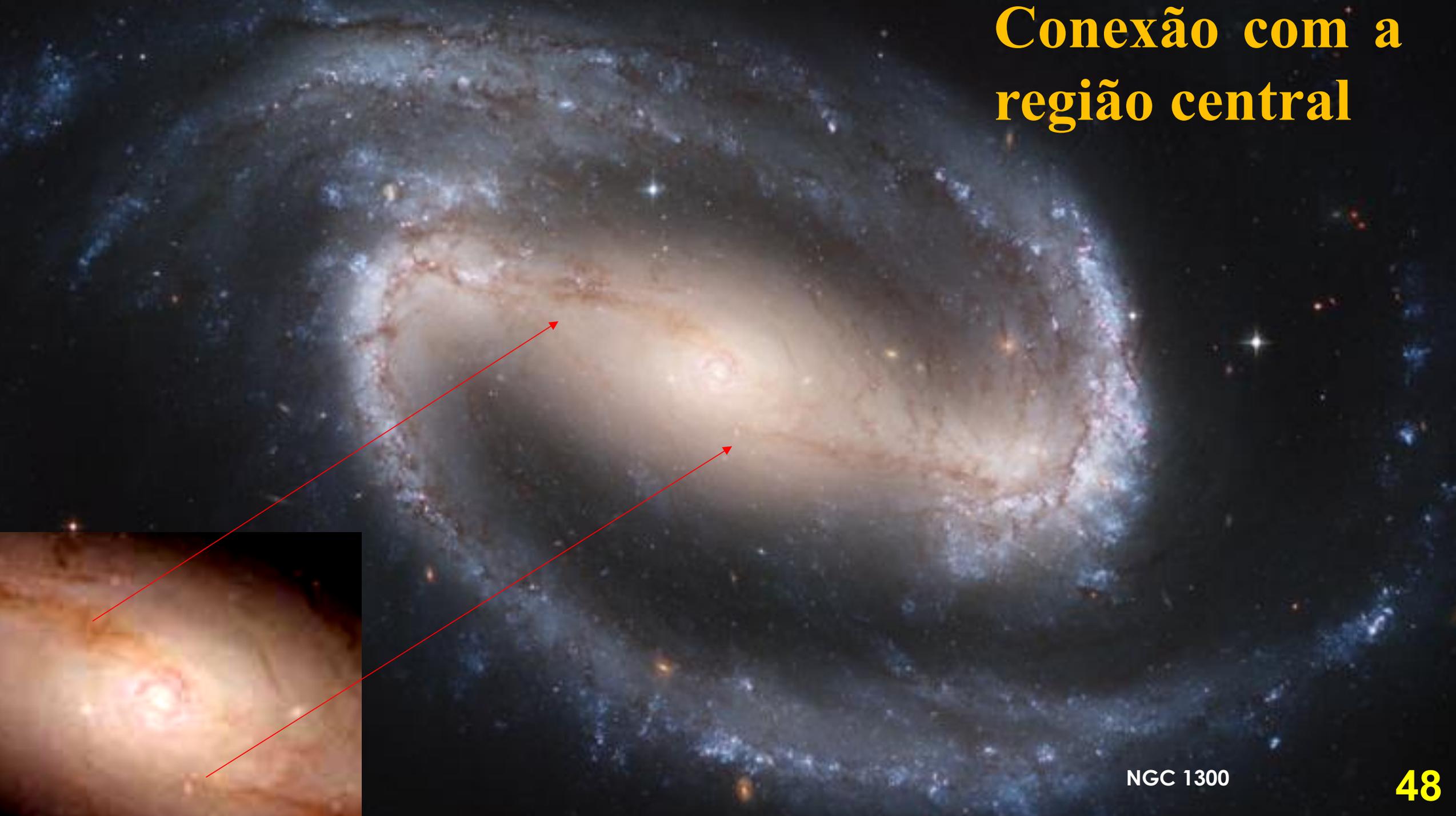
M51 no filtro I



M51

47

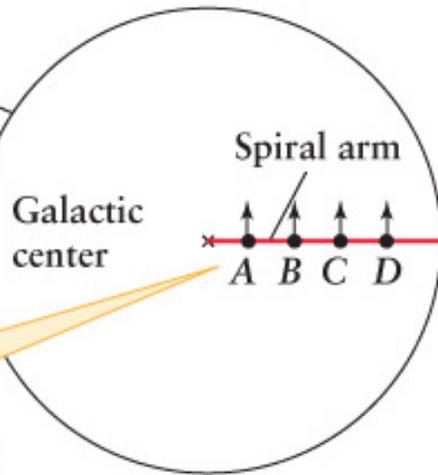
Conexão com a região central



NGC 1300

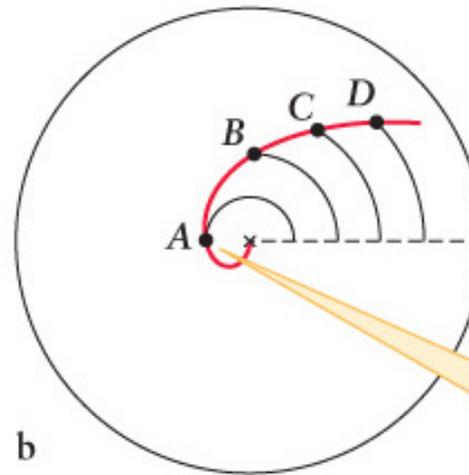
Observe que numa galáxia com uma curva de rotação plana temos $\Omega=V/r$ e portanto o período, $T=2\pi/\Omega=2\pi r/V$, decresce quando nos aproximamos da região central e seria inevitável observar o efeito de enrolamento progressivo dos braços espirais materiais.

Disk of the Galaxy (top view)



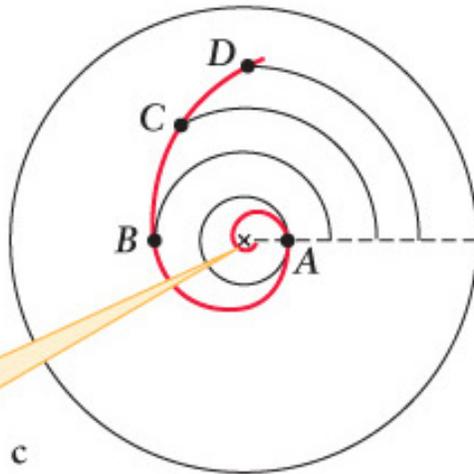
Imagine four stars in circular orbits that initially lie along a line extending from the galactic center. The stars have the same linear (straight line) speeds but travel in orbits of different sizes.

a



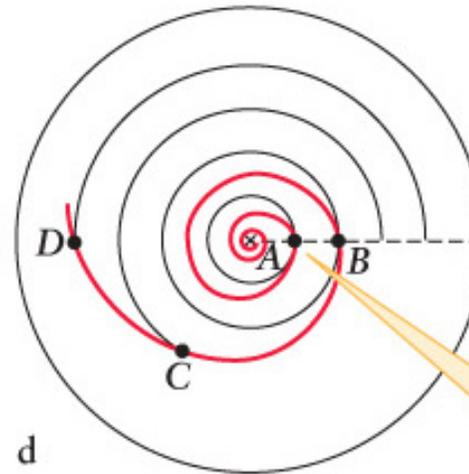
When star A has completed $1/2$ of an orbit, stars B, C, and D have only completed $1/4$ or less of an orbit.

b



After one orbit of star A, star B has completed only $1/2$ an orbit and stars C and D have fallen farther behind.

c



As star A completes its second orbit, the spiral continues to wind tighter.

d



Braços caóticos

NGC 3310

50



Braços delgados

NGC 4622

51

Um aspecto fundamental deste fenômeno é que, ao contrário do gás, as estrelas dos discos das galáxias espirais apresentam órbitas que são ligeiramente diferentes das órbitas circulares. O motivo é que, sendo um sistema não colisional, durante o seu movimento as estrelas do disco devem conservar simultaneamente tanto a energia como o momentum angular relativo ao eixo de rotação da galáxia.

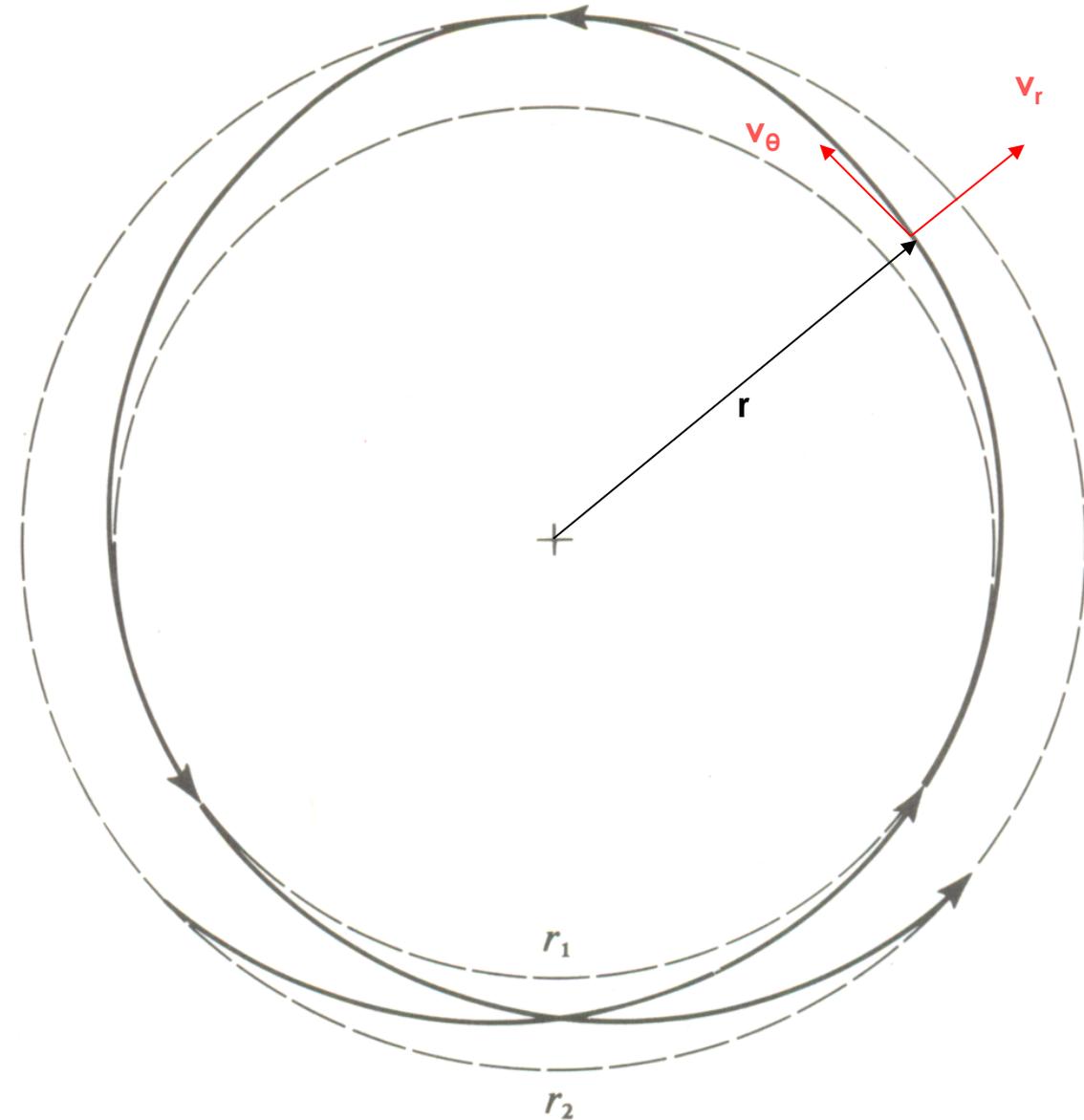
$$\frac{1}{2} v_r^2 + \frac{1}{2} v_\theta^2 - \frac{GM(r)}{r} = E_*$$

$$v_\theta r = L_{*z}$$

Portanto,

$$\frac{1}{2} v_r^2 = E_* + \frac{GM(r)}{r} - \frac{1}{2} \frac{L_{*z}^2}{r^2}$$

A consequência do termo de momentum angular no potencial efetivo é que para $L_{*z} \neq 0$ a estrela não consegue escapar do interior da região entre os raios r_1 e r_2 onde $v_r=0$. No entanto, normalmente, esta órbita em forma de roseta não é fechada, tal qual ocorre por exemplo nos sistemas planetários onde $M(r)=Cte$. Em consequência destas características, gradualmente, a estrela vai percorrendo todo o interior do anel entre r_1 e r_2 .



Como o movimento é distinto mas, ainda assim relativamente próximo de uma órbita circular, é possível descrevê-lo como a composição de uma órbita circular à qual superpomos uma órbita de epiciclo girando no sentido oposto ao movimento orbital.

É possível mostrar (veja Binney & Tremaine, 1985) que esta frequência de epiciclo é dada pela expressão

$$k^2 = 2\Omega/r \, d/dr(r^2\Omega)$$

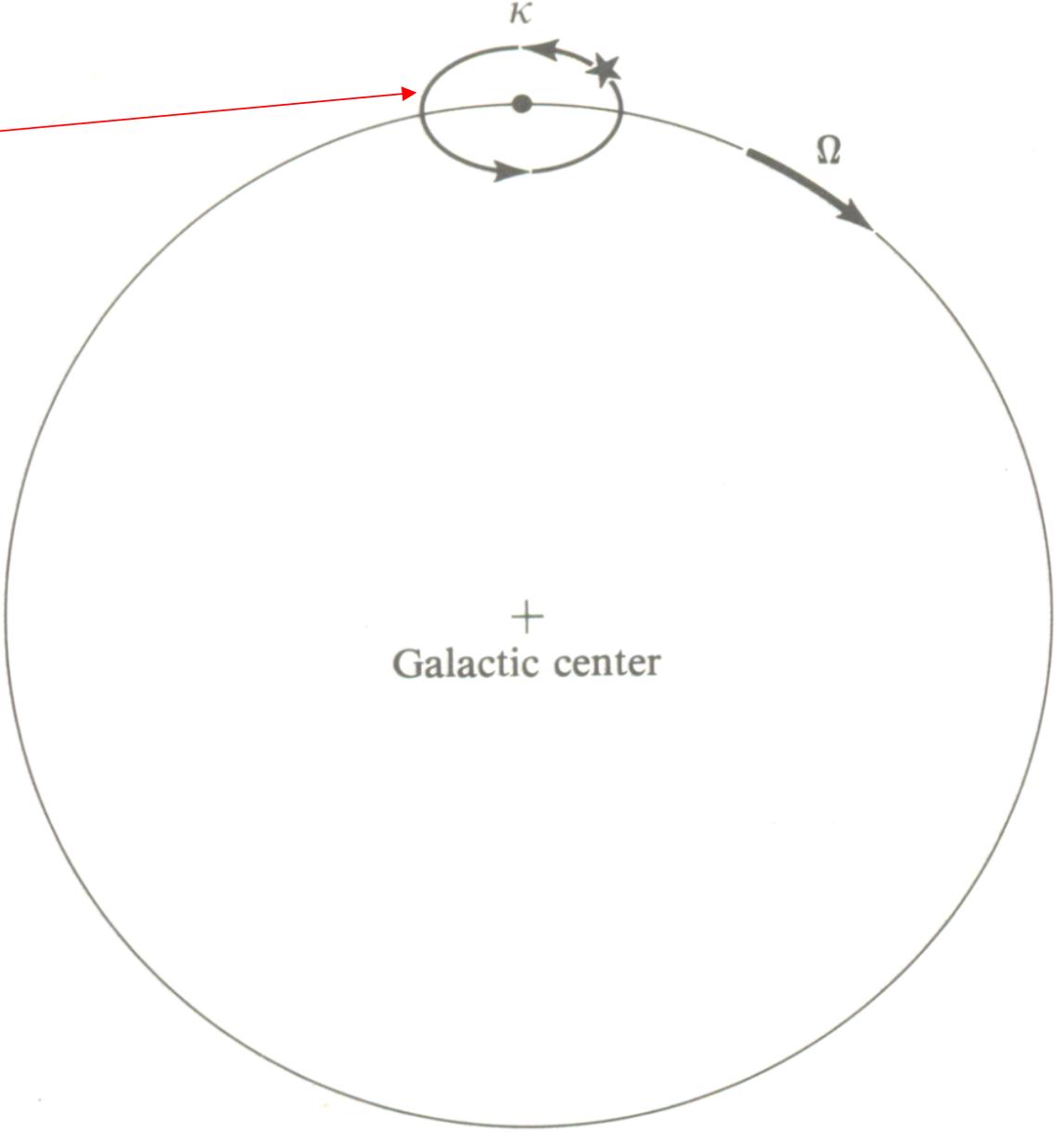
onde Ω representa a frequência angular do movimento circular.

No caso mais comum, observado nas galáxias espirais, temos na região externa uma velocidade circular de rotação aproximadamente constante,

$$V = \Omega r \sim C^{te}$$

resultando que

$$k = 2^{1/2} \Omega$$



NGC 4459 S0

Na década de 1960 o astrônomo B. Lindblad mostrou que mesmo considerando o movimento em epiciclo a órbita das estrelas do disco pode ser facilmente descrita em um referencial em rotação com a frequência angular

$$\Omega_p = \Omega - \kappa/2$$

O período de rotação deste referencial não inercial é naturalmente

$$T_p = 2\pi / \Omega_p = T_* / (1 - \kappa/2\Omega)$$

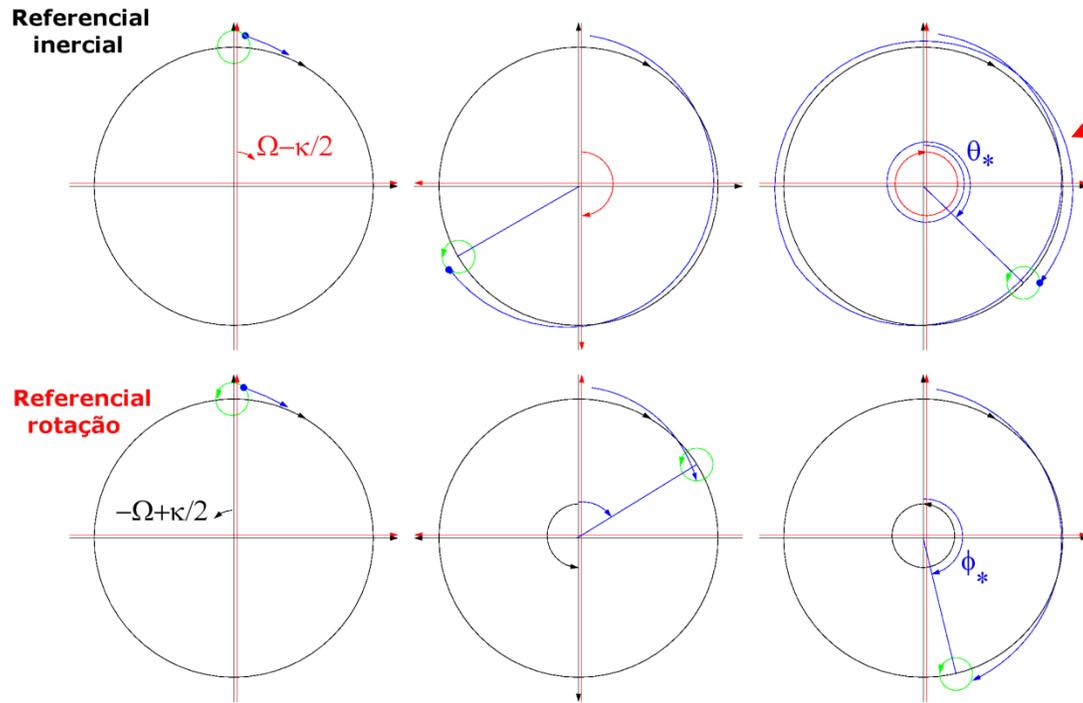
onde $T_* = 2\pi / \Omega$ representa o período do movimento circular do centro guia da estrela visto no referencial inercial. Enquanto o referencial não inercial (p) dá uma volta completa o centro guia da estrela deve

percorrer, no referencial inercial, um ângulo

$$\theta_* = \Omega T_p = 2\pi / (1 - \kappa/2\Omega)$$

Portanto um observador fixo no referencial p verá que a estrela deve ter percorrido um ângulo $\phi_* = \theta_* - 2\pi = 2\pi(\kappa/2\Omega) / (1 - \kappa/2\Omega)$. Em consequência, através de uma simples regra de três, podemos estimar que o período do centro guia da estrela neste referencial não inercial deve ser

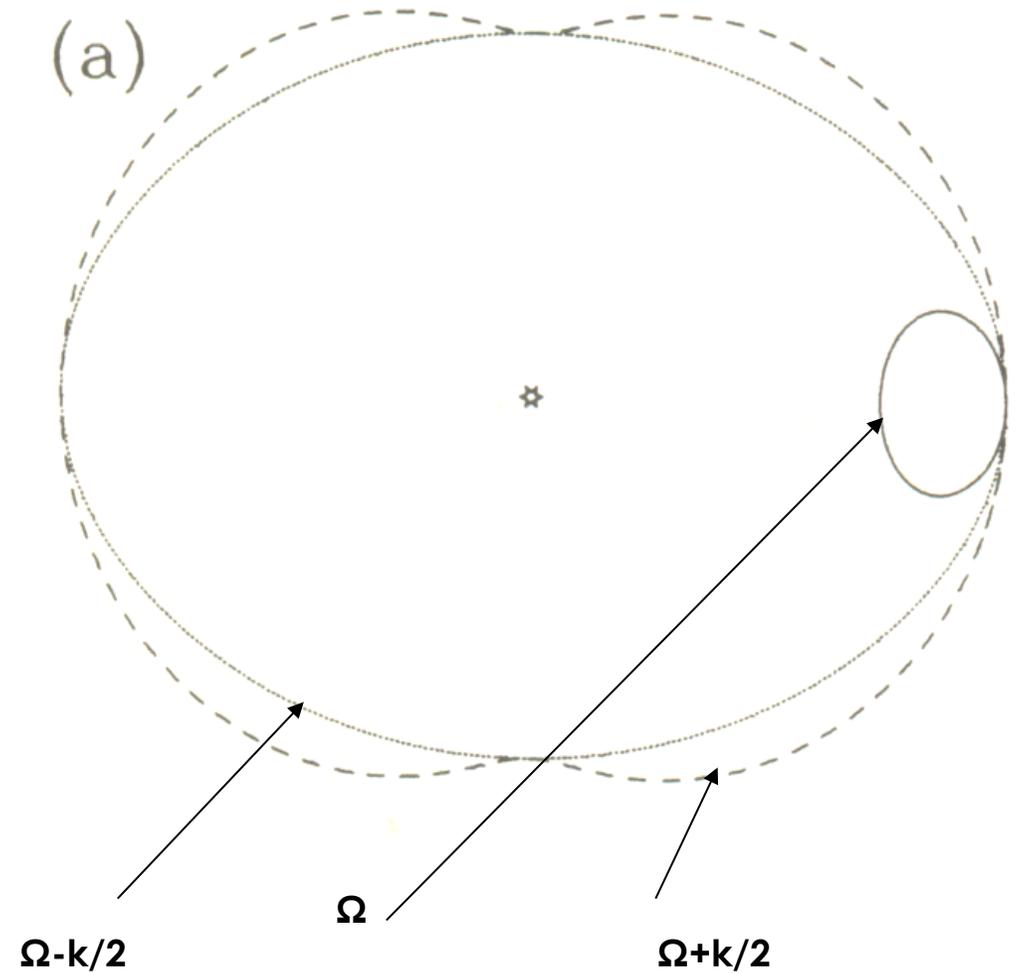
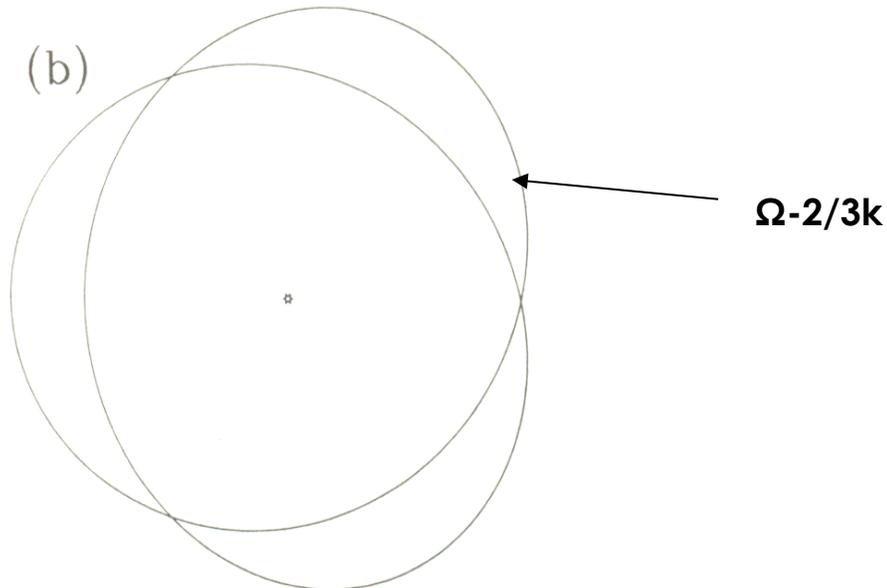
$$T_{*p} = 2\pi / \phi_* \quad T_p = T_* / (\kappa/2\Omega)$$



Ocorre que durante uma rotação completa da estrela no referencial não inercial (p) o movimento de epiciclo completou, no referencial inercial, um ângulo

$$\varphi_{*k} = kT_{*p} = kT_{*}/(k/2\Omega) = 2\Omega T_{*} = 2 \times 2\pi$$

Ou seja ocorreram duas voltas exatas no movimento de epiciclo e a estrela voltou portanto ao mesmo ponto em que iniciou o movimento! Este fenômeno de órbitas estelares fechadas ocorre em todos os referenciais ditos em rotação ressonante ($\Omega_p = \Omega - n/mk$), com n e m inteiros, como se vê pelas figuras.

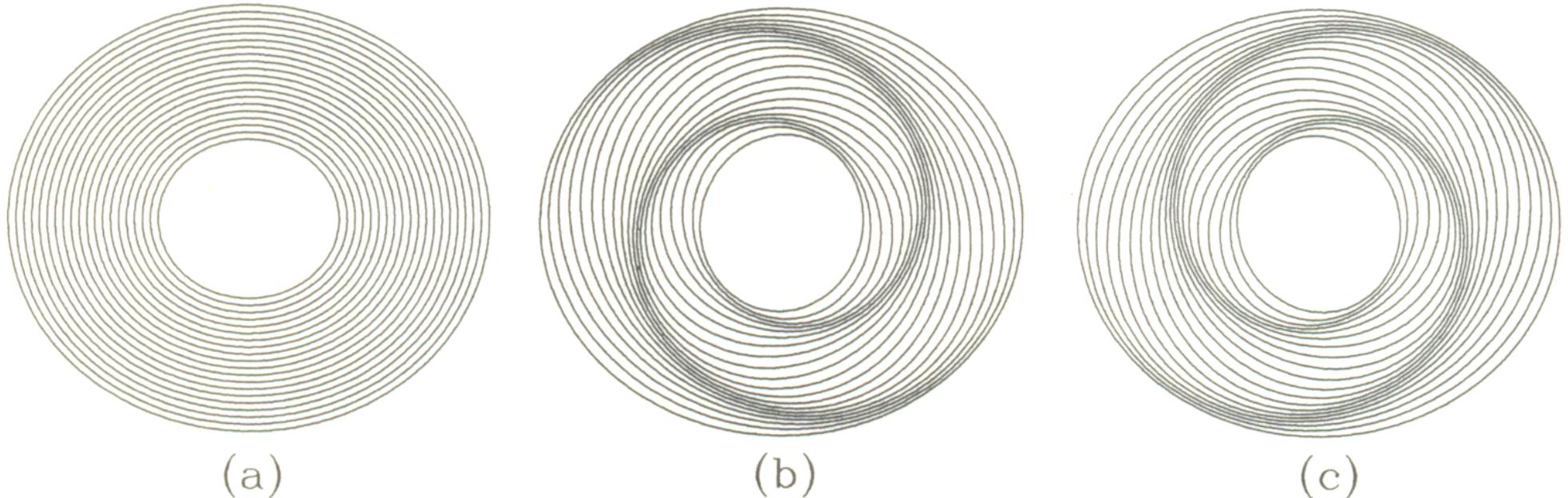


Para construir um sistema de braços espirais usando esta coincidência observada por Lindblad basta então orientar inicialmente as órbitas elípticas no referencial em rotação Ω_p atribuindo adequadamente uma fase inicial a cada uma delas. Neste sistema o padrão espiral de dois braços se mantém estável graças à estrutura ressonante (1:2) dos movimentos de epiciclos das órbitas estelares.

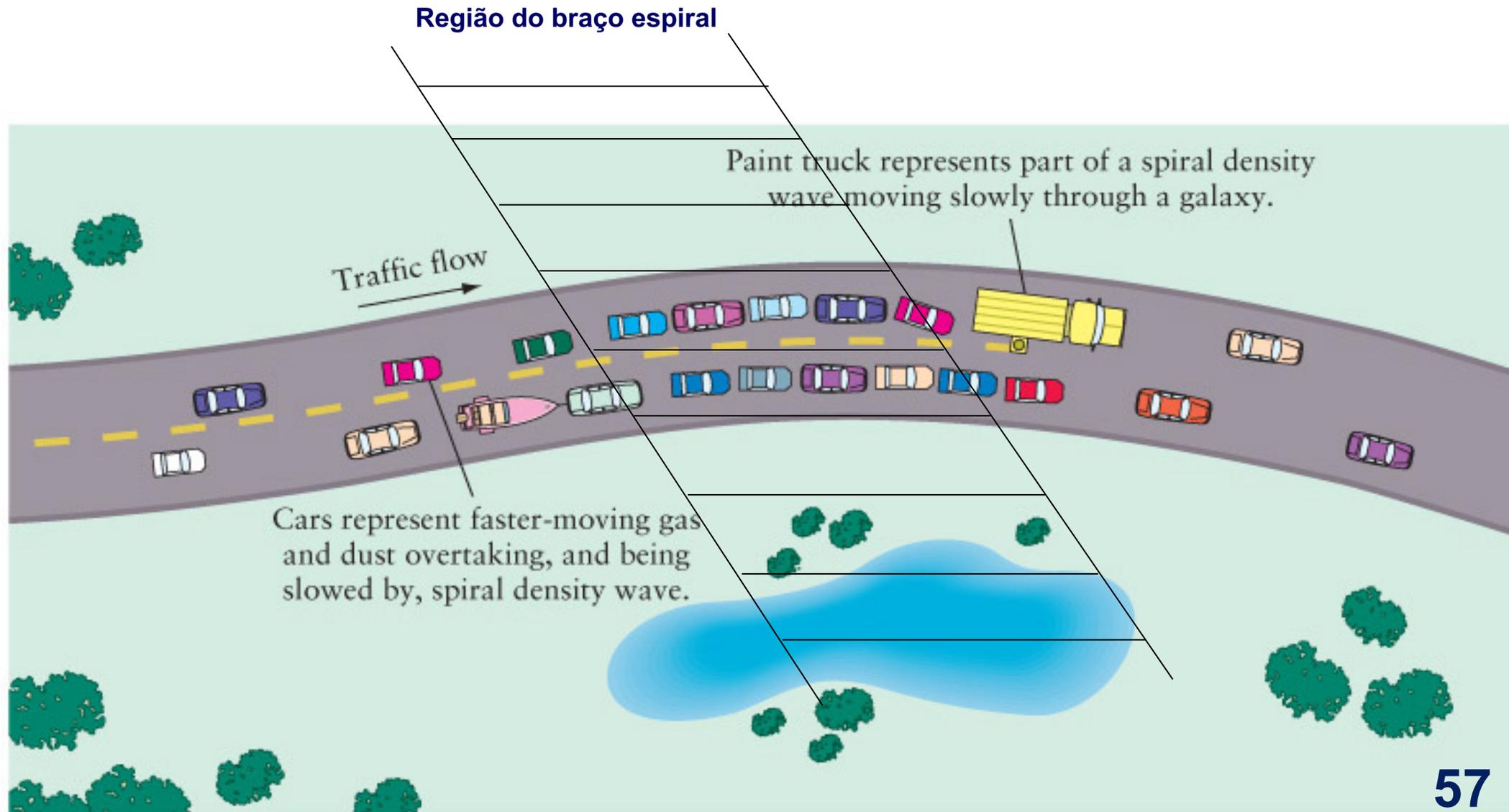
Esta é a explicação cinemática dos braços espirais na concepção de Lindblad!

Observe que o braço espiral está presente porque em cada instante um conjunto de estrelas diferentes se aproximam devido ao seu movimento de epiciclo. Quando estas se afastam outras tomam o seu lugar fazendo com o padrão espiral execute uma rotação exatamente idêntica à do referencial ressonante $\Omega_p = \Omega - k/2$.

Claro que existe ainda a dificuldade de explicar porque as órbitas se organizaram no início segundo o padrão espiral.

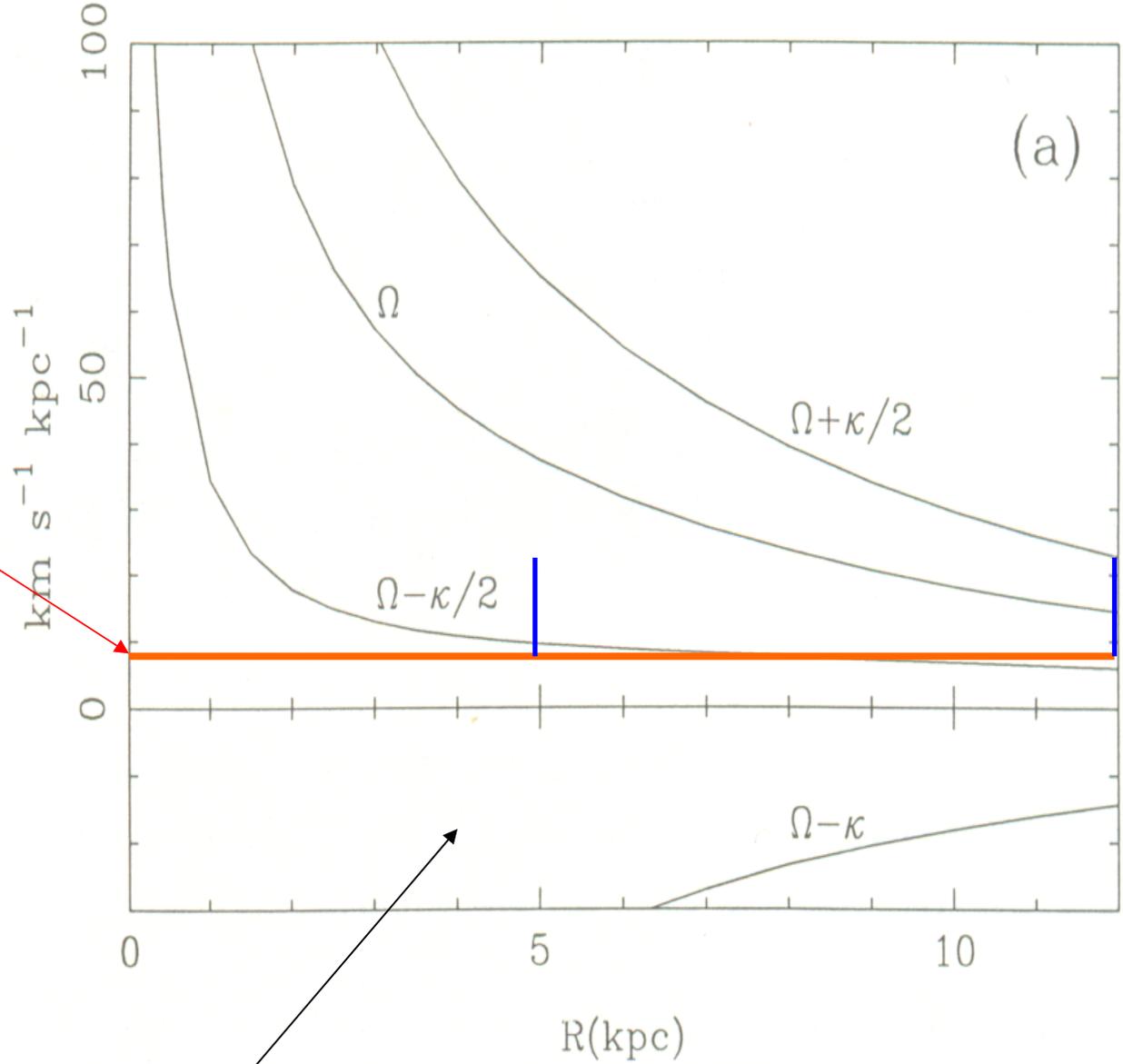


Nesta interpretação o efeito de passagem das estrelas pelos braços espirais é semelhante ao que ocorre em um engarrafamento de carros em uma rodovia. Para quem observa a partir de um helicóptero existe ali um excesso de veículos. Mas em cada instante a composição desta região se altera com a evolução gradual do tráfego.



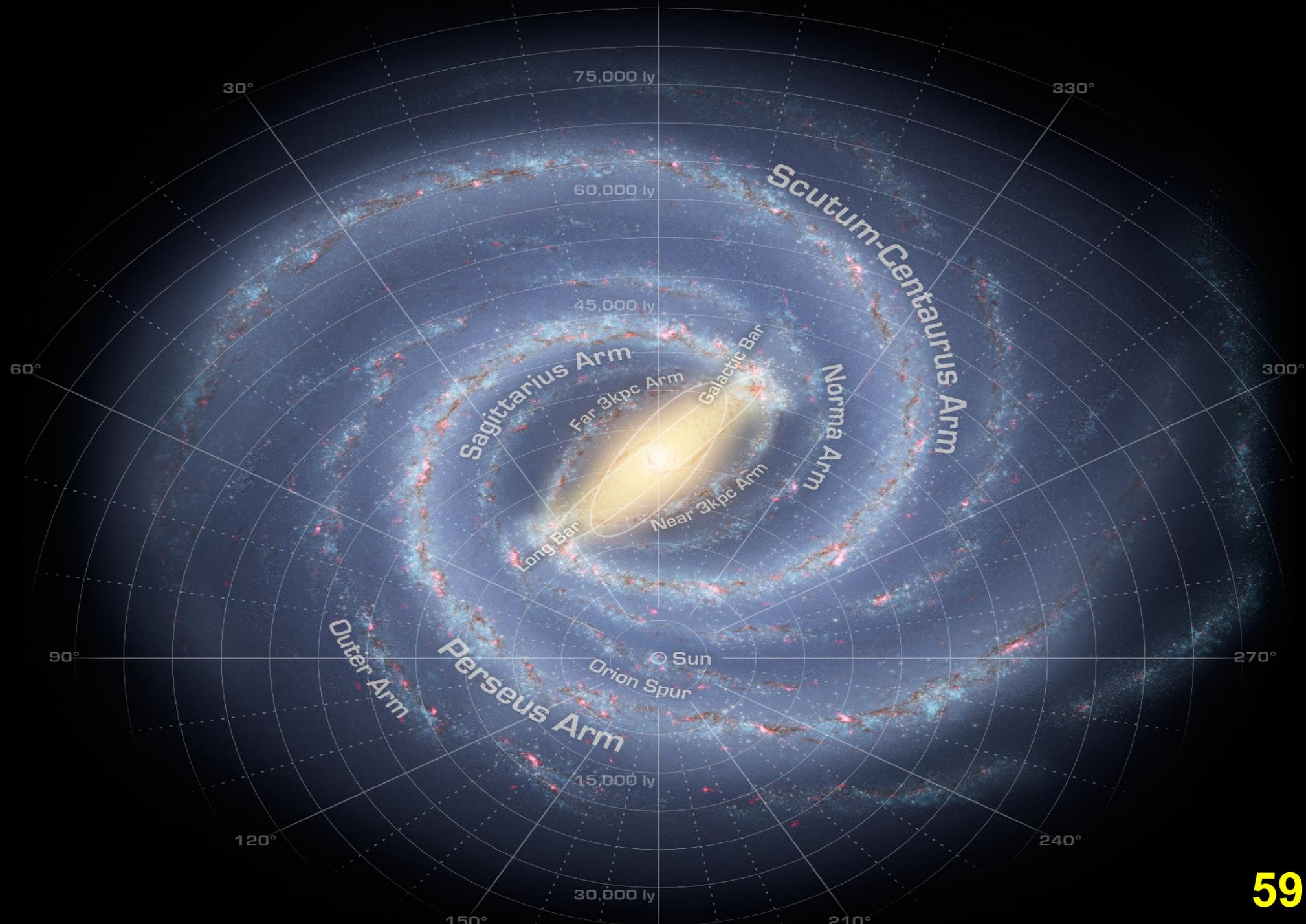
Ao observar as curvas de rotação das galáxias em geral Lindblad percebeu então que no referencial ressonante $\Omega_p = \Omega - \kappa/2$ o valor de Ω_p é, para alguns valores, praticamente constante sobre uma dimensão radial bastante importante.

Observe por exemplo o caso da Via Láctea em este fenômeno ocorre para $\Omega_p \sim 9 \text{ km/s/Kpc}$ em uma região que se estende desde 5 a cerca de 12 Kpc de distância radial. Esta coincidência é a base da interpretação cinemática dos braços espirais de acordo com Lindblad.

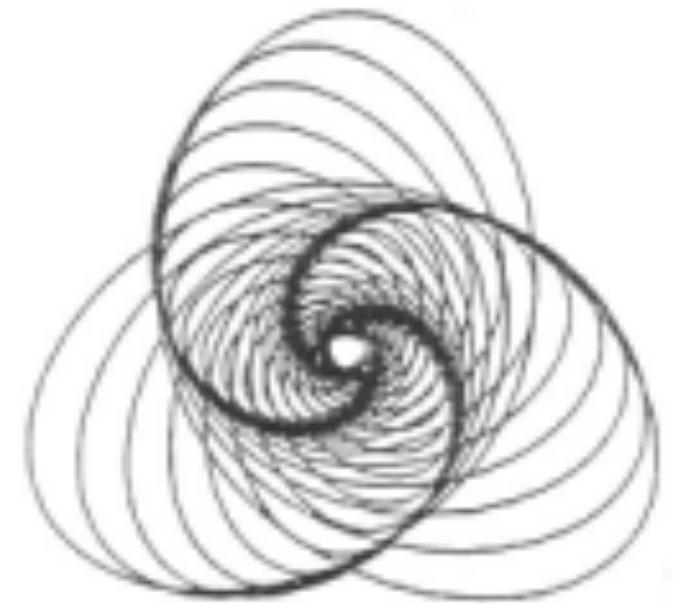


Modelo de Bahcall-Soneira para a Via Láctea

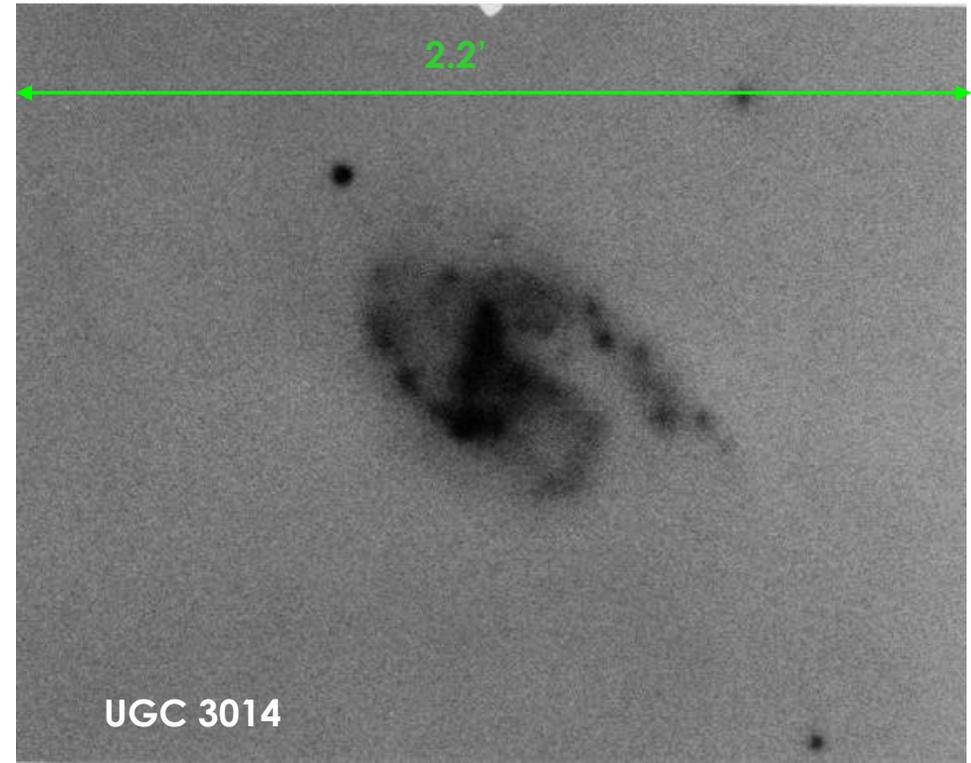
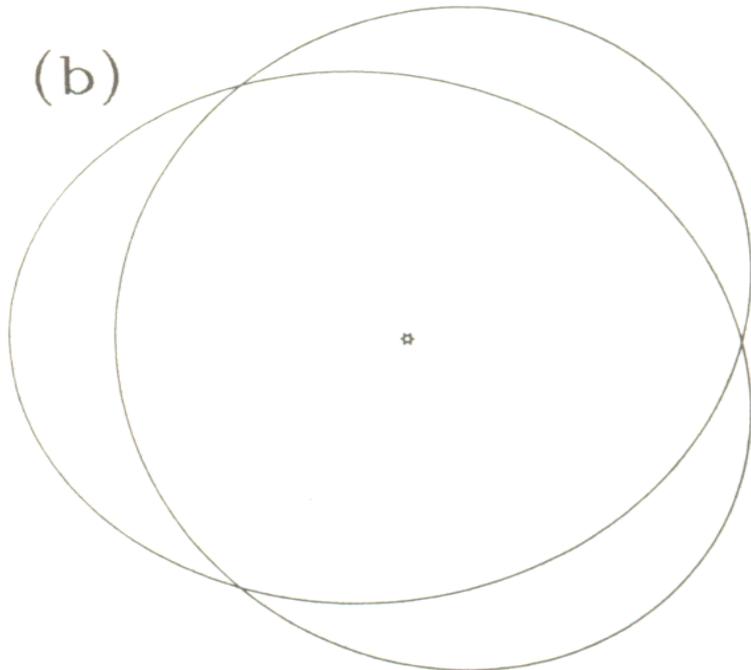
No caso da Via Láctea acredita-se que o padrão espiral apresente uma frequência angular $\Omega_p = 11$ km/s/Kpc com uma estrutura semelhante à da figura ao lado vista anteriormente. Observe que a velocidade angular do padrão espiral é distinta da velocidade angular do LSR que apresenta $\Omega \sim 28$ km/s/Kpc.



Em princípio seria possível construir estruturas espirais estáveis usando outros referenciais ressonantes, como o 3:2, ilustrado ao lado. O requisito básico é que em todos estes casos a velocidade angular do padrão ($\Omega_p = \Omega - n/m k$) deve se manter constante sobre uma dimensão radial suficientemente extensa para comportar a permanência do mesmo.



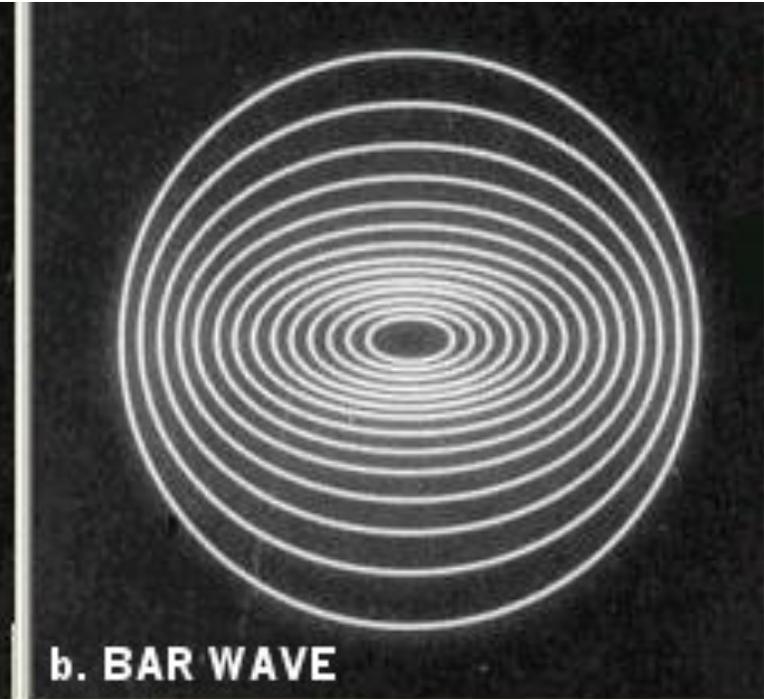
$$\Omega - 2/3k$$



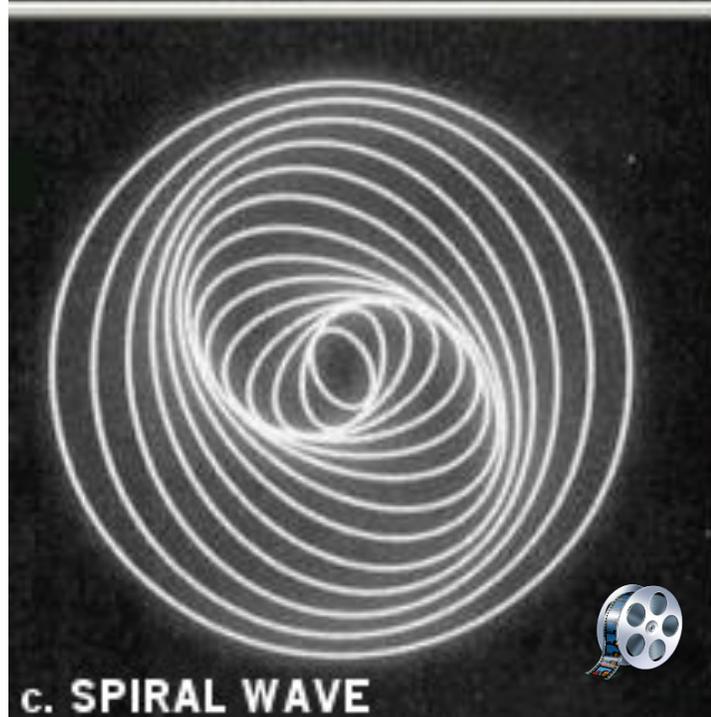
Nesta interpretação podemos imaginar que quando as órbitas estelares não estão organizadas não observamos qualquer padrão espiral (a). Eventualmente as órbitas se organizam em um padrão do tipo barra (b). Dependendo da extensão do arranjo a estrutura espiral pode ir até as regiões centrais (c). Outra possibilidade é que exista uma barra na região central a partir da qual saiam os braços espirais externos (d).



a. NO WAVE



b. BAR WAVE



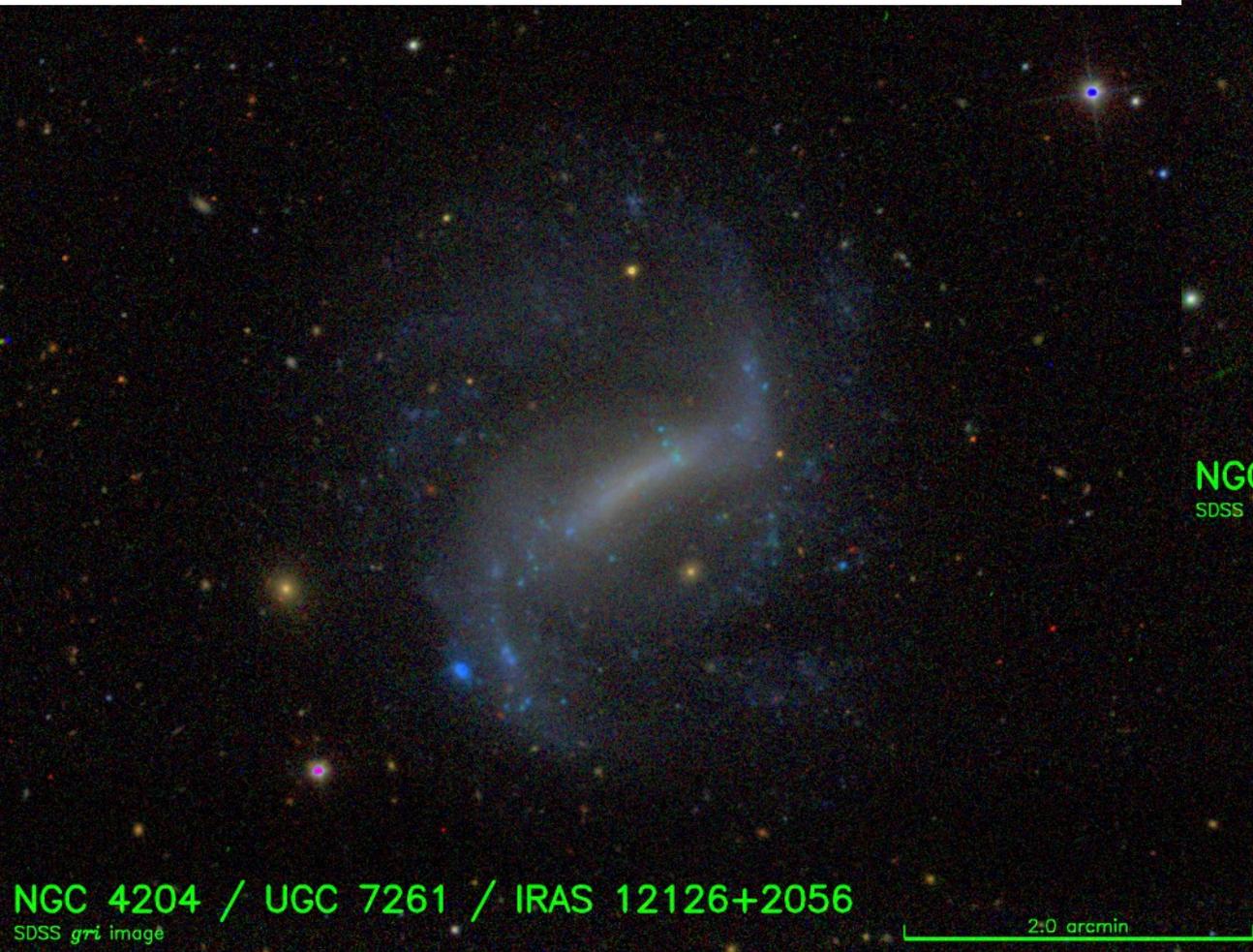
c. SPIRAL WAVE



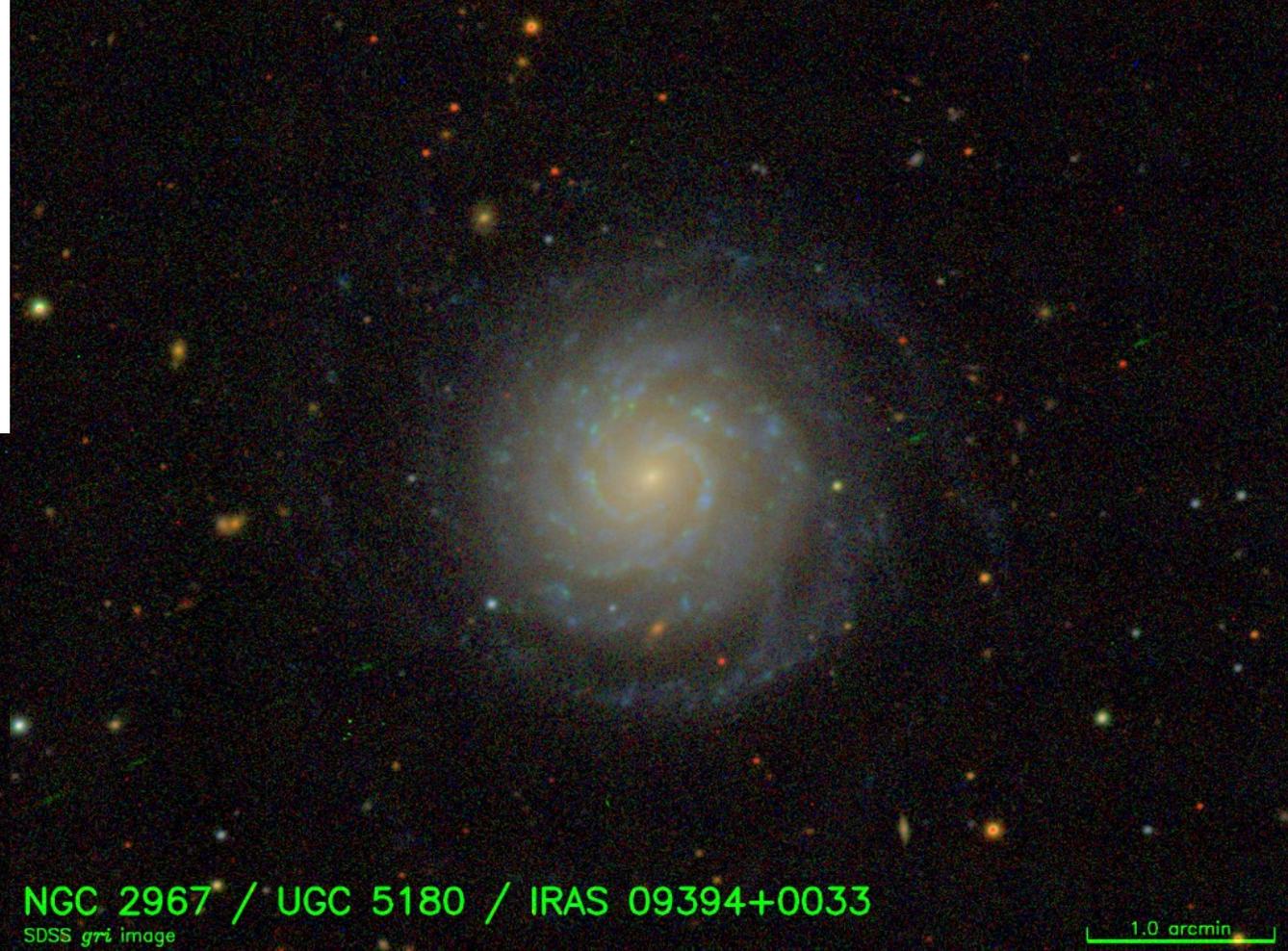
d. BARRED SPIRAL WAVE



Dois exemplos de galáxias com dois braços bem definidos, uma não barrada e a outra barrada.

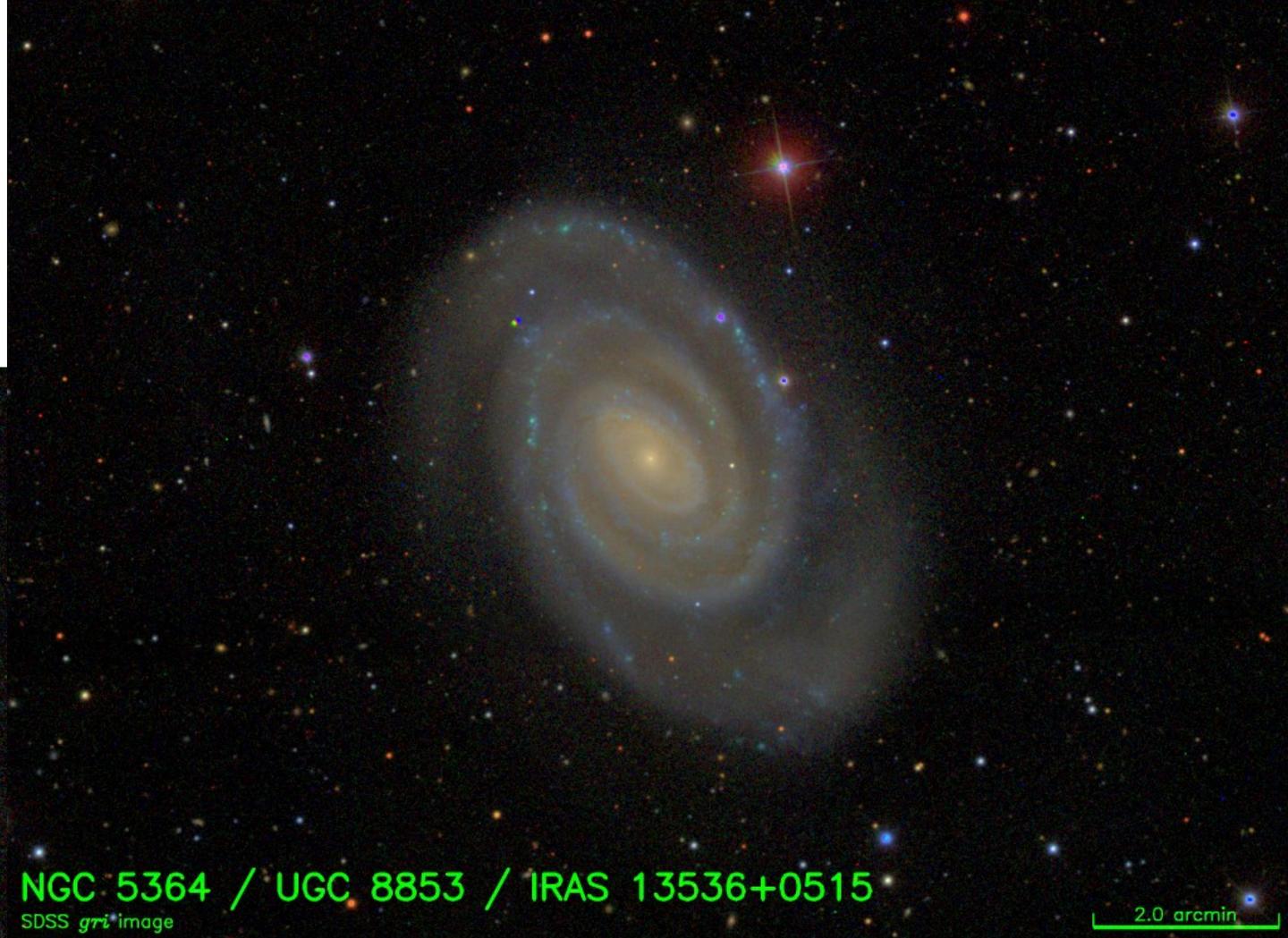
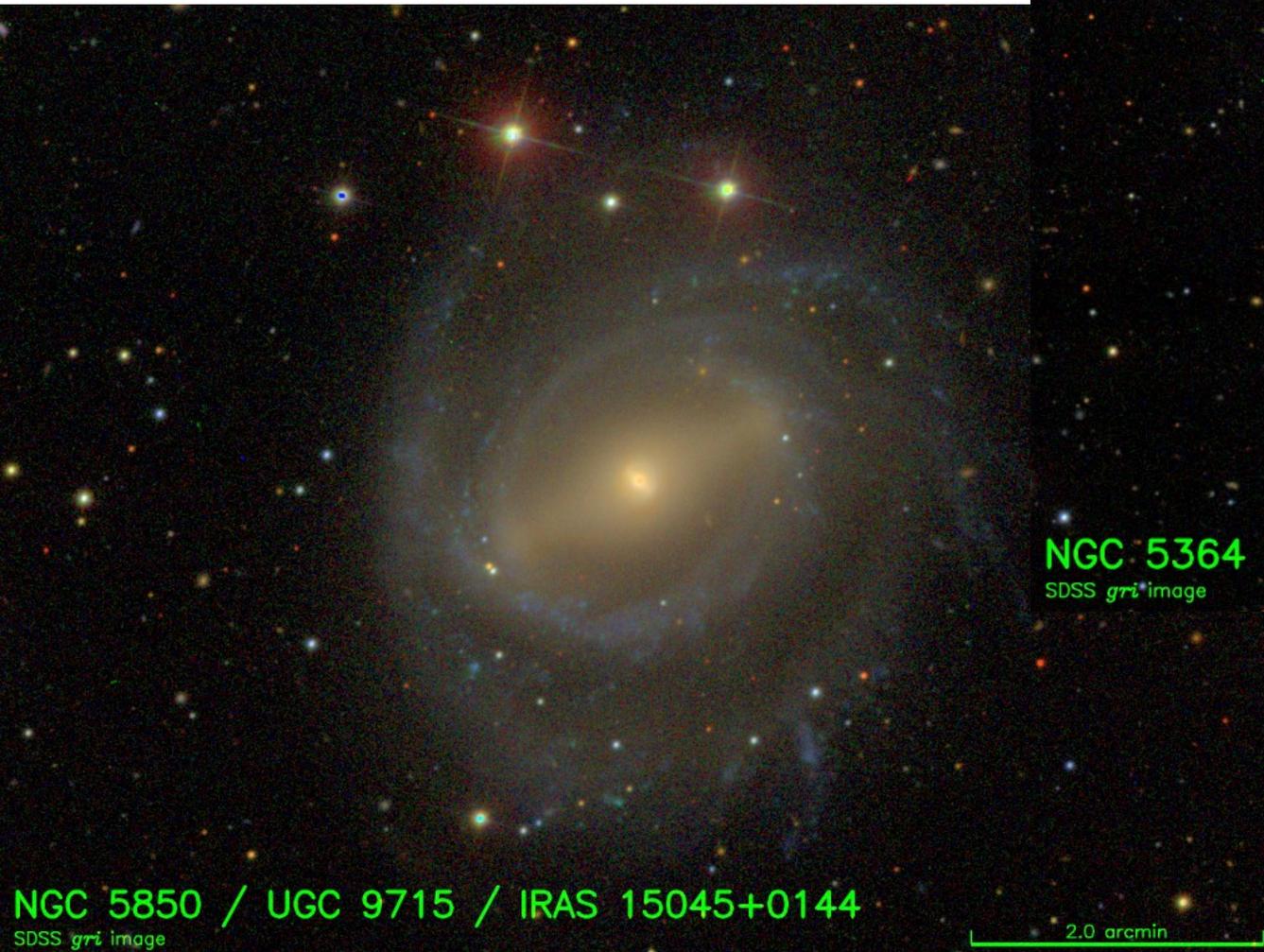


NGC 4204 / UGC 7261 / IRAS 12126+2056
SDSS *gri* image

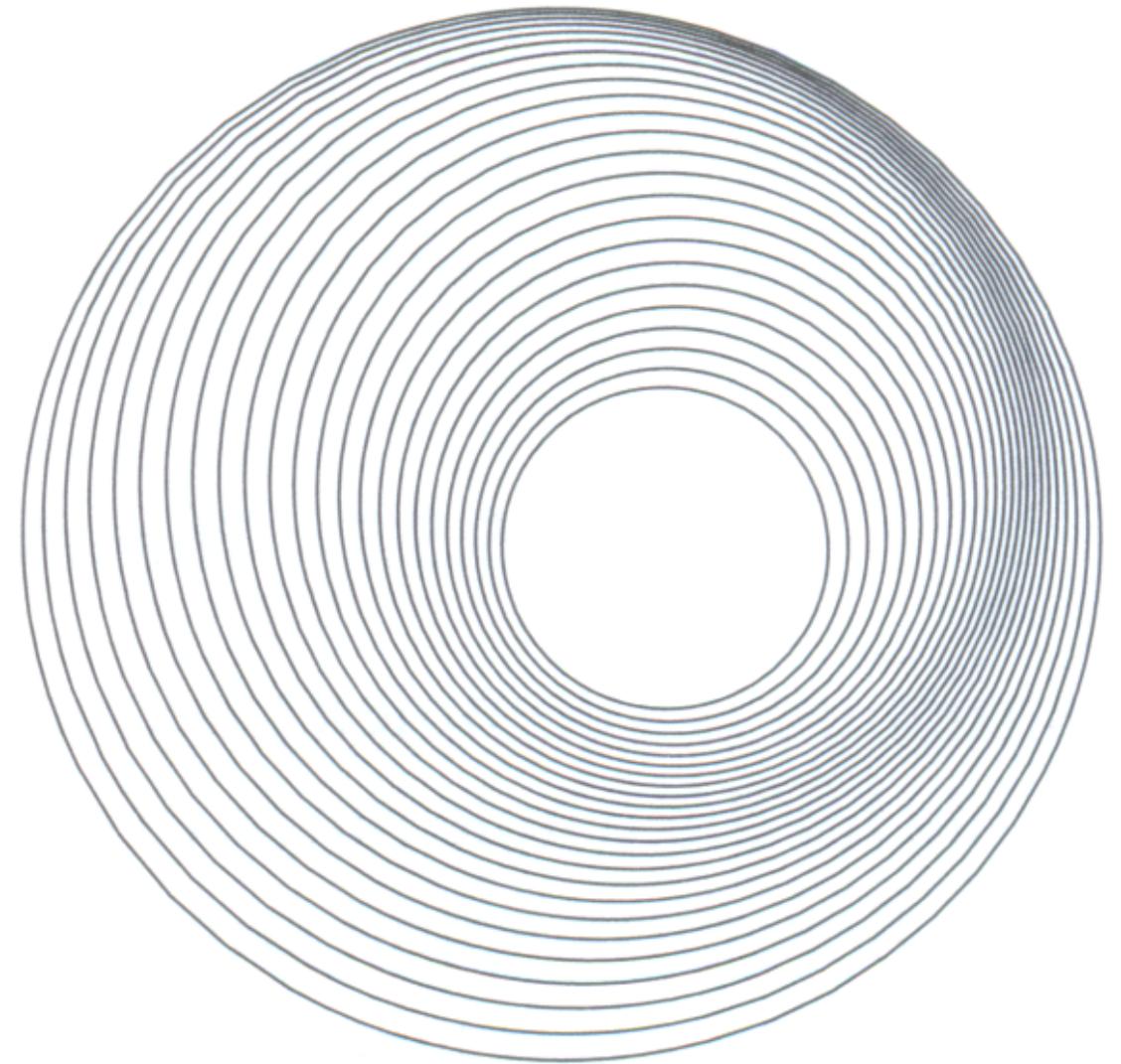
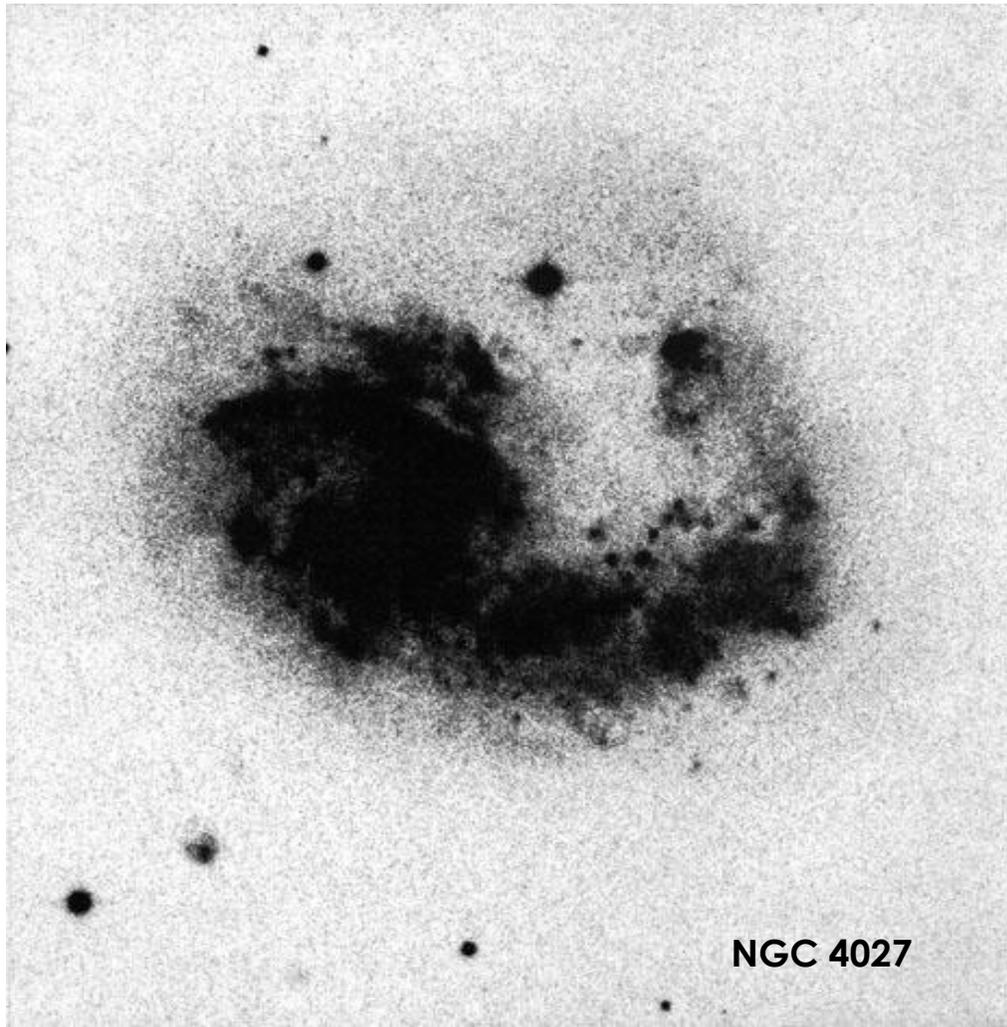


NGC 2967 / UGC 5180 / IRAS 09394+0033
SDSS *gri* image

Em alguns casos, seja nas barradas ou nas não barradas, os braços parecem se originar em um anel interno.



Em princípio, apesar de incomuns, é possível construir casos de galáxias com apenas um único braço espiral. Nesta situação é necessário deslocar o centro das órbitas externas requerendo muito provavelmente a interação com algum outro objeto próximo.



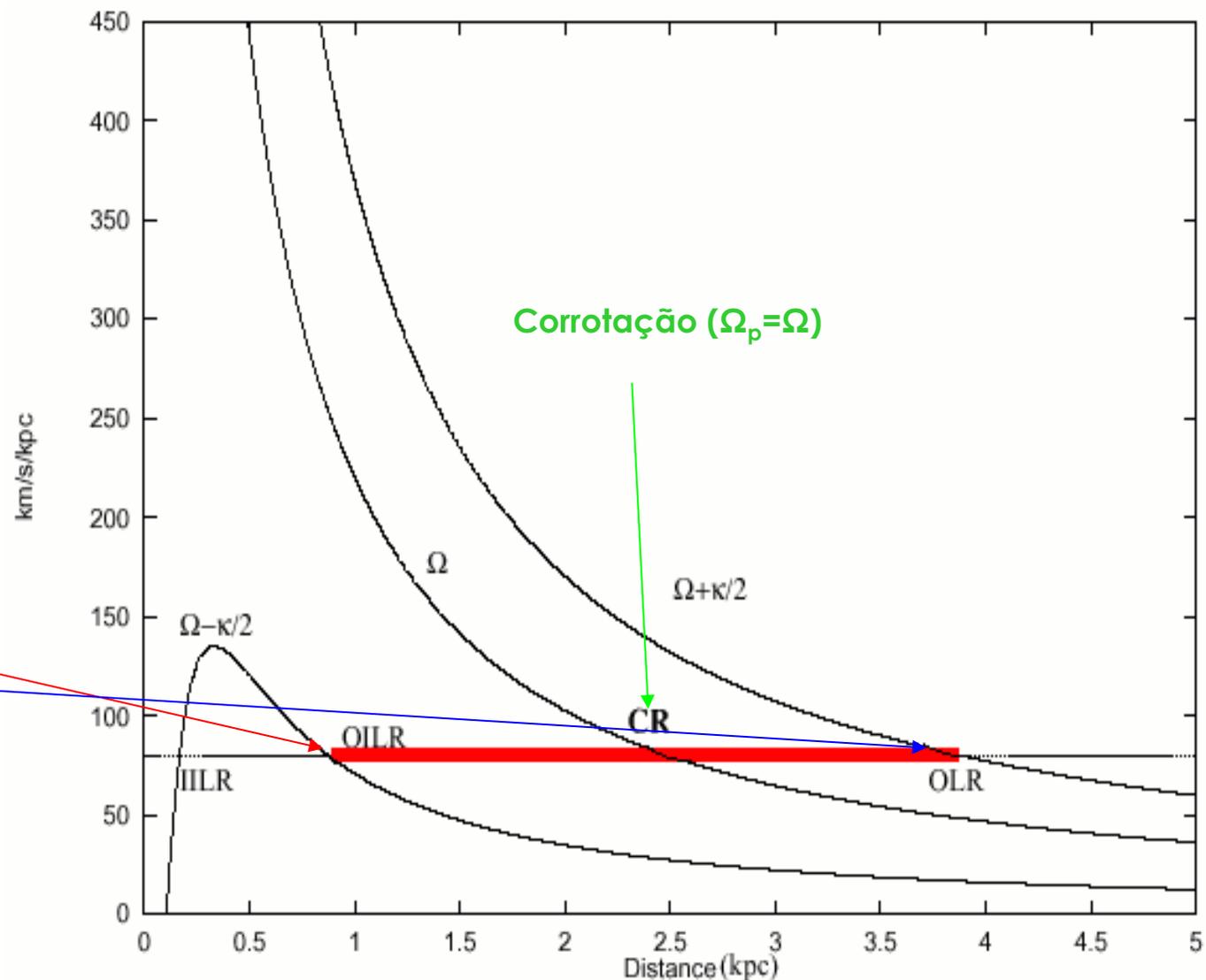
A interpretação cinemática de Lindblad é um grande avanço mas não pode ser considerada como uma teoria definitiva. Primeiro porque é possível mostrar que os pequenos desvios de $\Omega - k/2$ em relação a um valor constante destruiriam gradualmente os braços espirais. Em segundo lugar resta ainda justificar porque o padrão espiral se organiza como tal em um dado instante

A interpretação ondulatória de Lin e Shu (1966) mostra que perturbações aleatórias de densidades modificam o potencial gravitacional que por sua vez afeta consistentemente a distribuição de movimento das estrelas mantendo coesa a estrutura dos braços espirais durante longos períodos de tempo.



Na interpretação ondulatória não é estritamente necessário que $\Omega - k/2$ seja perfeitamente constante, mas deve estar próximo desta região. Neste caso é possível mostrar que a onda espiral deve sobreviver apenas no intervalo entre a ressonância interna de Lindblad ($\Omega_p = \Omega - k/2$), **ILR**, e a ressonância externa de Lindblad ($\Omega_p = \Omega + k/2$), **OLR**.

Acredita-se que os anéis internos e externos, vistos em muitos objetos, ocorram na ILR e OLR respectivamente.



Eventualmente o disco pode não apresentar a ILR e neste caso os braços espirais poderiam cruzar toda a região central da galáxia.

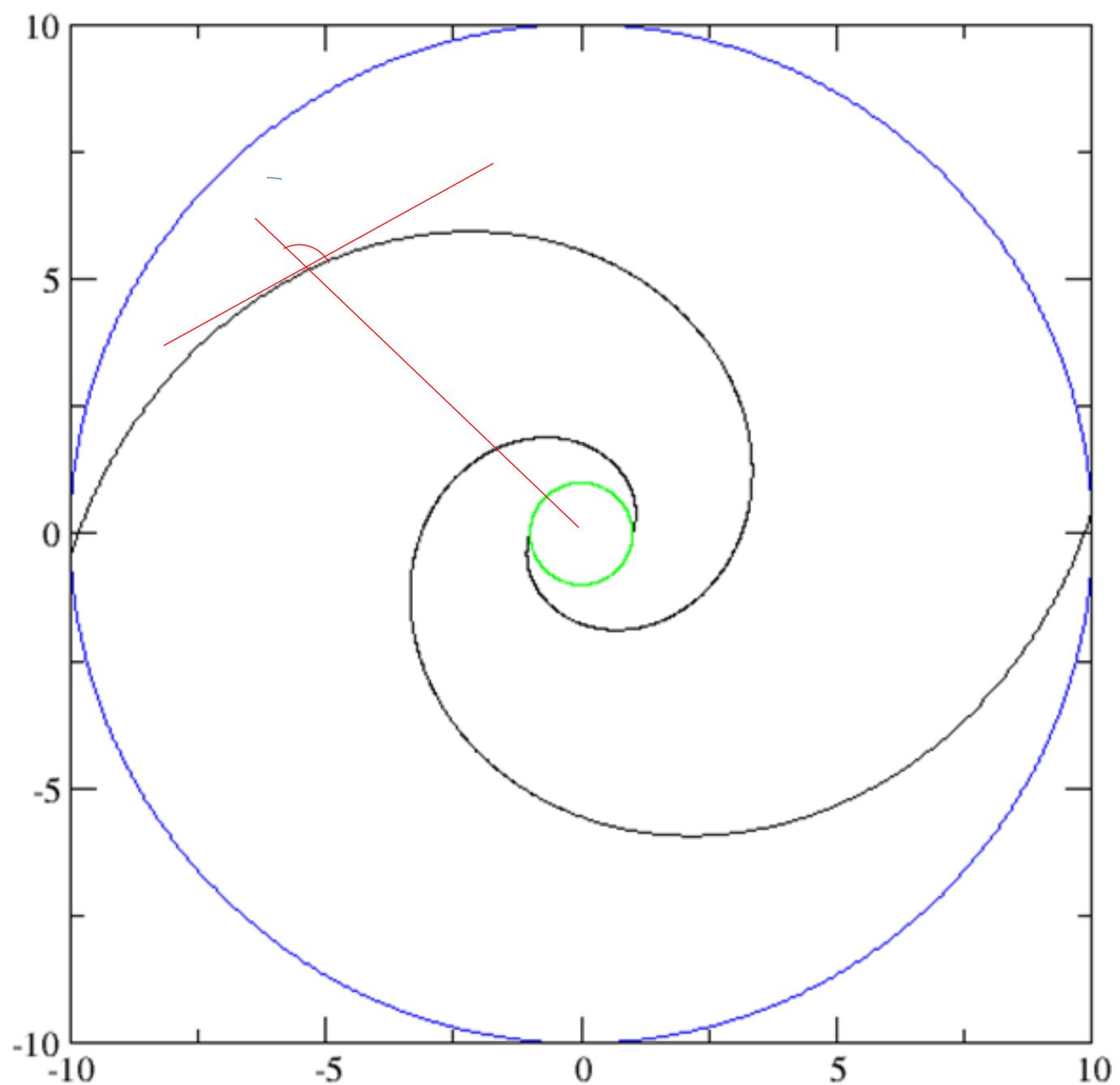
Uma característica interessante relacionada às ondas espirais é que normalmente os braços resultantes podem ser aproximadamente descritos por uma curva denominada espiral logarítmica

$$r=r_0e^{b\Psi}$$

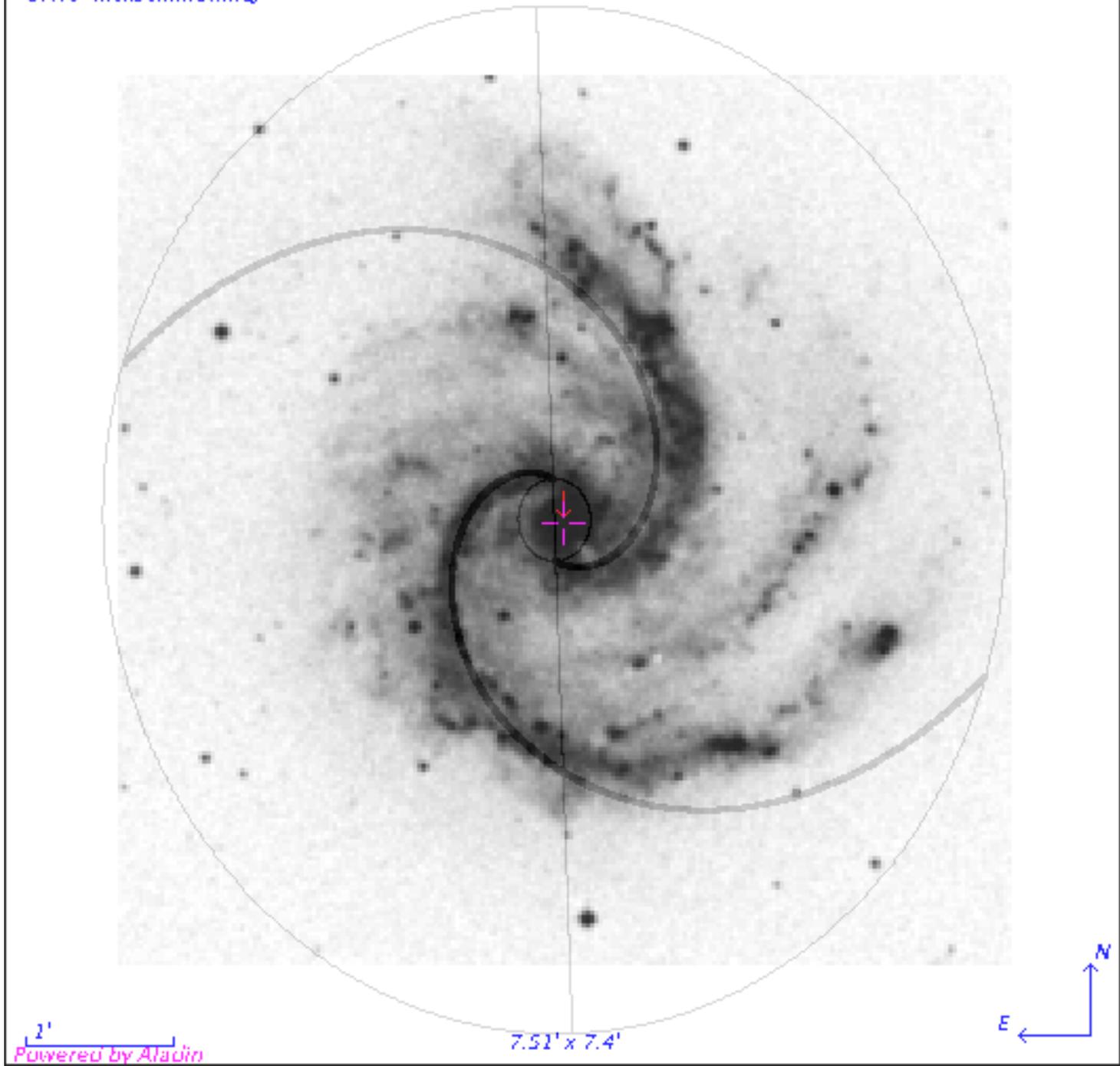
onde r e Ψ representam as coordenadas radial e azimutal no plano do disco. Esta figura geométrica tem a propriedade de que o ângulo entre a tangente à curva e a direção radial é constante. O complemento deste ângulo é o chamado ângulo de passo (pitch angle) e seu valor é

$$\rho=\pi/2 - \arctan(1/b)$$

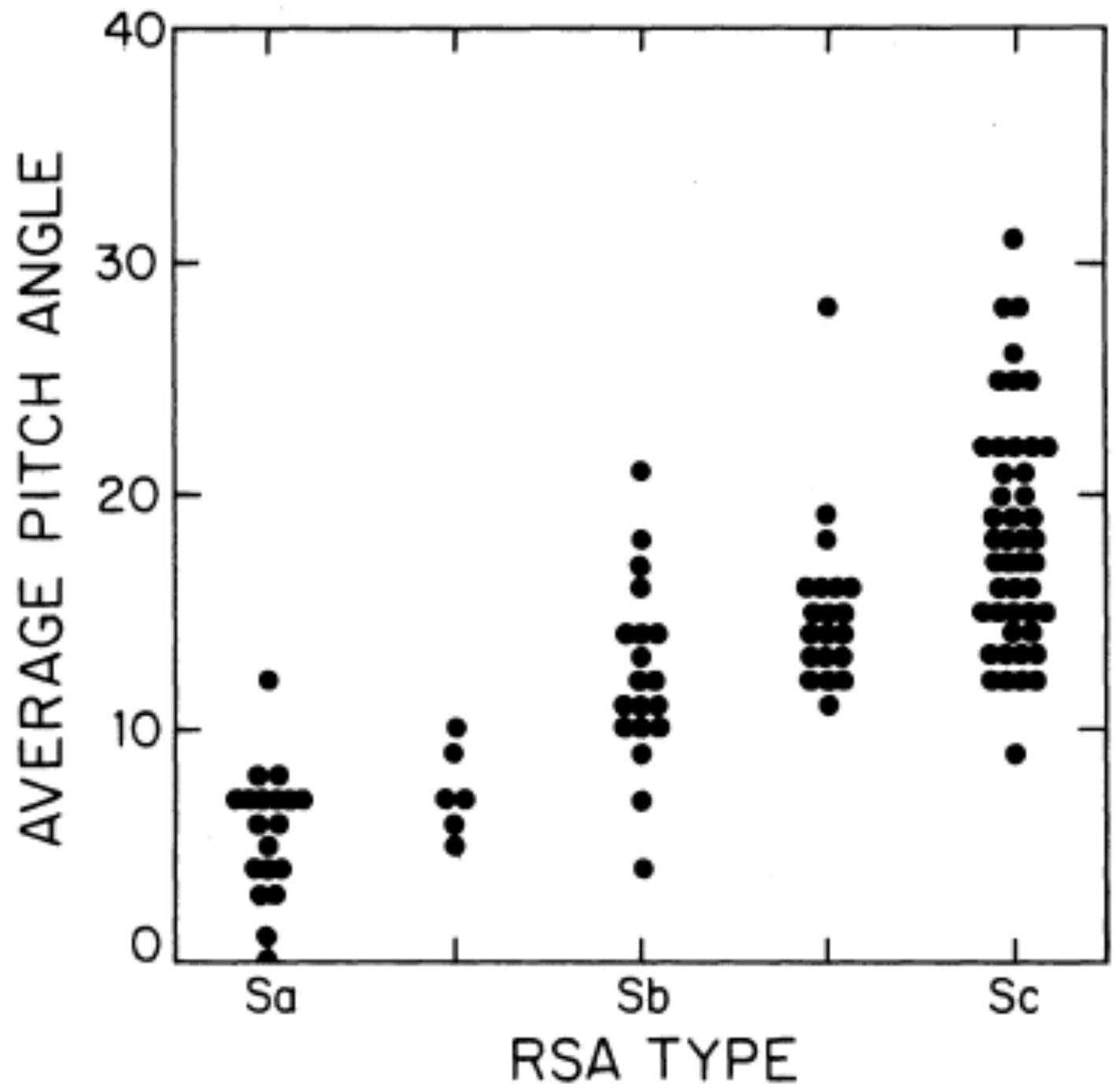
indicando que o parâmetro b controla o grau de abertura da espiral logarítmica. Quando b tende ao valor $b=0$ o ângulo de passo tende a zero e a figura da espiral se transforma em um círculo.



Exemplo de aplicação da
espiral logarítmica na
imagem de uma galáxia.

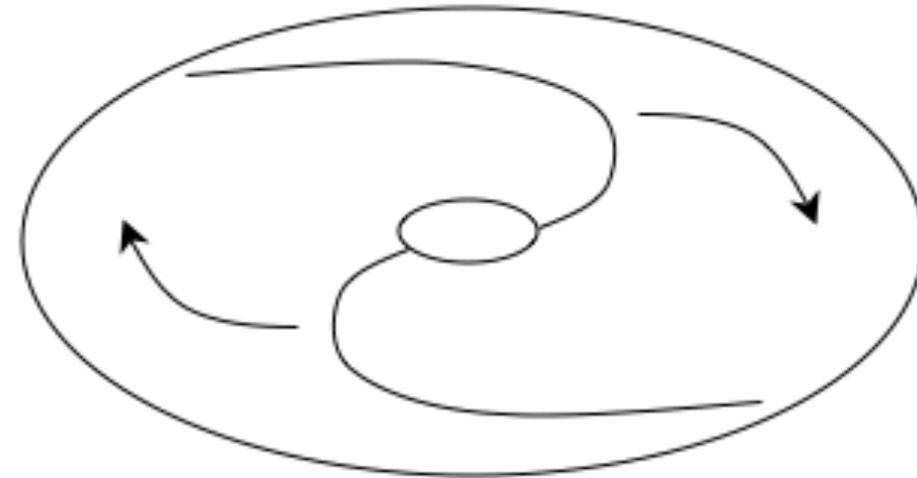


O pitch angle apresenta uma variação sistemática com o tipo morfológico. Este efeito detectado por Kennicutt indica que nas espirais do tipo mais jovem o pitch angle tende a ser menor, indicando uma figura mais fechada. Ao contrário, nas espirais do tipo tardio, o pitch angle é maior, indicando braços espirais mais abertos.

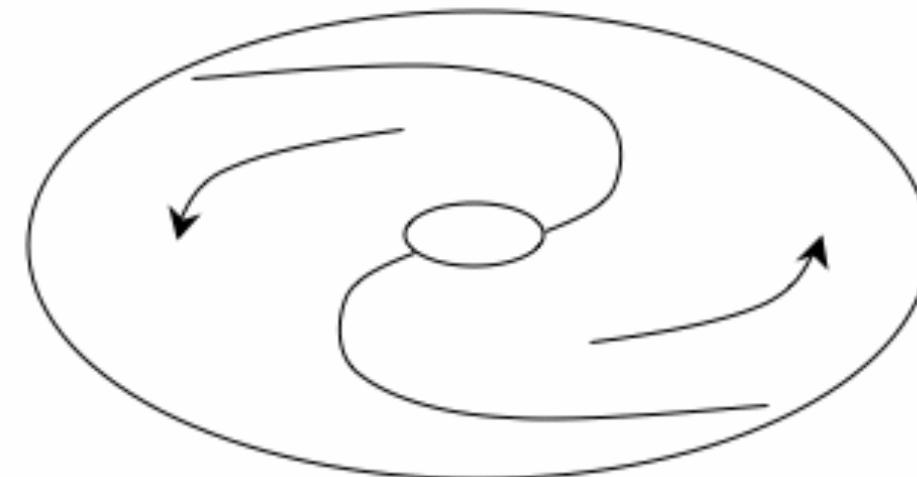


Uma outra discussão interessante consiste em determinar como a curvatura dos braços espirais se comportam em relação ao sentido de rotação do disco. No caso de braços de tipo trailing os extremos dos braços apontam para a direção oposta ao sentido de rotação. Ao contrário nos braços leading os extremos dos braços apontam para a mesma direção de rotação do disco. Em vários casos as indicações são de que os braços espirais são preferencialmente do tipo trailing. Mas existem casos onde se suspeita que os braços podem ser do tipo leading.

Trailing Arms

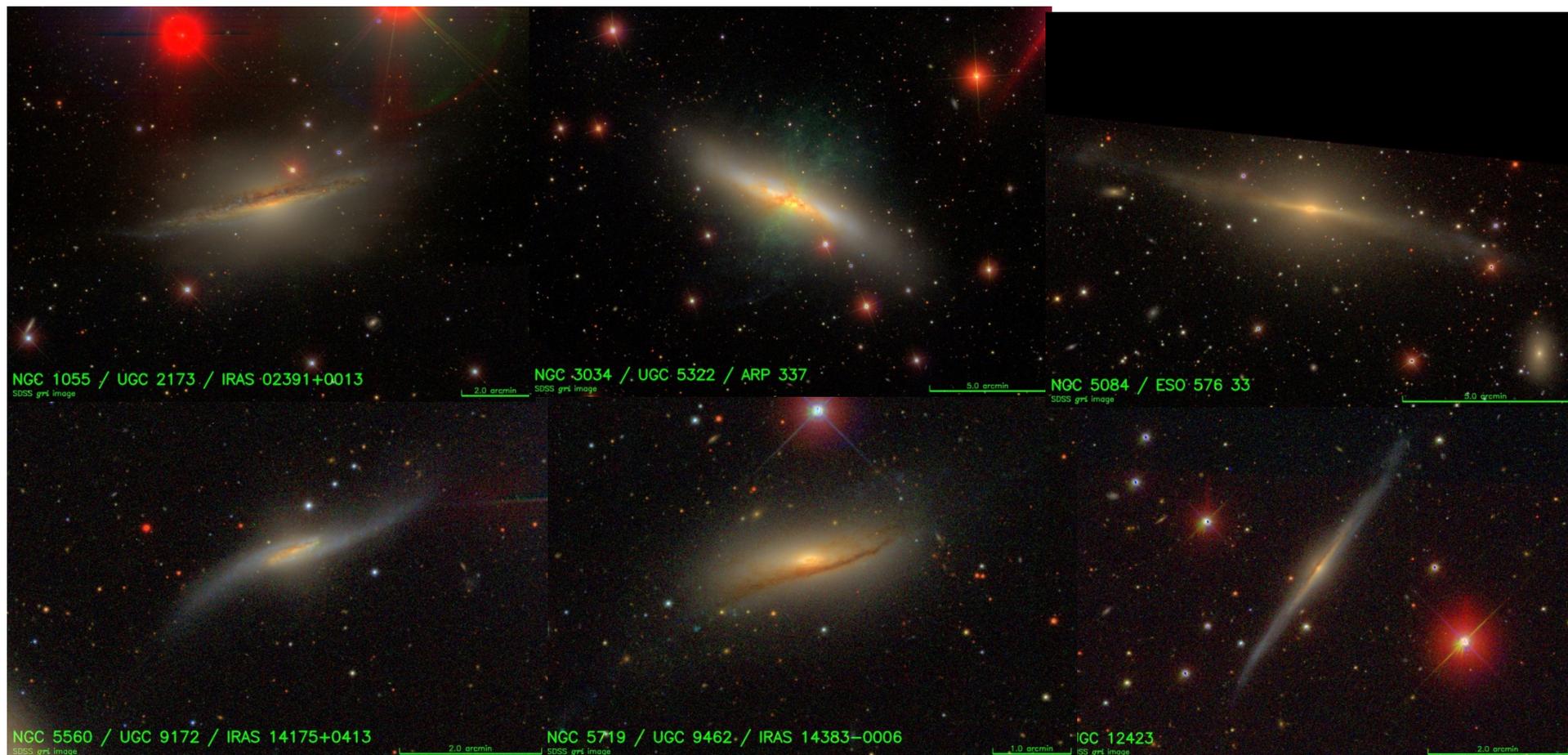


Leading Arms

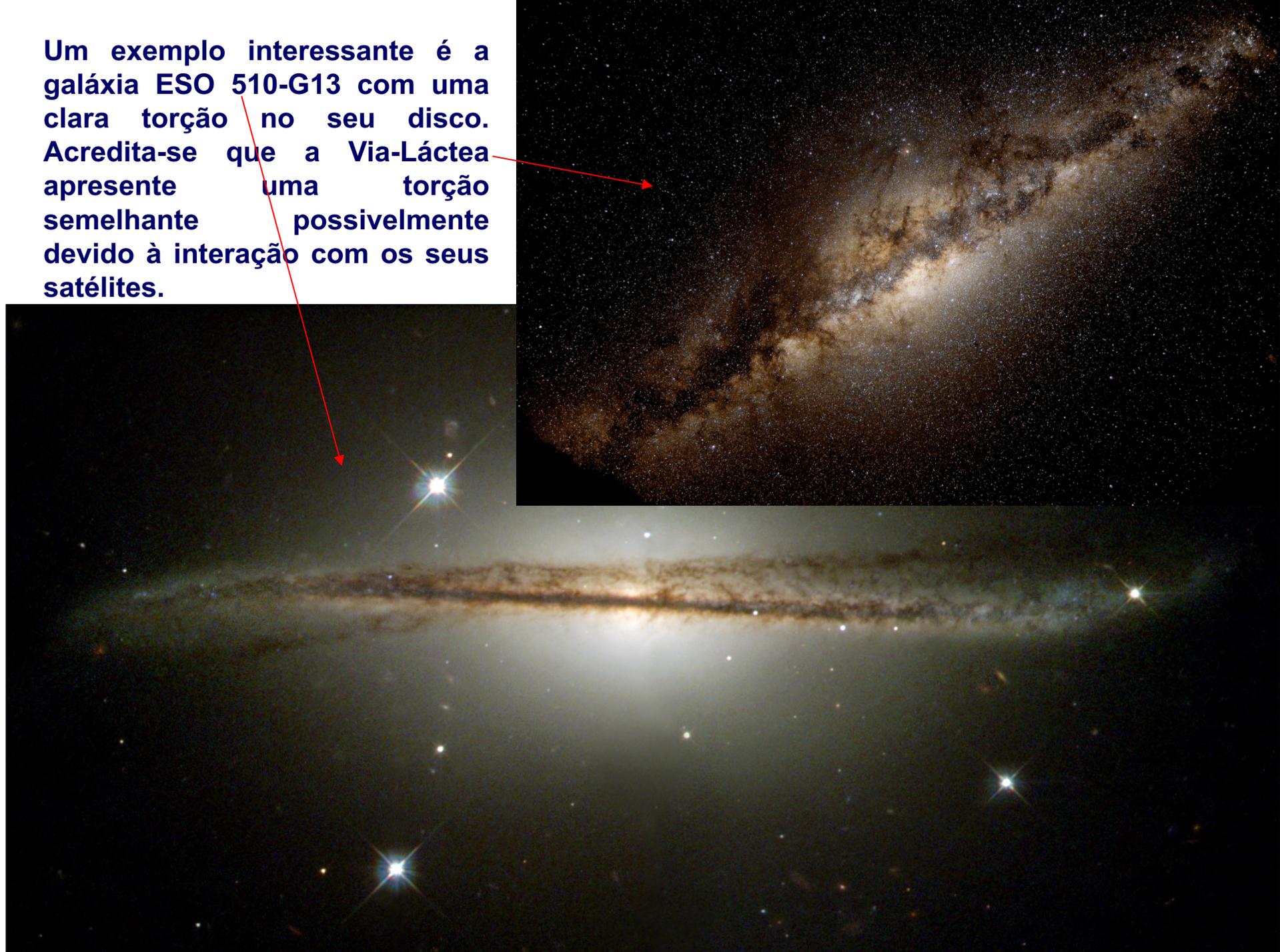


Torções no disco

Recentemente descobriu-se que os discos de várias galáxias espirais apresentam o fenômeno do torção. É possível que este efeito resulte de instabilidades não suprimidas pelo halo de matéria escura, ou à presença de companheiras ou ainda devido à captura de material que não está devidamente alinhado com o disco.



Um exemplo interessante é a galáxia ESO 510-G13 com uma clara torção no seu disco. Acredita-se que a Via-Láctea apresente uma torção semelhante possivelmente devido à interação com os seus satélites.



FIM