



Le Galassie esterne

LA NATURA DELLE GALASSIE

1750 ca. Ipotesi di Kant sugli "universi isole"

1800 ca. Catalogo di Charles Messier degli oggetti nebulari

1845 ca. William Parsons (lord Rosse) riconosce strutture a spirale in alcune nebulose utilizzando il telescopio Leviatano (1.8 m) in Irlanda

1850 ca. Catalogo di Sir John Herschel, figlio di William

1900 ca. New General Catalog di J.L.E. Dreyer con 8000 oggetti, in parte riconducibili a emissione da nebulose stellari, in parte di origine ignota

1912 V.M. Slipher conferma la presenza di strutture a spirale in alcune nebulose e vi riconosce uno spostamento Doppler delle righe spettrali

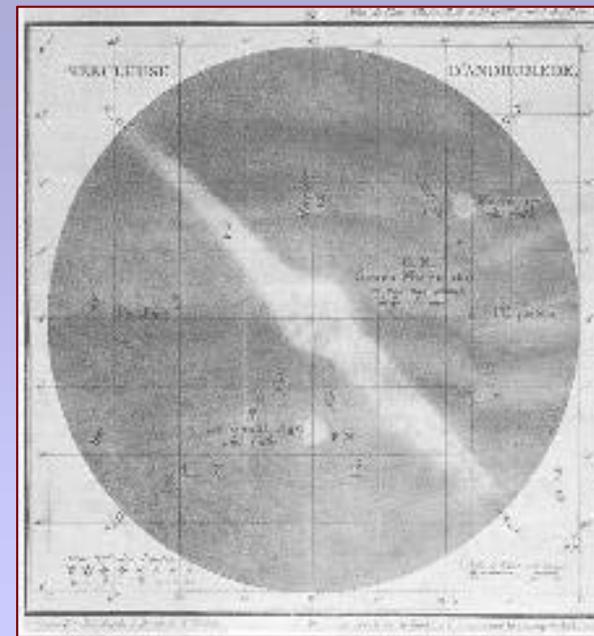
1920 Il Grande Dibattito tra H.D. Curtis e H. Shapley sulla natura delle nebulose (riunione del 26 aprile alla National Academy of Sciences, Washington D.C.)

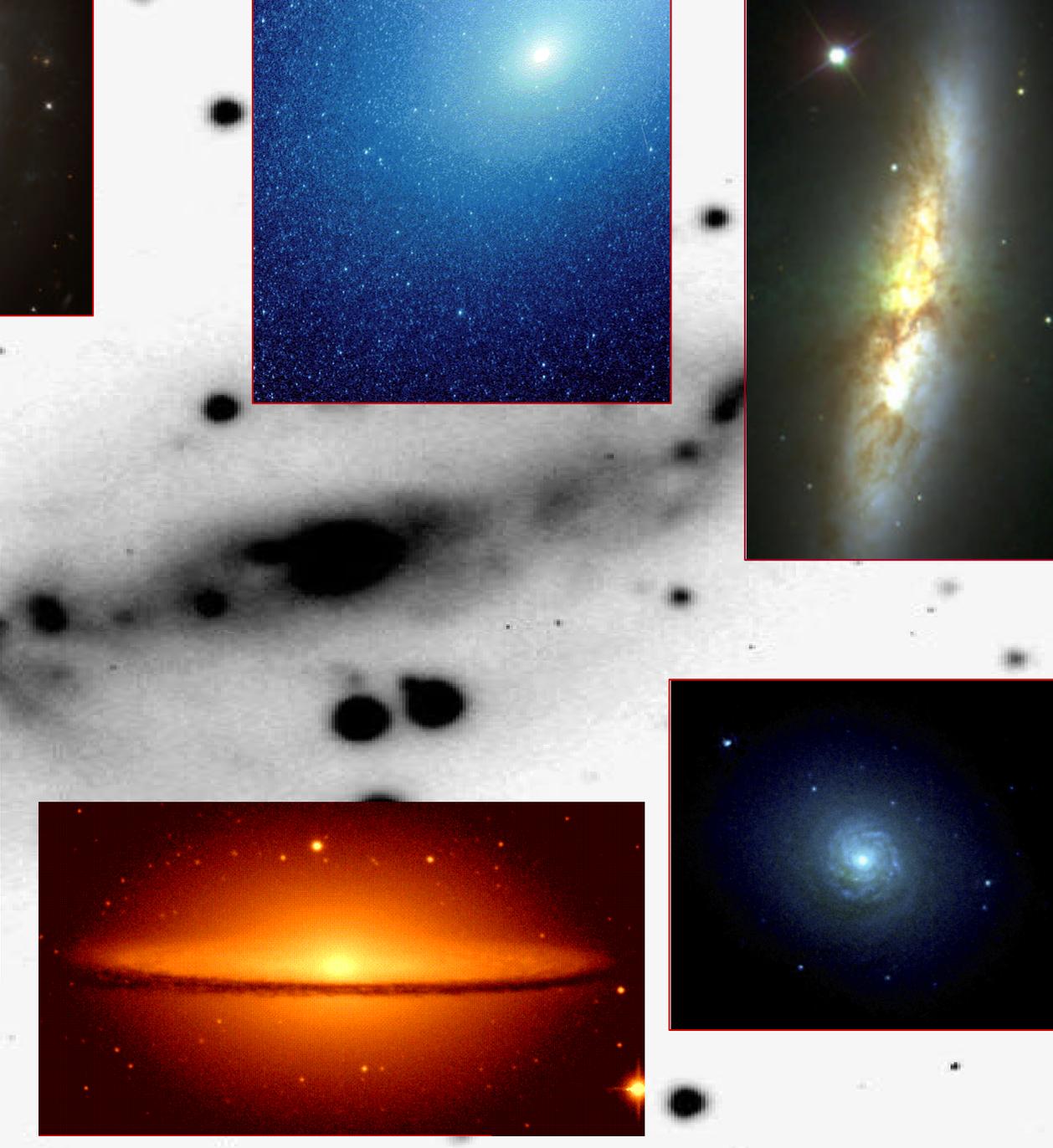
- Curtis: natura extragalattica
- Shapley: natura galattica
- argomenti in parte inficiati dalle imprecisioni nei dati utilizzati, ma utili per indicare le linee di ricerca

1922 Edwin Hubble con il 100 inch di Mt. Wilson risolve molte nebulose in aggregati di stelle

1923 Osservazioni di variabili Cefeidi in M31 (Andromeda) ad opera di Hubble: la relazione periodo-luminosità predice distanze 100 volte superiori alle dimensioni della Galassia ricavate da Shapley (ca. 285 kpc, oggi ca. 800 kpc)

1926 Hubble pubblica *The Realm of the Nebulae* e propone la classificazione morfologica delle galassie: ellittiche (E), spirali (S) e irregolari (Ir)



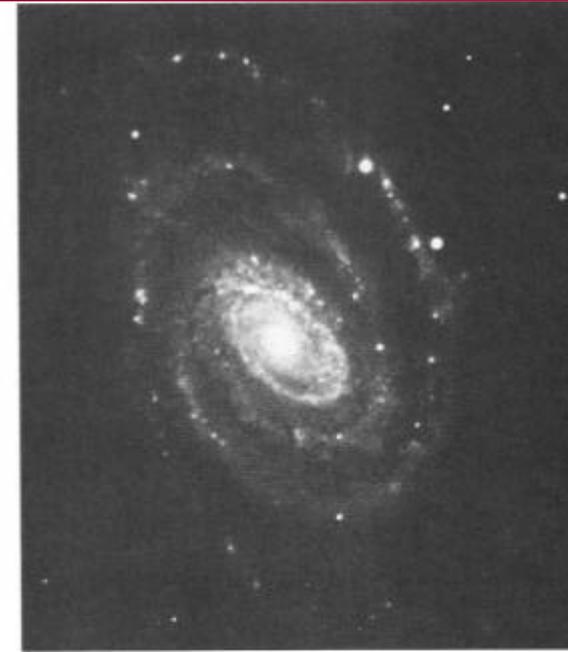


Morfologia delle galassie

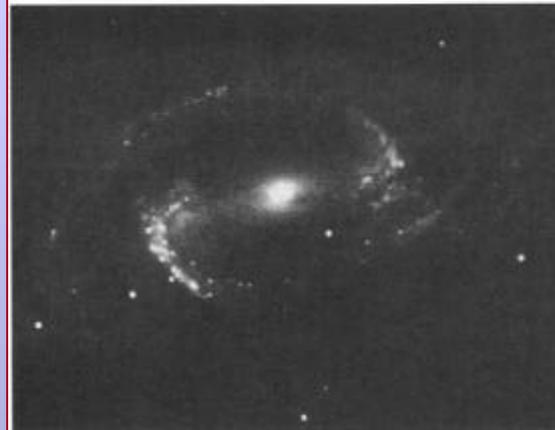
1. Ellittica (24%)
2. Spirale
3. Spirale barrata (2+3 75%)
4. Irregolare (1%)



1



2



3



4

Classificazione delle galassie ellittiche

Parametro di ellitticità:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\beta}{\alpha}$$

α = asse maggiore apparente

β = asse minore apparente

Tipo:

$$E(10\varepsilon) \quad \rightarrow \quad E0-E9$$

La massima ellitticità osservata è ~ 0.7 , cioè nel tipo E7

- Dipendenza dall'osservatore
- Intrinseca triassialità
- Galassie oblate e prolate

Magnitudine B	da -8	a -23
Massa	da $10^7 M_{\odot}$	a $10^{13} M_{\odot}$
Diametri	da 0.1 kpc	a 100 kpc

Ellittiche giganti e nane

Galassie lenticolari (S0/SB0): galassie ellittiche con disco

M 87



NGC 5866



M 59



Classificazione delle galassie spirali

Strutture estremamente organizzate, dominate dai bracci ricchi di stelle giovani

Spirali normali (S) e spirali barrate (SB)

Tipo da *a* a *c* con:

<i>a</i>	$\frac{L_{nuc}}{L_{disk}} \sim 0.3$	spirali strette (6°)	distr. stell. regolare
<i>c</i>	$\frac{L_{nuc}}{L_{disk}} \sim 0.05$	spirali larghe (18°)	distr. stell. a gruppi

Caratteristiche fisiche più uniformi:

Magnitudine B	da -16	a -23
Massa	da $10^9 M_\odot$	a $10^{10} M_\odot$
Diametri	da 5 kpc	a 100 kpc

Classificazione delle galassie irregolari

Strutture disorganizzate e amorfie

Ir I hanno qualche segno di organizzazione, barre eccentriche

Ir II mostrano totale amorfismo

Caratteristiche fisiche:

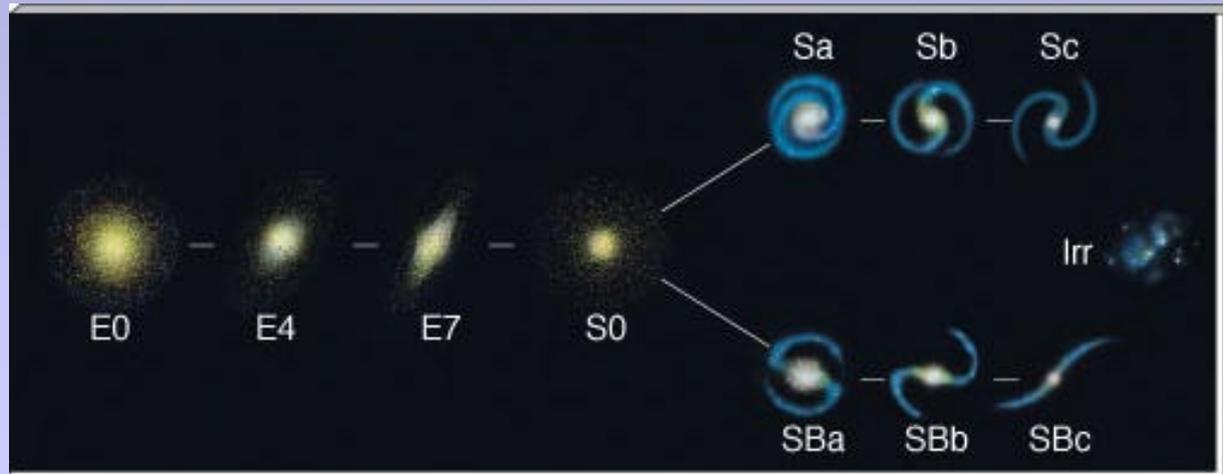
Magnitudine B	da -13	a -20
Massa	da $10^8 M_\odot$	a $10^{10} M_\odot$
Diametri	da 1 kpc	a 100 kpc



Basic Galaxy Properties by Type

	SPIRAL /BARRED SPIRAL (S, SB)	ELLIPTICAL (E)	IRREGULAR (Irr)
Shape and Structural Properties	Highly flattened disk of stars and gas, containing spiral arms and thickening to central bulge. Sa and SBa galaxies have largest bulges, the least obvious spiral structure, and roughly spherical stellar halos. SB galaxies have an elongated central "bar" of stars and gas.	No disk. Stars smoothly distributed through an ellipsoidal volume ranging from nearly spherical (E0) to very flattened (E7) in shape. No obvious substructure other than a dense central nucleus.	No obvious structure. Irr II galaxies often have "explosive" appearance.
Stellar Content	Disks contain both young and old stars; halos consist of old stars only.	Contain old stars only.	Contain both young and old stars.
Gas and Dust	Disks contain substantial amounts of gas and dust; halos contain little of either.	Contain little or no gas and dust.	Very abundant in gas and dust.
Star Formation	Ongoing star formation in spiral arms.	No significant star formation during the last 10 billion years.	Vigorous ongoing star formation.
Stellar Motion	Gas and stars in disk move in circular orbits around the galactic center; halo stars have random orbits in three dimensions.	Stars have random orbits in three dimensions.	Stars and gas have very irregular orbits.

Il diagramma di Hubble



- Sequenza morfologica e/o evolutiva ?
- La contrazione delle ellittiche genera le spirali ?
- Galassie ellittiche, stelle vecchie, pochi metalli, piccolo momento angolare
- Galassie spirali, stelle giovani, gas, grande momento angolare
- È la coalescenza di spirali che genera le ellittiche

Rapporto massa/luminosità

- M/L è dell'ordine dell'unità per il Sole

$$M_{\odot} = 2 \times 10^{33} \text{ g} \quad L_{\odot} = 4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$$

compatibile con la produzione di energia termonucleare

- Le misure di massa delle galassie possono essere
 - fotometriche, contando le stelle
 - dinamiche, studiando la dinamica
- Le misure fotometriche danno valori intorno all'unità perché confrontano massa e luminosità delle stelle
- Le misure dinamiche danno valori maggiori dell'unità, fino a 1000 volte in ellittiche giganti
- Presenza di una componente "oscura" che si rivela solo attraverso la gravità che esercita

GALASSIE ELLITTICHE

Classi morfologiche:

- *ellittiche cD*, gigantesche strutture con diametri fino a 1 Mpc; $M/L \sim 10^3 (M/L)_{\odot}$ indica la presenza di grandi quantità di materia oscura; la distribuzione di brillantezza segue la legge $r^{1/4}$
- *ellittiche normali* (gE , E , cE), condensate verso le regioni centrali, $M/L \sim 10^2 (M/L)_{\odot}$; la distribuzione di brillantezza segue la legge $r^{1/4}$
- *ellittiche nane* (dE), oggetti al di fuori delle caratteristiche della sequenza delle normali, compatte e a bassa brillantezza; tendono ad avere bassa metallicità; hanno distribuzione di brillantezza che indica una buca di potenziale poco profonda; hanno quindi perso gran parte del gas per effetto di *stripping* per pressione dinamica
- *galassie sferoidali nane* ($dSph$), oggetti a bassissima brillantezza e con diametri inferiori al kpc, osservabili solo nelle vicinanze della Galassia
- *galassie nane compatte blu* (BCD), con forte attività di formazione stellare, richiedono basse quantità di materia oscura nelle regioni centrali

Misure dinamiche di massa dalla larghezza delle righe spettrali che danno la velocità quadratica media dei moti disordinati

$$\frac{GM^2(r)}{r} \approx M(r) \langle v^2(r) \rangle$$

GALASSIE SPIRALI E IRREGOLARI

Determinazione della distribuzione di brillantezza (brightness):

- estinzione da parte del mezzo intergalattico molto bassa
- spostamento verso il rosso dello spettro (K-correction)
- presenza del fondo cosmico con $\mu_{sky} = 22 \text{ mag-B arcsec}^{-2}$, sua sottrazione

Studio delle isofote:

- raggio di Holmberg, r_H , dimensioni del semiasse maggiore dell'isofota a $26.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$
- raggio effettivo, r_e , entro cui è prodotta metà della luminosità totale della galassia
- tipica forma della distribuzione di brillantezza per il nucleo delle spirali e anche per le ellittiche

$$\mu(r) = \mu_e + 8.3268 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \text{ mag arcsec}^{-2}$$

- tipica forma della distribuzione di brillantezza per il disco

$$\mu(r) = \mu_0 + 1.09 \left(\frac{r}{h_r} \right) \text{ mag arcsec}^{-2}$$

h_r lunghezza scala caratteristica del disco lungo il piano di simmetria

- legge di Freeman, la brillantezza dei nuclei delle spirali di ogni tipo è praticamente la stessa $\sim 21.5 - 22.6 \text{ mag-B arcsec}^{-2}$: stessa buca di potenziale al centro, materia oscura?

Misure dinamiche
di massa dalle
curve di rotazione

$$\frac{GM(r)}{r^2} = \frac{v_{rot}^2}{r}$$

Curve di rotazione delle spirali:

- assenza di correlazione del campo gravitazionale con la distribuzione di materia luminosa
- per la formazione di spirali occorre una velocità di rotazione alla periferia di almeno $30 - 100 \text{ km s}^{-1}$
- le galassie irregolari hanno velocità di rotazione più basse

Relazione di Tully-Fisher (1977):

- correlazione tra luminosità e velocità rotazionale massima

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{rest}} \sim \frac{v_r}{c} = \frac{V \sin i}{c}$$

- esiste per luminosità nel B, radio, infrarosso

M_B	$-9.95 \log_{10} V_{\max} + 3.15$	Sa
	$-10.2 \log_{10} V_{\max} + 2.71$	Sb
	$-11.0 \log_{10} V_{\max} + 3.31$	Sc

- interpretazione della relazione

1. determinazione della massa della galassia

$$M = \frac{V_{\max}^2 R}{G}$$

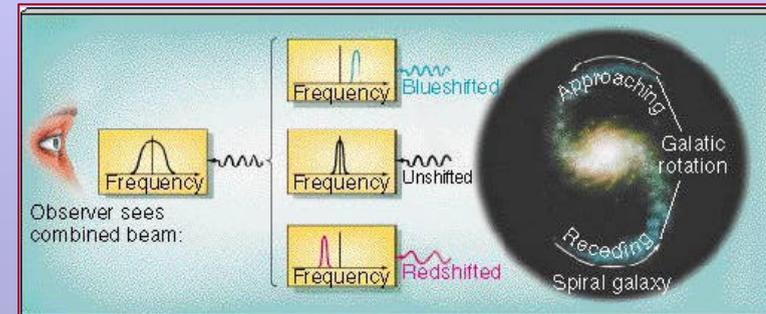
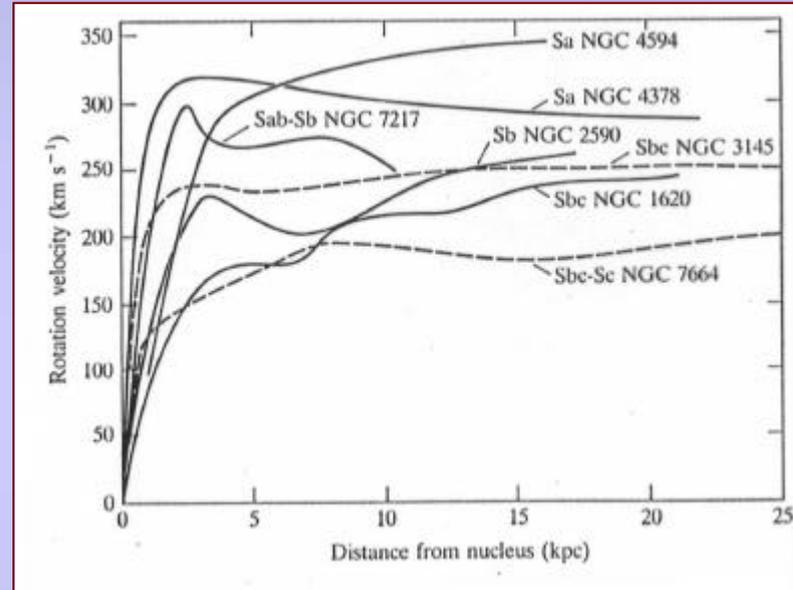
2. se $L/M = C_{ML} = \text{costante}$ per tutte le galassie spirali
3. se tutte le spirali hanno la stessa brillantezza superficiale, $L/R^2 = C_{SB}$
4. si ottiene

$$L = \frac{C_{ML}^2 V_{\max}^4}{C_{SB} G} = C V_{\max}^4$$

- e quindi per la luminosità assoluta

$$M = M_{\odot} - 2.5 \log_{10} \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right) = -10 \log_{10} V_{\max} + \text{cost}$$

$$\frac{GM(r)}{r^2} = \frac{v_{rot}^2}{r}$$



Emissione X:

- forte correlazione con la banda B $\rightarrow L_X/L_B \simeq 10^{-7}$
- è dovuta a oggetti che corrispondono ad una costante frazione del totale; binarie X e resti di supernova

Dinamica delle regioni centrali del nucleo:

- dispersione di velocità σ_r fortemente "piccata" verso il centro
- grandi velocità rotazionali vicino al centro
- $M/L \sim 35 (M/L)_\odot$, presenza di materia non luminosa, buco nero supermassivo
- valutazione della massa dinamica dalla curva di rotazione

$$M = \frac{v_r^2 r}{G} \sim 10^7 - 10^9 M_\odot$$

- valutazione della massa dinamica dal teorema del viriale

$$\frac{1}{2} \left\langle \frac{d^2 I}{dt^2} \right\rangle \sim 0 = 2 \langle K \rangle + \langle U \rangle$$

$$\langle U \rangle = -2 \langle K \rangle = -2 \sum \frac{1}{2} m_i v_i^2$$

N particelle eguali, cosicchè $Nm = M$

$$\frac{\langle U \rangle}{N} = -\frac{m}{N} \sum v_i^2 = m \langle v^2 \rangle = 3m \langle v_r^2 \rangle = 3m\sigma_r^2$$

$$U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad R \approx 1 \text{ pc}$$

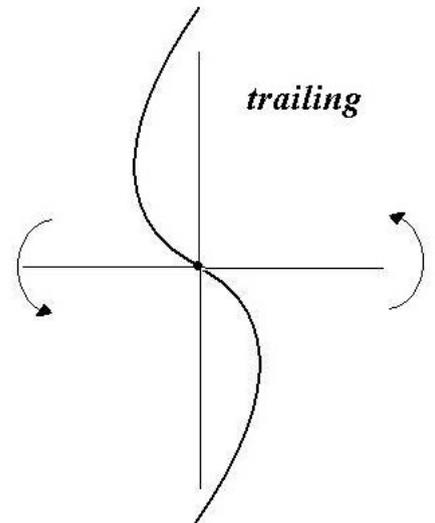
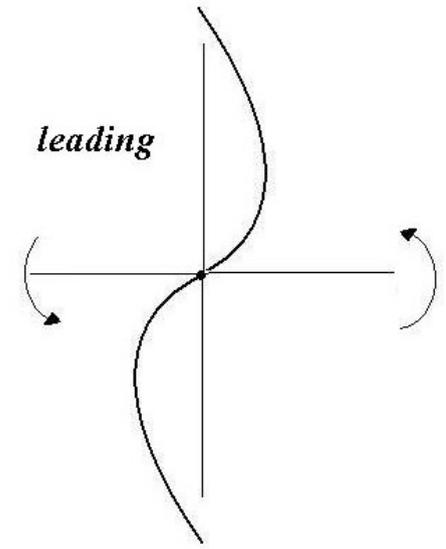
$$\sigma_r^2 = \frac{GM_{vir}}{5R}, \quad M_{vir} = 10^6 - 10^9 M_\odot, \text{ massa viriale}$$

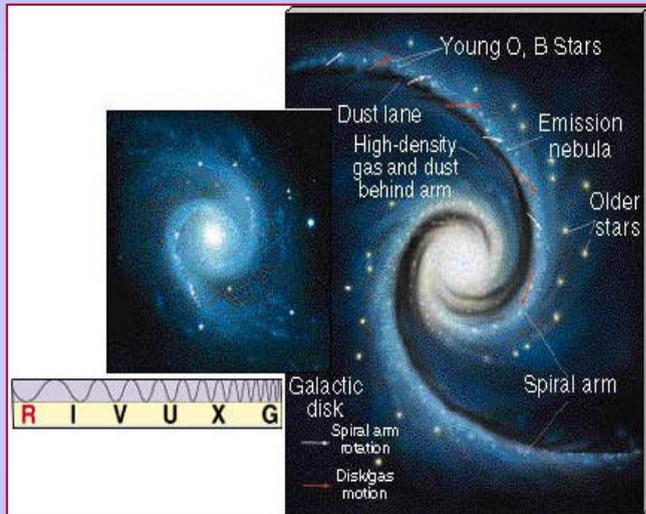
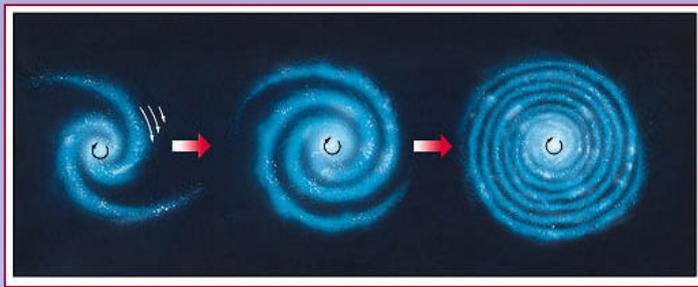
Un millesimo
della massa è
contenuto in
meno di un
miliardesimo del
volume

LA STRUTTURA A SPIRALE

Caratteristiche generali

- Le spirali più maestose sono dotate di due soli bracci (ad es. M 51).
- Quando i bracci sono mal definiti si parla di spirali flocculente.
- In alcuni casi i bracci possono essere seguiti fin nel centro, in altri casi si fermano ad un anello centrale (RS-RSB, da *ring*).
- Le immagini ottiche sono dominate dai bracci dove sono raccolte le stelle O, B; oggetti di recente formazione.
- Presenza di bande di polvere nei bracci.
- In IR, che evidenzia oggetti più evoluti, i bracci sono più allargati e meno definiti.
- Galassie a bracci divergenti (*trailing*) e convergenti (*leading*): prevalgono i bracci leading, ma in alcuni casi convivono i due tipi, indicando una dinamica perturbata (NGC 4622 e M 31).





Origine

- La proposta originaria di *bracci materiali* porta al problema dell'avvitamento: date le velocità angolari differenziali osservate, essi dovrebbero essere molto più avvitati.
- Nel 1960 Lin e Shu propongono il modello a *onde di densità* quasi statiche e transienti: regioni del disco in cui la densità di materia/stelle è più grande di un 10-20% e attraverso cui le stelle e il gas si muovono nel loro moto di rivoluzione galattica.
- Le onde di densità ruotano pur esse intorno al centro della galassia con velocità angolare Ω_{gp} (velocità angolare del sistema globale): in un sistema non inerziale rotante a Ω_{gp} le onde sono stazionarie.
- Tipicamente le stelle vicine al nucleo tendono a ruotare a velocità maggiore dell'onda e la sopravanzano, stelle all'esterno si muovono all'indietro nel sistema globale non-inerziale; esiste un raggio, detto *raggio di corotazione* R_c , in cui onde e stelle si muovono alla stessa velocità angolare.
- Il passaggio della materia attraverso all'onda di densità comporta una compressione che favorisce la condensazione di nuove stelle dal gas.
- Sul braccio rimangono stelle blu appena formate, mentre le stelle rosse (più evolute) si disperdono fuori dal braccio (avanti nelle regioni centrali, indietro all'esterno).
- Il problema dell'avvitamento è superato: quello che si osserva è niente altro che un'onda stazionaria generata da qualche forma di perturbazione e riflessa al bordo della galassia; il disco galattico è un tamburo percorso e posto in rotazione differenziale.
- Le galassie flocculente potrebbero originarsi dalla sovrapposizione di più onde.
- Qual'è la perturbazione che genera le onde di densità? Collapsi di nuvole di gas, formazione stellare a catena nelle regioni centrali? Interazioni con altre galassie?

Teoria di Lin e Shu

- posizione di una stella di massa M in coordinate cilindriche rispetto al piano galattico

$$\mathbf{r} = R\hat{e}_R + z\hat{e}_z$$

- equazione del moto sotto l'effetto della forza gravitazionale din disco galattico

$$M\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{F}_g(R, z) = -\nabla U(R, z)$$

$$U = M\Phi$$

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{\partial\Phi}{\partial R}\hat{e}_R - \frac{\partial\Phi}{\partial z}\hat{e}_z$$

- calcolo dell'accelerazione

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \left(\ddot{R} - R\dot{\phi}^2\right)\hat{e}_R + \frac{1}{R}\frac{\partial\left(R^2\dot{\phi}\right)}{\partial t}\hat{e}_\phi + \ddot{z}\hat{e}_z$$

- equazioni scalari del moto

$$\ddot{R} - R\dot{\phi}^2 = -\frac{\partial\Phi}{\partial R}$$

$$\frac{1}{R}\frac{\partial\left(R^2\dot{\phi}\right)}{\partial t} = 0$$

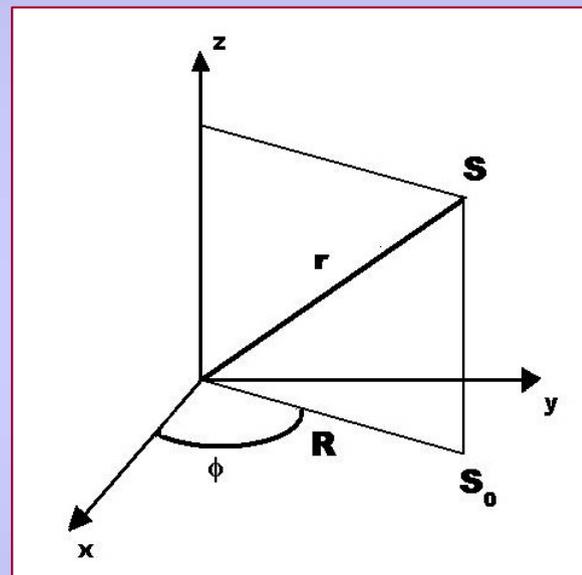
$$\ddot{z} = -\frac{\partial\Phi}{\partial z}$$

- il moto in ϕ corrisponde alla conservazione del momento angolare

$$J_z = L_z/M = R^2\dot{\phi} = \text{costante}$$

- che permette di riscrivere il moto in R

$$\ddot{R} = -\frac{\partial\Phi}{\partial R} + \frac{J_z^2}{R^3}$$



si denmisce un potenziale effettivo Φ_{eff}

$$\Phi_{eff}(R, z) = \Phi(R, z) + \frac{J_z^2}{2R^2}$$

• il moto in R e z diventa

$$\ddot{R} = -\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial R}$$

$$\ddot{z} = -\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial z}$$

• si valutano i minimi del potenziale come posizioni di equilibrio

$$-\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial R} = -\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial z} = 0$$

• data la simmetria del problema rispetto al piano equatoriale del disco, l'equilibrio deve corrispondere a $z = 0$; poichè $\Phi < 0$ ovunque e $\rightarrow 0$ per $z \rightarrow \infty$, Φ_{eff} deve essere minimo a $z = 0$

• per il minimo in R , esiste un R_m nel piano equatoriale dove

$$\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial R} = \frac{\partial\Phi}{\partial R} - \frac{J_z^2}{R^3} = 0$$

$$\left[\frac{\partial\Phi}{\partial R}\right]_{R_m,0} = \frac{J_z^2(R_m,0)}{R_m^3} = \left[\frac{v_\phi^2}{R}\right]_{R_m}$$

• questa condizione si può leggere come la condizione per un moto circolare (come per il riferimento locale di quiete)

$$F_R(R_m) = -\left[\frac{Mv_\phi^2}{R}\right]_{R_m}$$

• intorno al minimo si hanno moti stellari non perfettamente circolari; si sviluppa il potenziale

$$\Phi_{eff}(R, z) = \Phi_{eff,m} + \left[\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial R}\right]_m (R - R_m) + \left[\frac{\partial\Phi_{eff}}{\partial z}\right]_m z +$$

$$+ \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2\Phi_{eff}}{\partial R\partial z}\right]_m (R - R_m)z + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2\Phi_{eff}}{\partial R^2}\right]_m (R - R_m)^2 +$$

$$+ \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2\Phi_{eff}}{\partial z^2}\right]_m z^2 + \dots$$

il II, III e IV termine a destra sono nulli per definizione di minimo

$$\Phi_{eff}(R, z) \simeq \Phi_{eff,m} \frac{1}{2} \kappa^2 (R - R_m)^2 + \frac{1}{2} \nu^2 z^2$$

• i moti perturbati al prim'ordine $R - R_m = \rho$

$$\ddot{\rho} \simeq -\kappa^2 \rho$$

$$\ddot{z} \simeq -\nu^2 z$$

• in R si ha un moto epiciclico con frequenza κ , in z un'oscillazione verticale con frequenza ν

$$\rho(t) = R(t) - R_m = A_R \sin \kappa t$$

$$z(t) = A_z \sin(\nu t + \zeta)$$

• per il moto in ϕ

$$\dot{\phi} = \frac{v_\phi}{R(t)} = \frac{J_z}{[R(t)]^2} \simeq \frac{J_z}{R_m^2} \left[1 - 2\frac{\rho(t)}{R_m}\right]$$

$$\phi(t) = \phi_0 + \frac{J_z}{R_m^2} t + \frac{2J_z}{\kappa R_m^3} A_R \cos \kappa t =$$

$$= \phi_0 + \Omega t + \frac{2\Omega}{\kappa R_m} A_R \cos \kappa t$$

$$\Omega = J_z / R_m^2$$

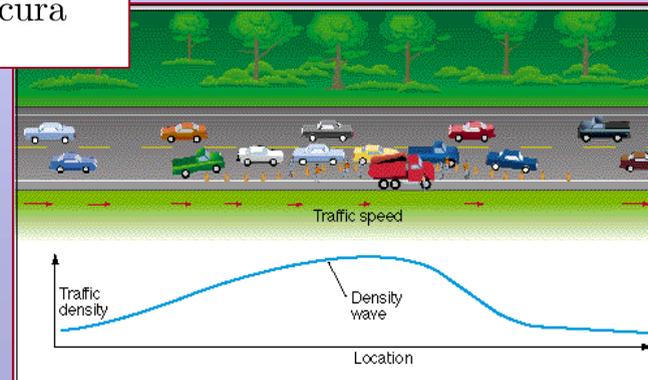
moto circolare uniforme con oscillazione a frequenza κ

• le orbite in un sistema di riferimento inerziale non sono necessariamente chiuse, ma lo sono in un sistema non inerziale che ruoti a velocità angolare $\Omega_{loc} = \Omega$ o più in generale quando m oscillazioni epicicliche vengono compiute in n orbite circolari

$$m(\Omega - \Omega_{loc}) = n\kappa$$

$$\Omega_{loc}(R) = \Omega(R) - \frac{n}{m} \kappa(R)$$

- la dipendenza da R comporta che solo per certi valori di n/m si abbia un'effettiva condensazione di densità; tipicamente il caso $(n, m) = (1, 2)$ è il più favorevole
- si consideri il caso in cui $\Omega_{loc}(R)$ sia costante, e ci si porti in un riferimento che ruota con $\Omega_{gp} = \Omega_{loc} = \Omega - \kappa/2$: le orbite per i vari R risultano concentriche; se con assi di simmetria allineati, si ha uno schema di barra, se progressivamente ruotate, si ha un sistema a due bracci (trailing o leading); le stelle percorrono orbite ovali, lo schema a spirale soltanto rimane stazionario (*stationary traffic jam*)
- dai modelli per i potenziali galattici (ad es. Bahcall e Soneira) si ricava che $\Omega - \kappa/2$ è effettivamente costante su una buona regione del disco delle spirali
- le deviazioni comportano derive dei moti, che possono portare a dissipazione dell'energia portando le stelle a risonare con il disegno globale (risonanze di Lindblad)
- simulazioni a N-corpi rivelano forti instabilità del sistema a spirale che porta verso la formazione di strutture a barra: in parte ciò può essere legato alle barre osservate, ma richiede, per le spirali normali, la presenza di fattori stabilizzanti, ad esempio gli aloni di materia oscura



FUNZIONE DI LUMINOSITA'

2 Numero di galassie con magnitudine assoluta tra M_1 e $M_2 + \Delta M$

$$N(M_1, M_2) \Delta M$$

2 Modello di Schechter

$$N(M) dM = \int_0^{\infty} \phi(M) \mathcal{M}^{\alpha} d\mathcal{M}$$

$$N(M_1, M_2) \Delta M = \int_{M_1}^{M_2} \phi(M) \mathcal{M}^{\alpha} d\mathcal{M} \approx 10^{0.4(M_2 - M_1)} \phi(M_1) \mathcal{M}^{\alpha} \Delta M$$

$\phi(M)$ parametri per trattare i dati

Galassia	$\alpha = -1.1$	$\mathcal{M}^{\alpha} = 10^{21}$
Virgo	$\alpha = -1.24$	$\mathcal{M}^{\alpha} = 10^{21.7}$

2 Sebbene le spirali ed ellittiche normali siano dominanti in termini di luminosità e massa, le ellittiche nane e irregolari sono le più numerose

2 Esiste una certa dipendenza delle distribuzioni dall'ambiente

Galassie interagenti



Colliding Galaxies NGC 4038 and NGC 4039
Hubble Space Telescope • Wide Field Planetary Camera 2

PRC87-34a • ST ScI OPO • October 21, 1997 • B. Whitmore (ST ScI) and NASA



INTERAZIONI FRA GALASSIE

1. La probabilità di interazioni fra galassie è elevata:

- le galassie sono aggregate in ammassi e superammassi, e le distanze relative sono tipicamente 10-100 volte soltanto più grandi delle galassie stesse
- esistono molte osservazioni di dischi galattici deformati (*warped*), probabilmente a seguito di interazioni mareali
- si arricchisce sempre più la collezione di osservazioni di galassie collegate da filamenti che si sviluppano da collisioni.

2. Le interazioni fra galassie sono legate all'evoluzione e ne possono determinare la morfologia:

- negli ammassi le galassie ellittiche sono proporzionalmente più numerose al centro che alla periferia
- galassie molto evolute si trovano sempre nelle regioni centrali, quelle di più recente formazione alla periferia.



Attrito dinamico

1. Che cosa succede quando le galassie collidono ?

- l'interazione è gravitazionale e avviene attraverso i campi medi essendo ridotta la probabilità di urti tra singole stelle
- una galassia di massa M che si muova attraverso un sistema stellare di densità ρ a velocità v_M ne subisce un **attrito dinamico** dovuto al fatto che forma un'onda di compressione avanti a sé e una scia che cattura e trascina stelle

$$f_d = C \frac{G^2 M^2 \rho}{v_M^2}$$

- dai dati osservativi la costante C varia tra 20 (galassie irregolari) e 160 (ellittiche).

2. L'attrito dinamico produce la cattura di sistemi orbitanti entro una certa distanza da una galassia: **cannibalizzazione**

- esempio del nucleo doppio di M 31 osservato da HST
- un oggetto con massa M che orbita a distanza r_i con velocità v_M è catturato in un tempo

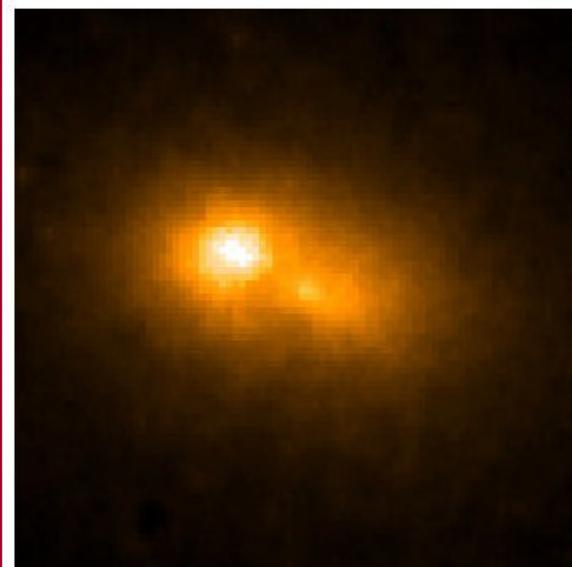
$$t_c = \frac{2\pi v_M r_i^2}{CGM}$$

- per $M = 10^7 M_\odot$ e $v_M = 250 \text{ km s}^{-1}$, la cattura avviene in 8 miliardi di anni.

3. Il momento della forza di attrito dinamico può produrre effetti di contro-rotazione dei nuclei delle ellittiche rispetto alle zone periferiche.

4. L'attrito dinamico può eccitare onde di densità nelle spirali.

M 31 Andromeda



40 LIGHT-YEARS

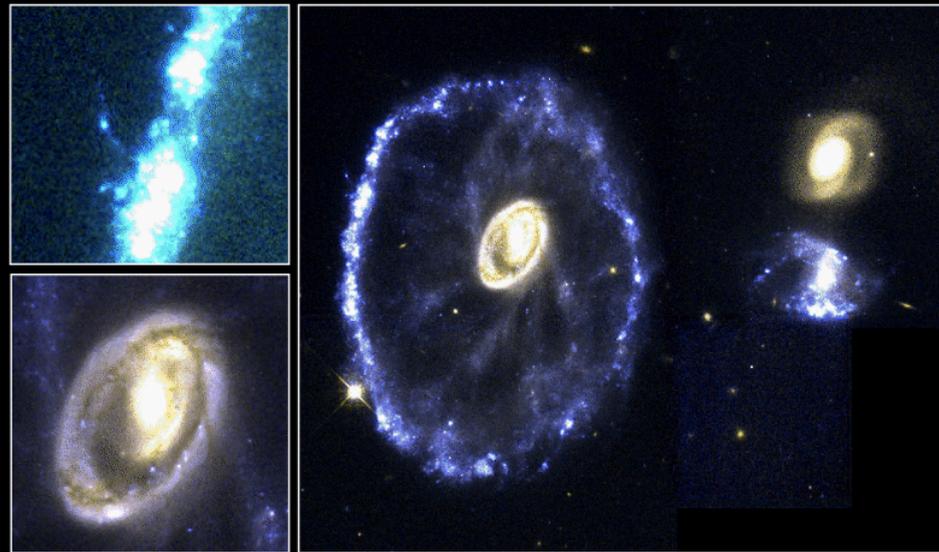
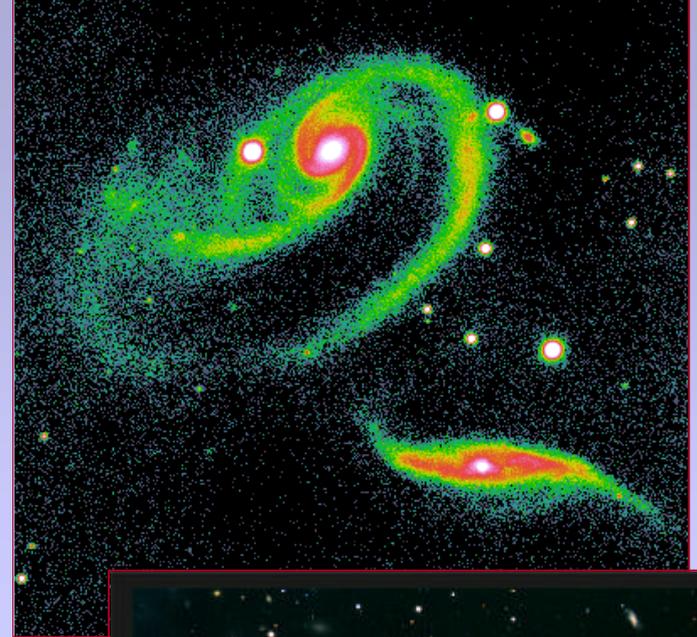
HST View of Galaxy Nucleus

Galaxies NGC 2207 and IC 2163



Hubble
Heritage

NASA and The Hubble Heritage Team (STScI) • Hubble Space Telescope WFPC2 • STScI-PRC99-41



Cartwheel Galaxy

HST • WFPC2

PR95-02 • ST ScI OPO • January 1995 • K. Borne (ST ScI), NASA

12/23/94 zgl



Giant Interacting Galaxies NGC 6872 / IC 4970
(VLT ANTU + FORS1)

ESO PR Photo 20b/99 (30 April 1999)

© European Southern Observatory

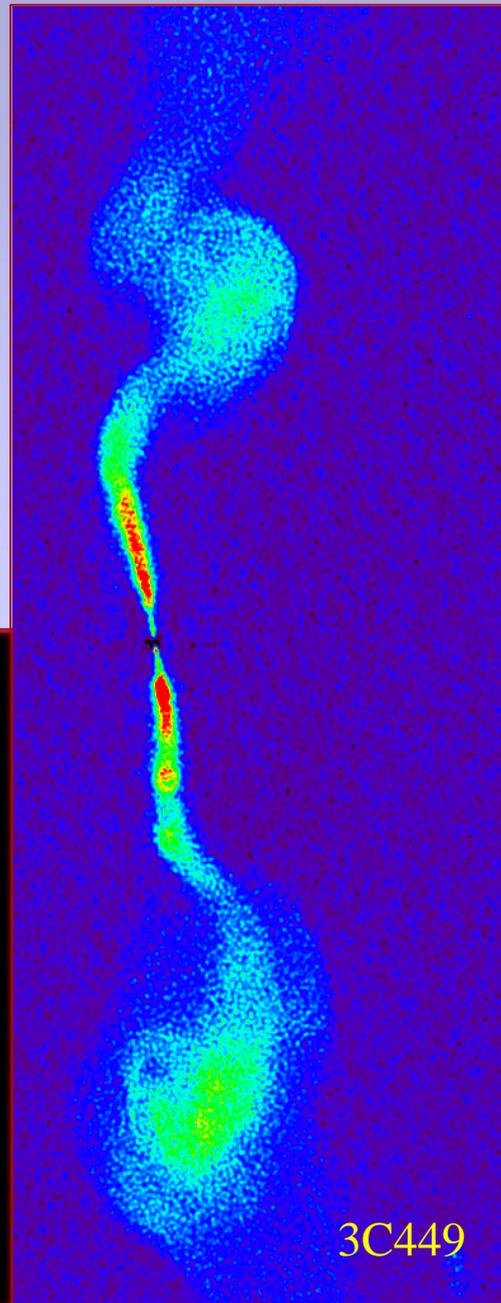
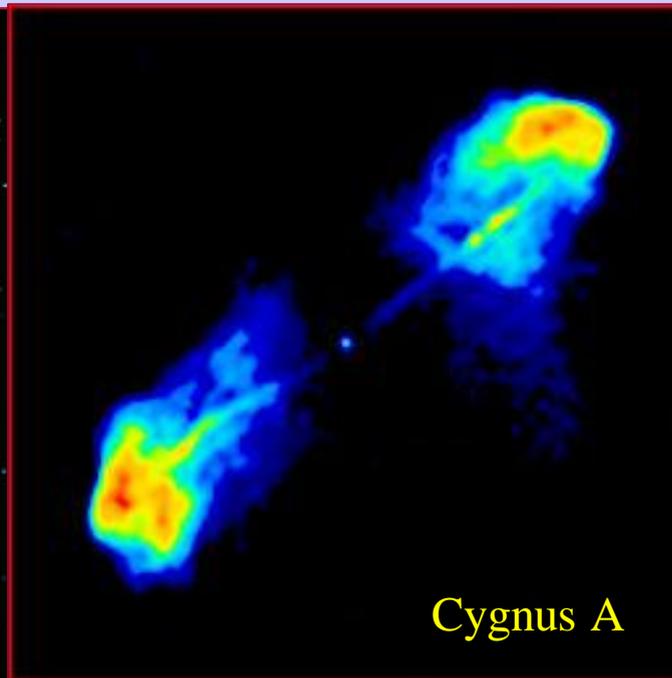
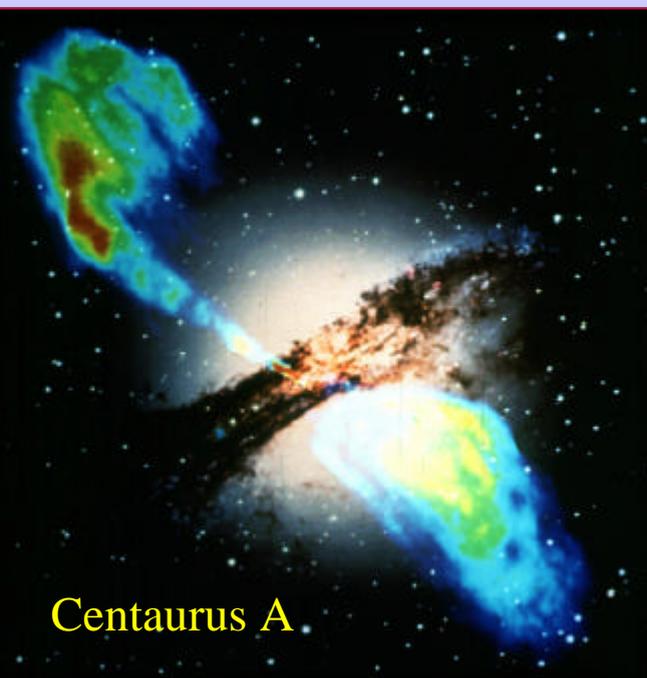


Galassie attive

- 1946:** scoperta delle radiosorgenti extragalattiche estese associate con galassie
- 1960:** scoperta di strutture a getto nelle radiosorgenti extragalattiche
- 1963:** scoperta dei quasar
- 1970:** evidenza di moti supersonici e superluminali nelle radiosorgenti
- 1980:** getti relativistici in sorgenti galattiche e flussi supersonici in regioni di formazione stellare
- 1990:** blazars ed effetto di "beaming"
- 1998:** getti e beaming nei gamma ray bursts

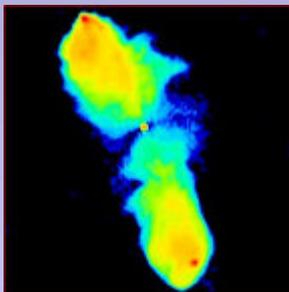
Radio galassie

- Morfologie delle radiosorgenti estese
- Associate con galassie ellittiche

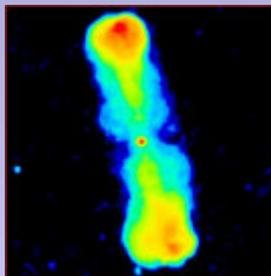


A radio sample

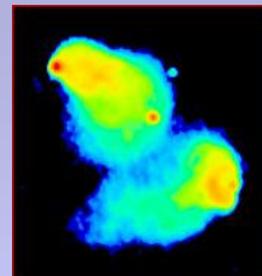
3C98



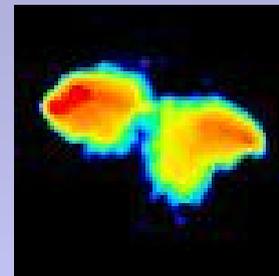
3C35



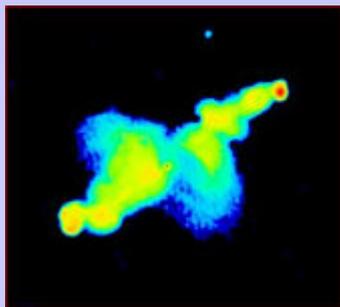
3C382



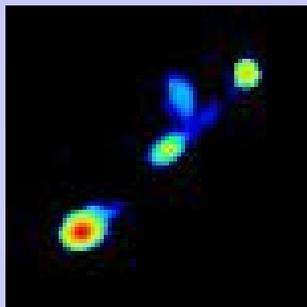
3C285



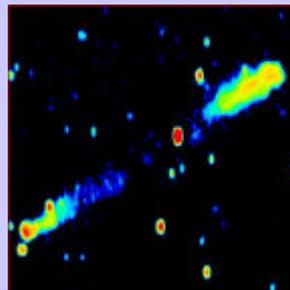
3C192



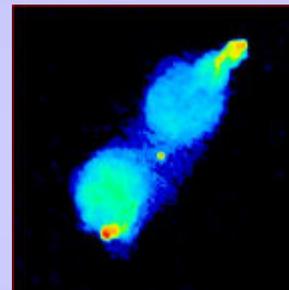
3C321



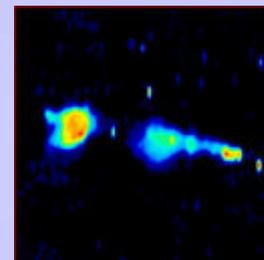
3C236



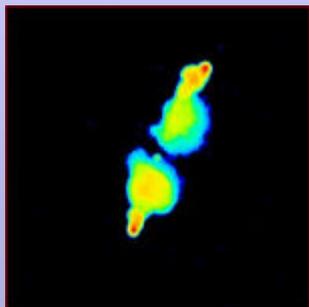
3C390.3



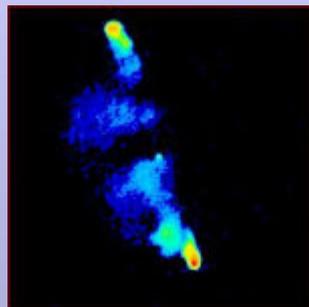
3C326



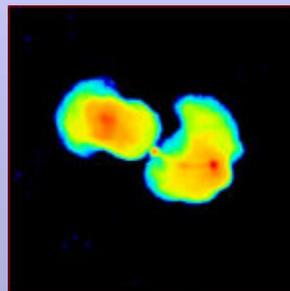
3C184.1



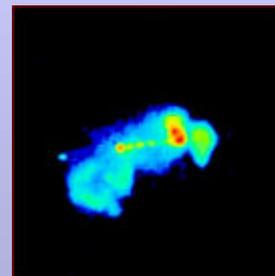
3C33



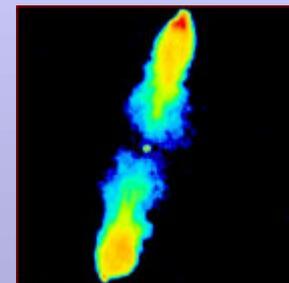
3C388



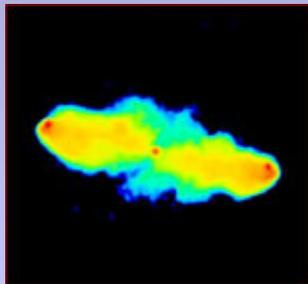
3C303



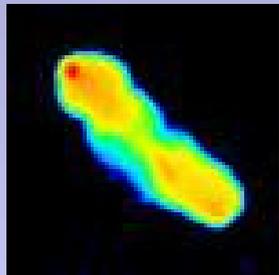
3C223



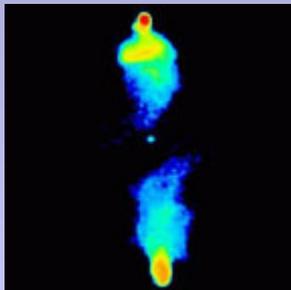
3C452



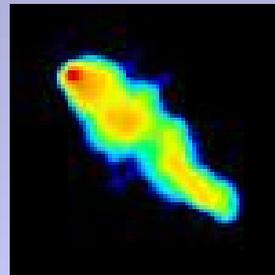
3C33.1



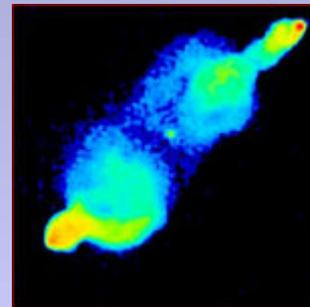
3C381



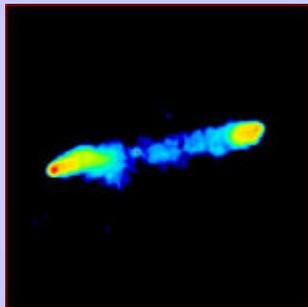
3C319



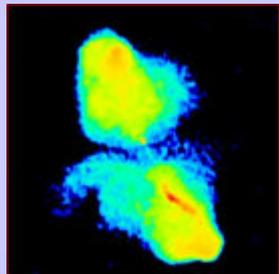
3C132



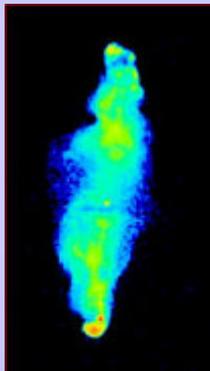
3C284



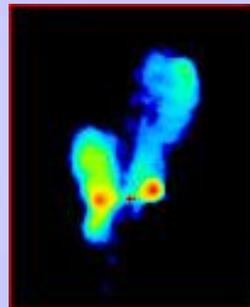
3C401



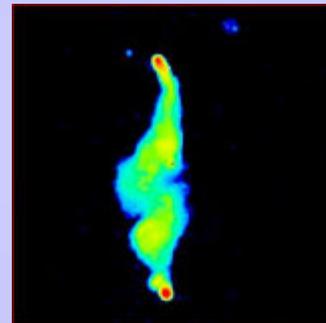
3C436



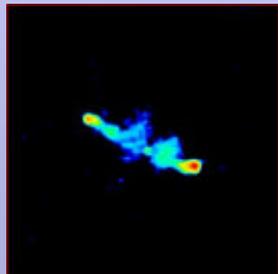
3C171



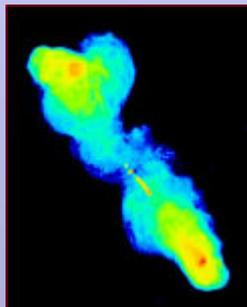
3C61.1



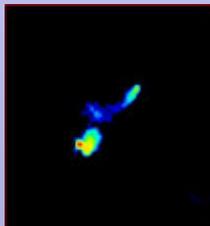
3C234



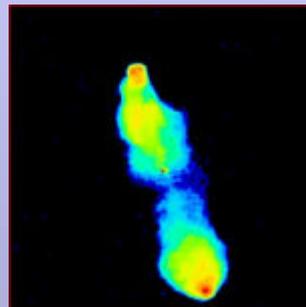
3C219



3C300



3C173.1



3C109



Classificazione Fanaroff-Riley

3C 449

VLA

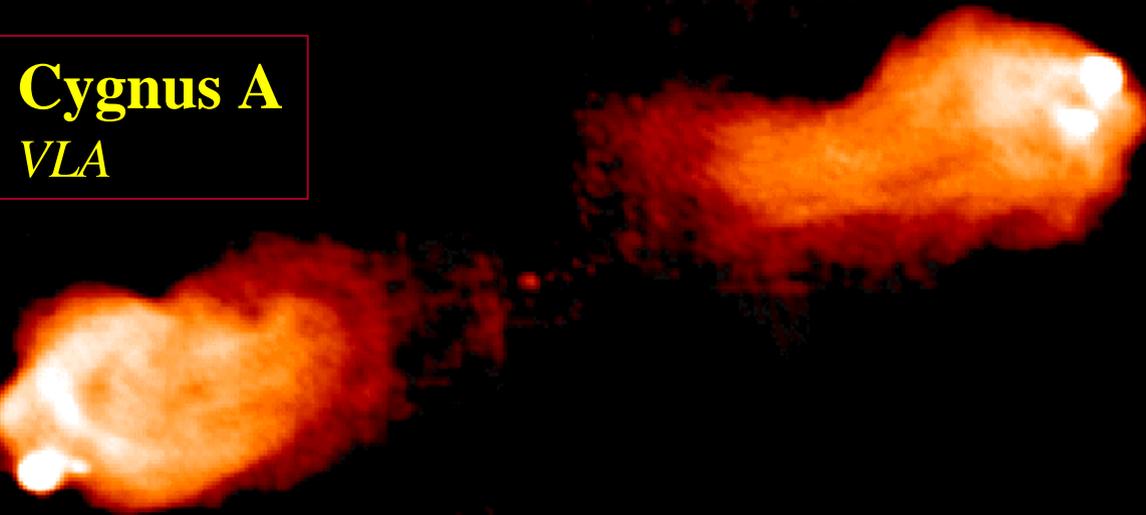


FR I

“jet dominated”

Cygnus A

VLA

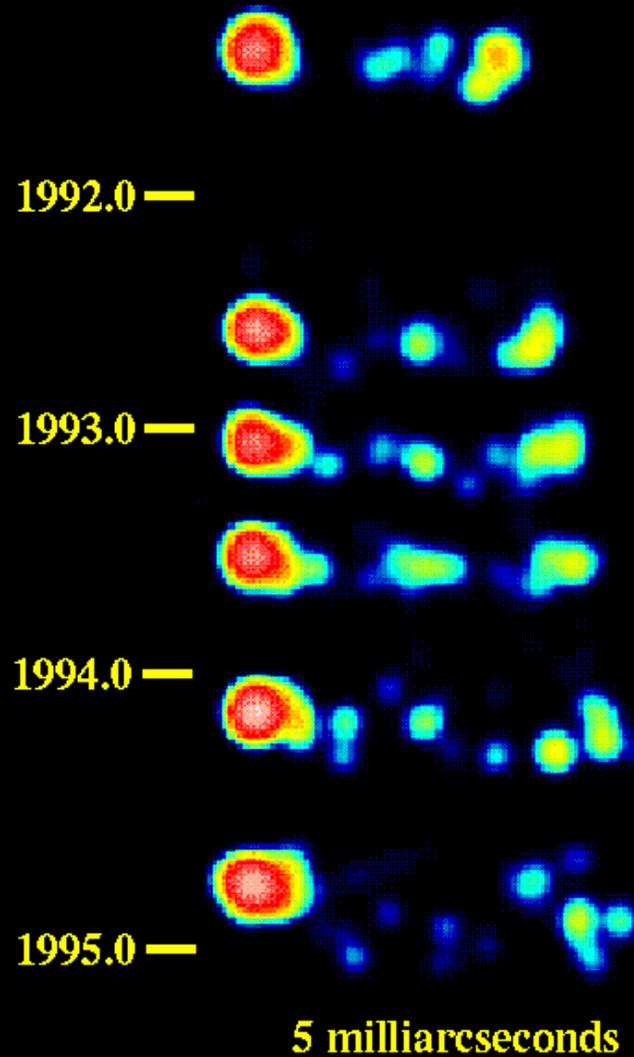


FR II

“lobe dominated”
doppie classiche

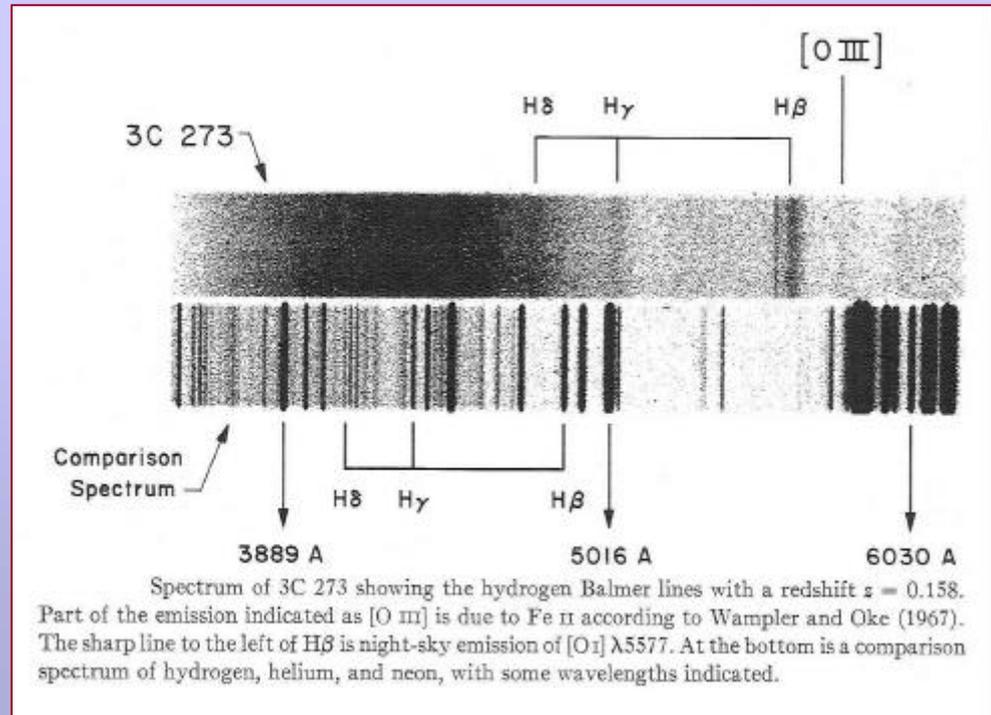
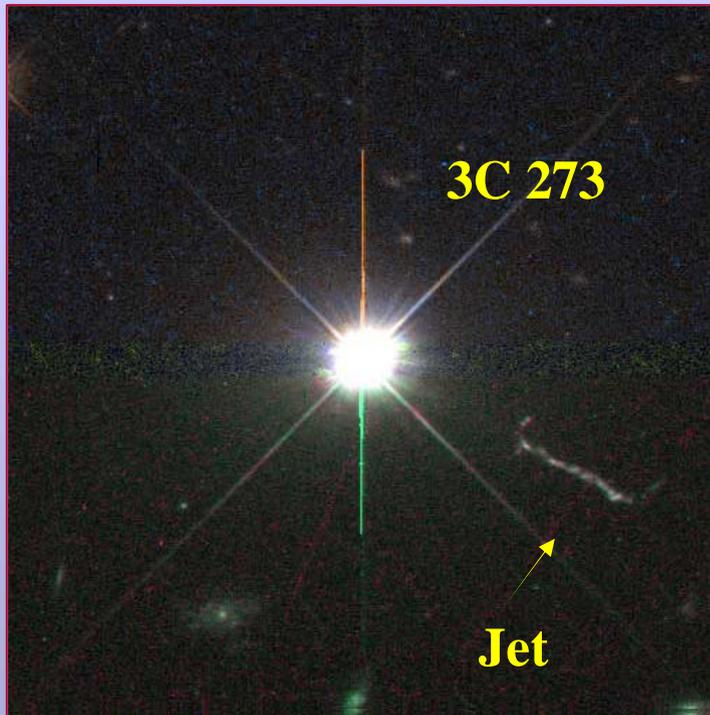
3C 279

Superluminal Motion

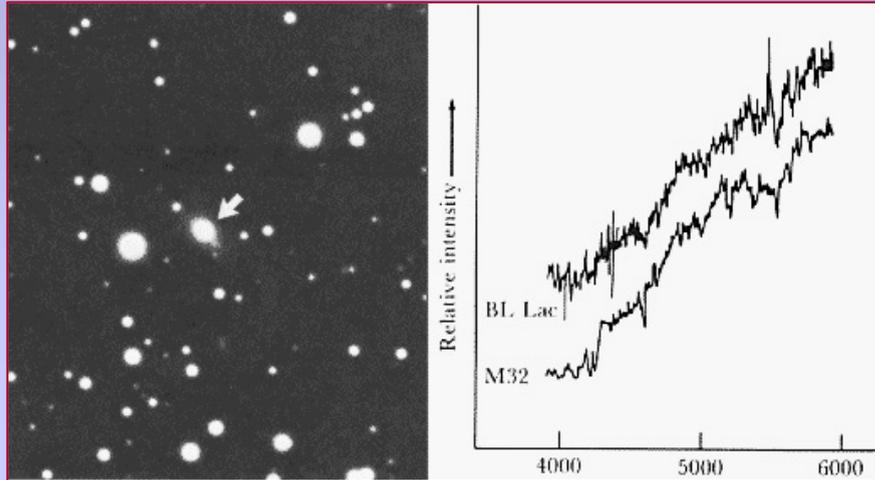


Quasars

1963 : Hazard identifica una sorgente radio puntiforme cui corrisponde un oggetto quasi-stellare "fuzzy" sulla lastra di Mt. Palomar, con spettro fortemente red-shiftato $z = 0.158$



Blazars



"Beaming"

$$n_{obs} / n_{em} = [g(1 - b \cos q)]^{-1} \equiv d \gg 1$$

$$Dt_{obs} = d^{-1} Dt_{em}$$

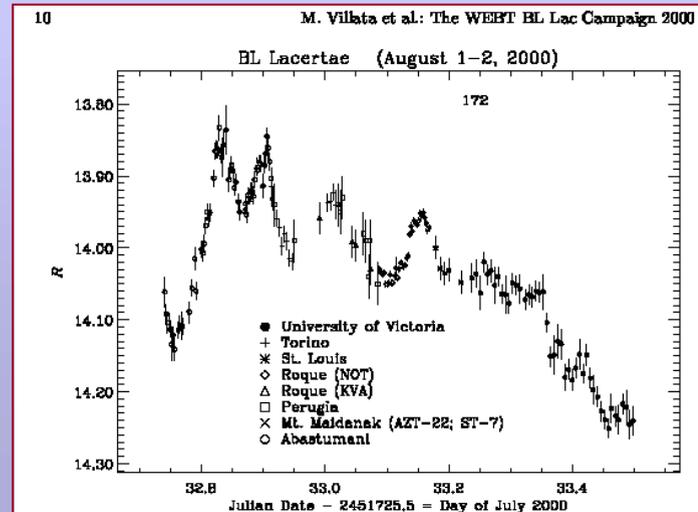
$$L_{obs} = d^n L_{em}$$

$$n = 4 \quad \text{blob}$$

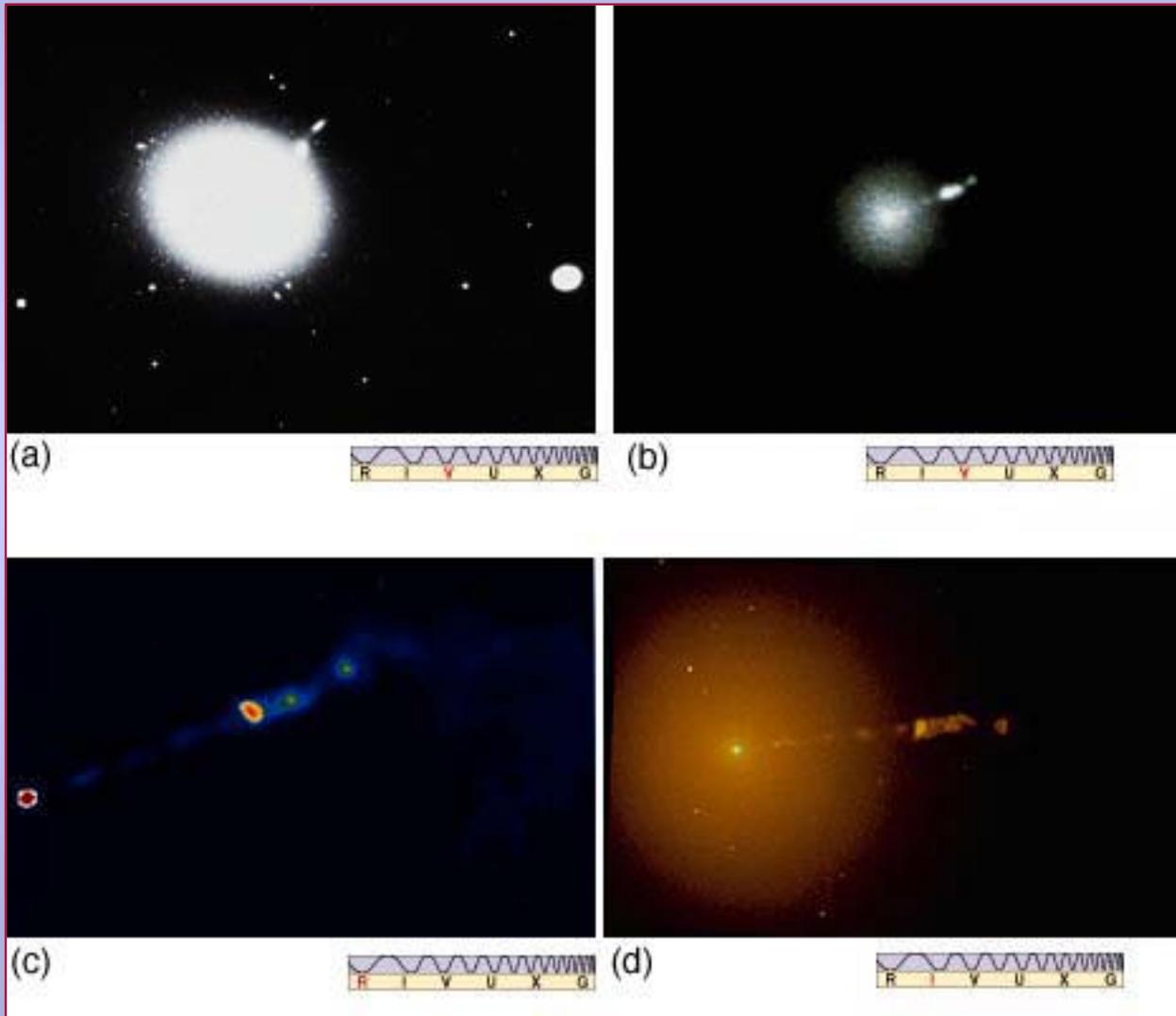
$$n = 3 \quad \text{getto continuo}$$

$$J_{obs} = 1/g \quad \text{aberrazione relativistica}$$

Variabilità



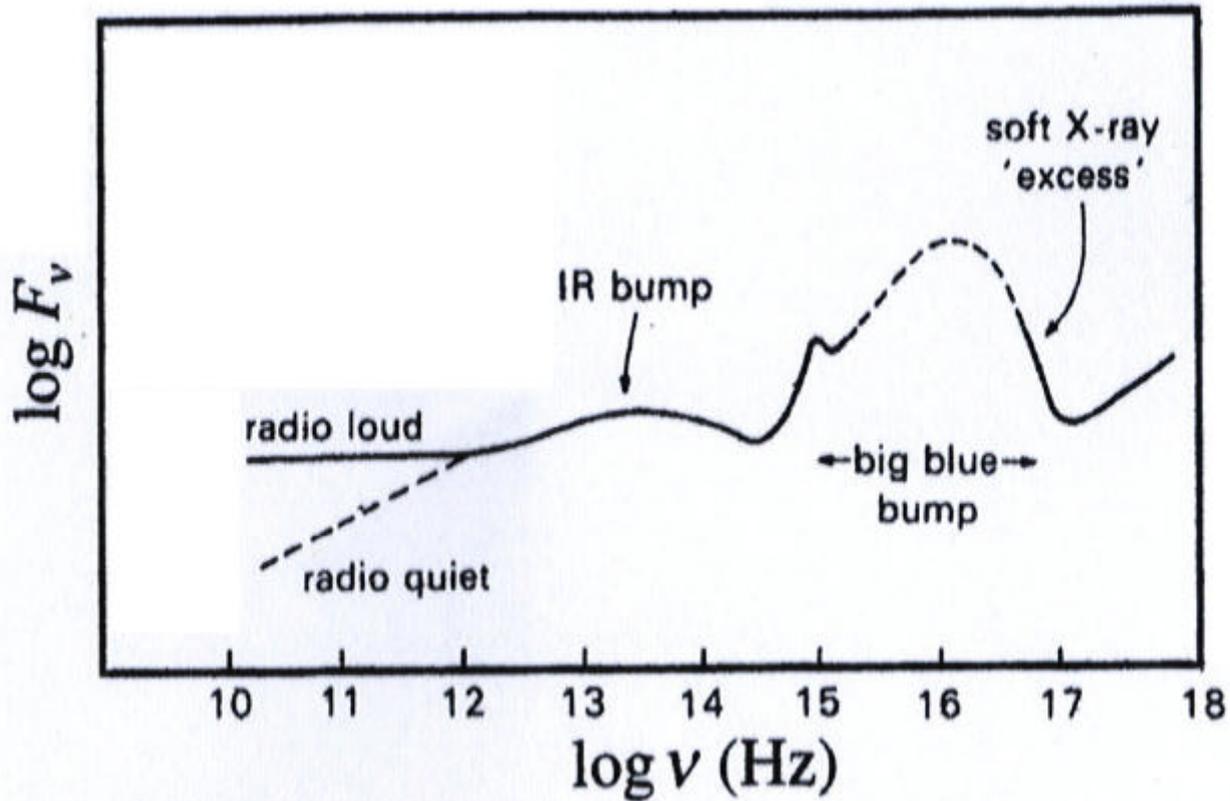
Osservazioni multi-frequenze



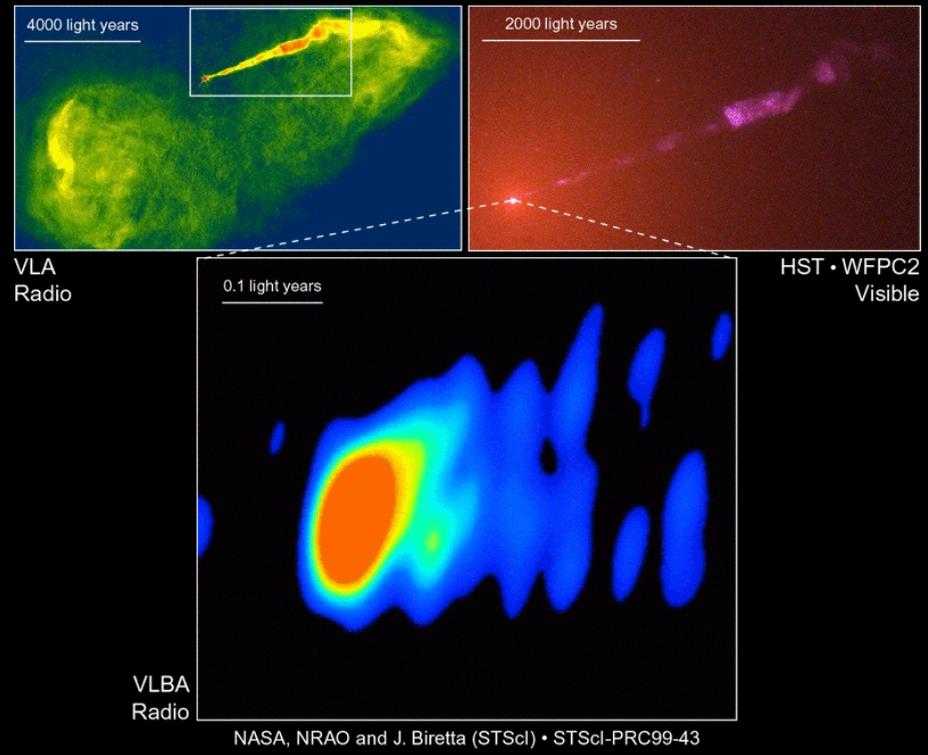
La galassia
ellittica
M87

(a) Ottico
(b) UV
(c) Radio
(d) HST

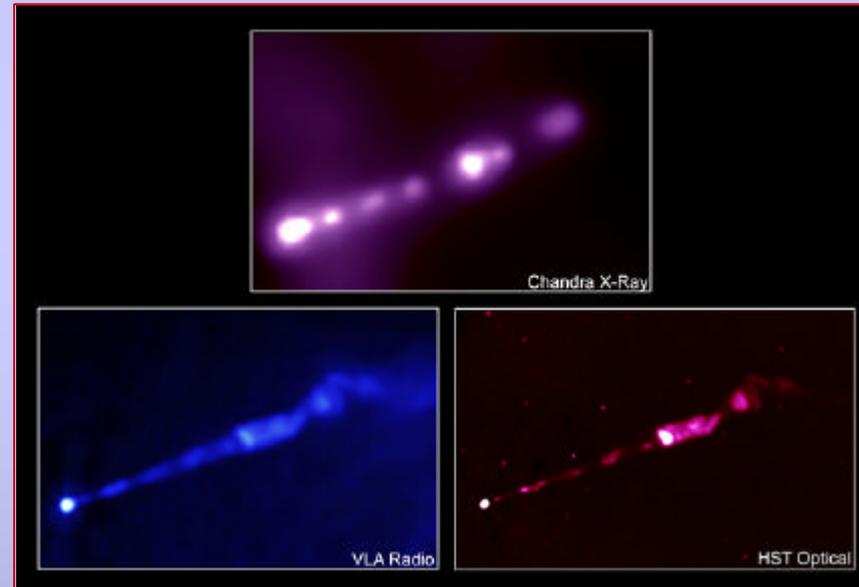
Spettri continui su larga banda



Galaxy M87



Emissione dei getti



- Spettro non-termico su larga banda (da radio a X)
- Emissione sincro-Compton: elettroni relativistici e campi magnetici

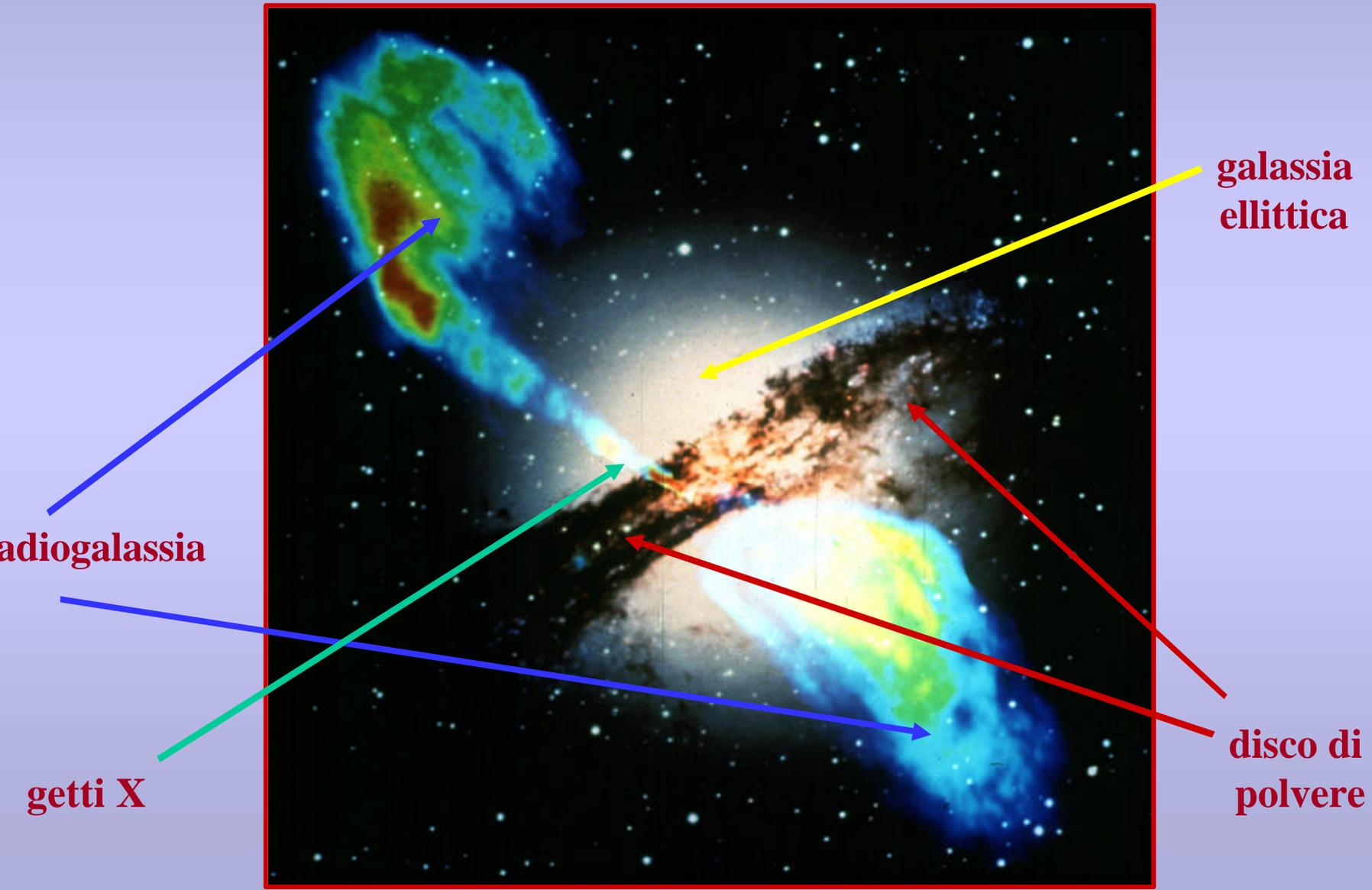
Lo “zoo” delle galassie attive

- Galassie di Seyfert: galassie spirali con nuclei brillanti
 - Seyfert I : continuo non-termico, intense righe di emissione larghe e strette
 - Seyfert II : continuo non-termico, intense righe di emissione larghe, deboli strette
- Quasars & QSOs: oggetti quasi-stellari a distanze cosmologiche continuo non-termico, intense righe di emissione larghe e strette, getti
- BL Lacs e blazars: intense sorgenti con continuo non-termico senza righe, forte polarizzazione, rapida variabilità (giorni, ore)
- Liners, galassie starburst, galassie Markarian, galassie I RAS, OVV, galassie N, etc.

Caratteristiche unificanti

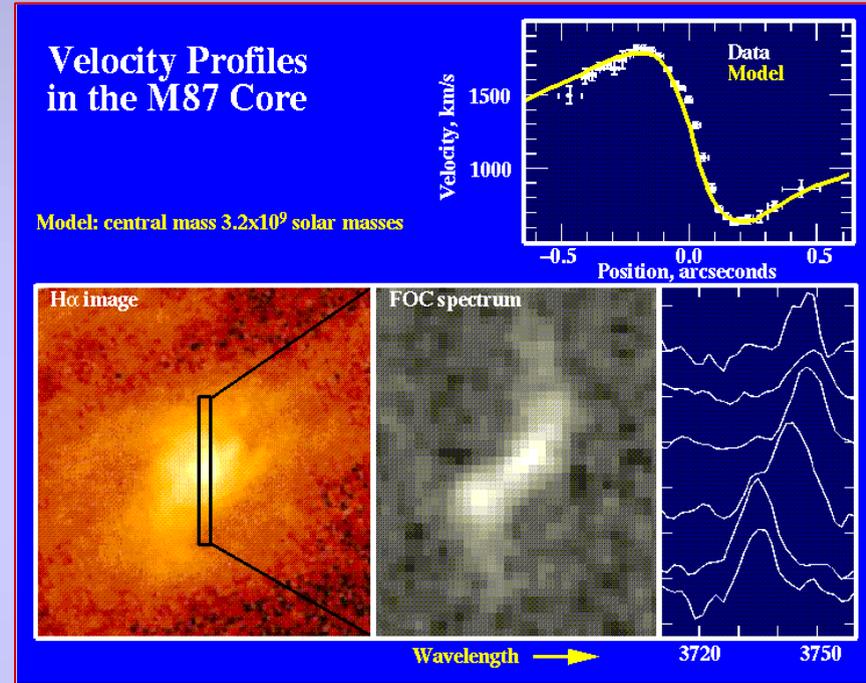
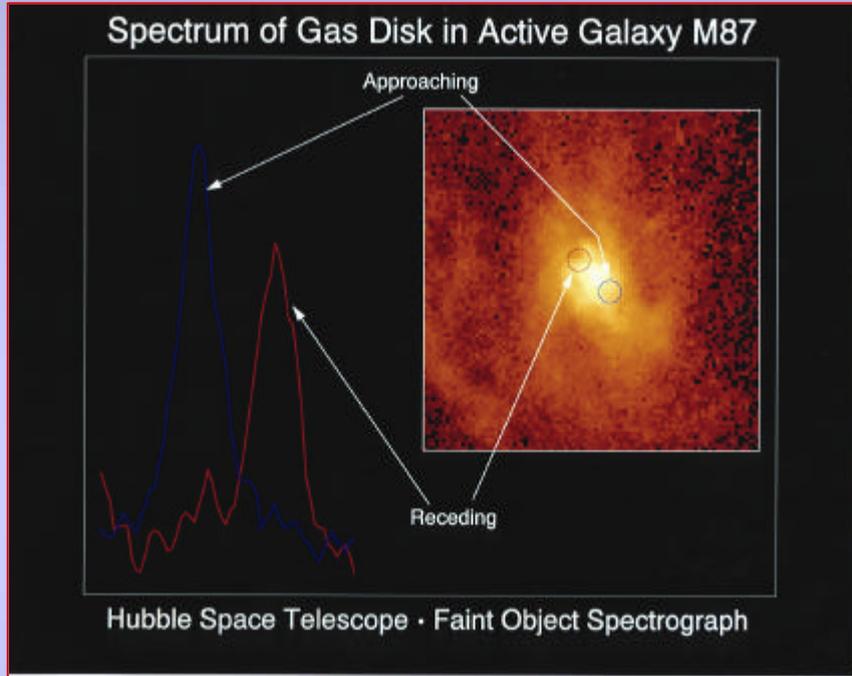
- Attività nucleare prevalente su quella della galassia associata
- Potenze (radiazione + dinamica) $\Rightarrow 10^{47}$ erg s⁻¹
- Emissione non-termica su banda spettrale larga, con differenti elementi dominanti per ciascuna classe
- Forte attività dinamica: moti nucleari, getti
- Attività originantesi nei nuclei:
 - dimensioni $R < 1$ pc
 - masse $M > 10^7 M_{\odot}$
- Intensi campi gravitazionali
- Nuclei galattici attivi: AGN

La galassia attiva nel Centauro



Il nucleo di M 87 visto da HST

Compatto, massiccio, rotante



Intenso campo gravitazionale con grande momento angolare ?

Come produrre flussi collimati, freddi, supersonici, relativistici con emissione non-termica ?

Come confinare i getti su grandi distanze ?

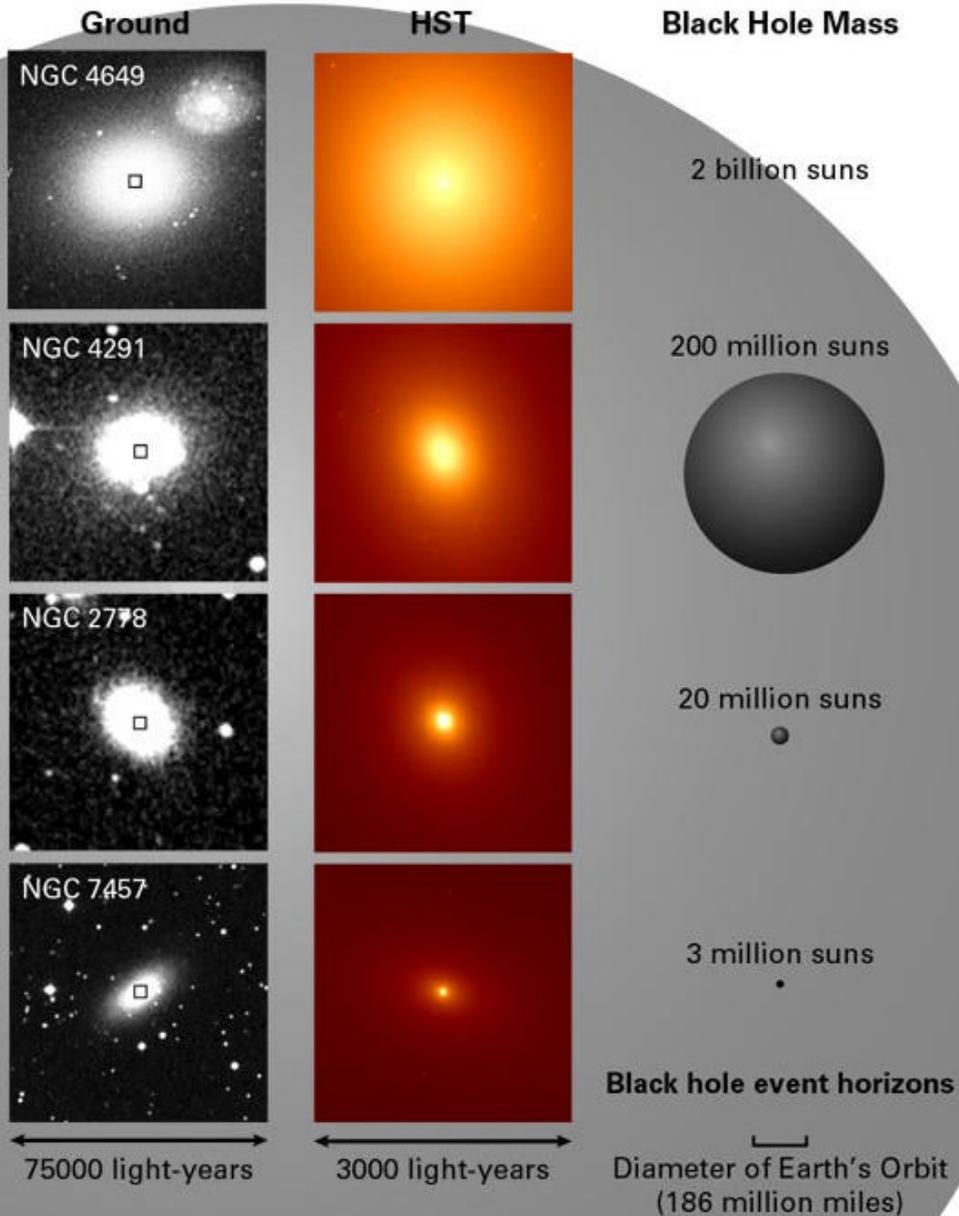
Energetica degli AGN

- Potenze fino a 10^{47} erg s⁻¹
- Beaming relativistico ? = 10 - 1000
- Dimensioni dei nuclei di alcune ore-luce (10^{14} cm), dai tempi di variabilità
- Potenza termonucleare insufficiente per $M < 10^{10} M_{\odot}$
- Raggi dei nuclei vicini o inferiori al raggio di Schwarzschild per $M > 10^8 M_{\odot}$

$$R_{Schw} = \frac{2GM}{c^2} = 3 \times 10^5 \frac{M}{M_{sun}} \text{ cm}$$

- Accrescimento su buchi neri

Black Hole Mass Scales with Galaxy Size



Fisica dell'accrescimento

- Energia rilasciata dall'accrescimento su AGN

$$DE_{acc} = \frac{GM_{AGN}m}{R_{AGN}} \Rightarrow 0.42mc^2 \gg DE_{nuc} \Rightarrow 0.007mc^2$$
$$L_{acc} = \frac{GM_{AGN}\dot{M}}{2R_{AGN}}$$

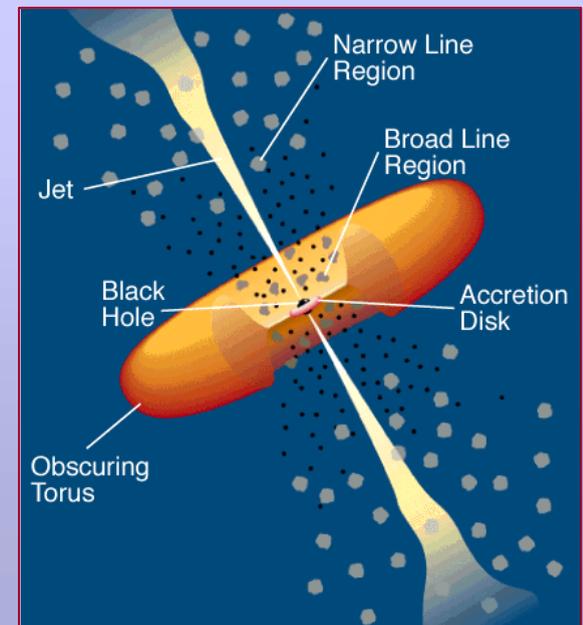
- Limite di Eddington dovuto alla pressione di radiazione contro il flusso di accrescimento

$$L_E = \frac{4\mathbf{p}cGm_p M_{AGN}}{\mathbf{s}_T} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M_{AGN}}{M_{sun}} \text{ erg s}^{-1}$$
$$\dot{M}_E = \frac{2R_0 L_E}{GM_{AGN}} = 8\mathbf{p} R_0 \frac{m_p c}{\mathbf{s}_T} = 1.9 \times 10^{12} R_0 \text{ g s}^{-1}$$

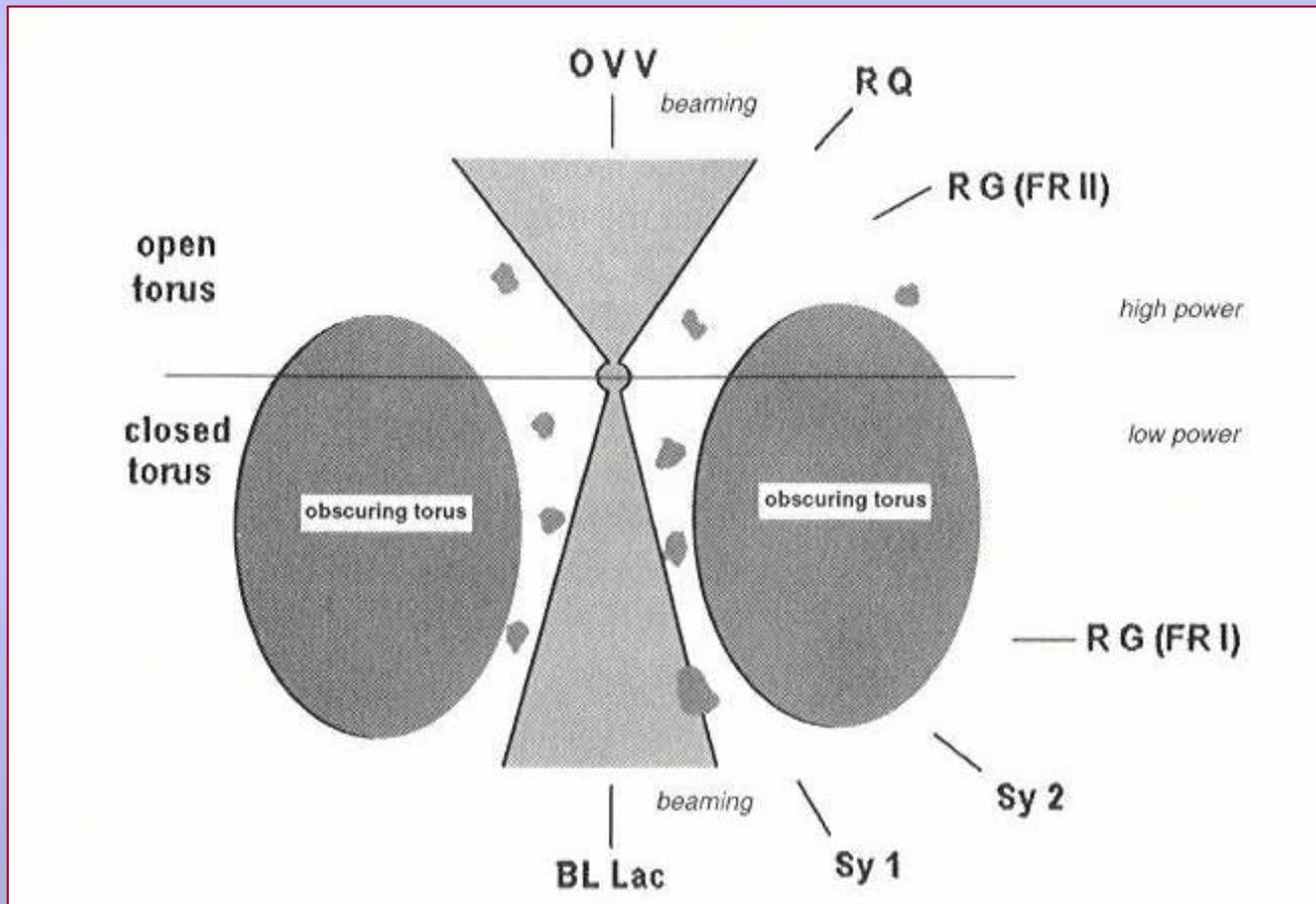
- R_0 raggio interno dell'accrescimento, \mathbf{s}_T sezione d'urto per scattering da elettroni

Il modello getto - disco

- L'accrescimento di massa su oggetti con intenso campo gravitazionale è il meccanismo più efficiente per la produzione di energia: $e = 0.42mc^2$
(Lynden-Bell 1969, Scheuer 1974, Rees 1974)
- Evidenza di fenomeni di accrescimento su buchi neri in AGN
- Flusso di accrescimento e trasporto del momento angolare verso l'esterno
- I getti come meccanismo di estrazione di momento angolare
- Associazione tra accrescimento sotto forma di dischi e getti collimati e persistenti
- Sistemi complessi

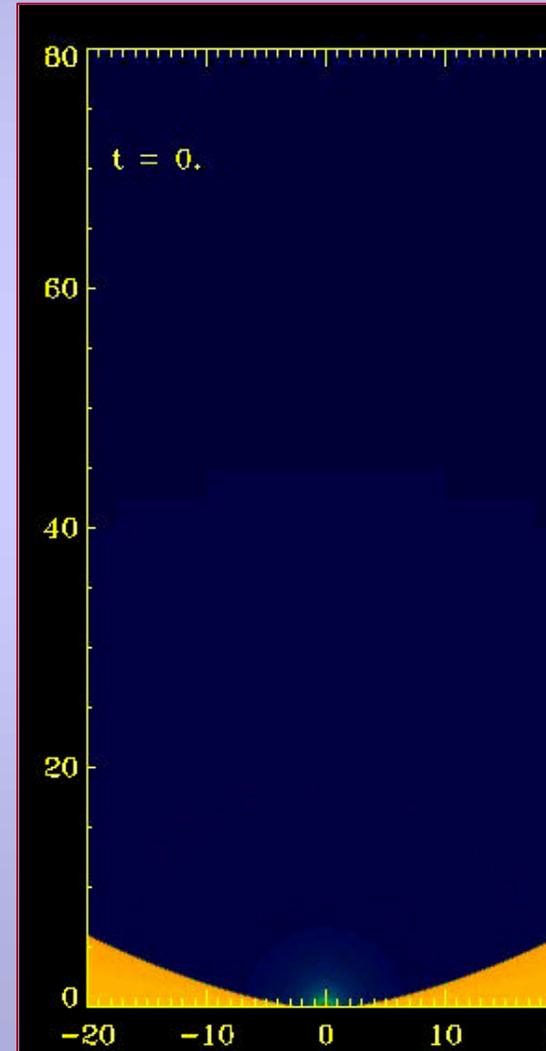
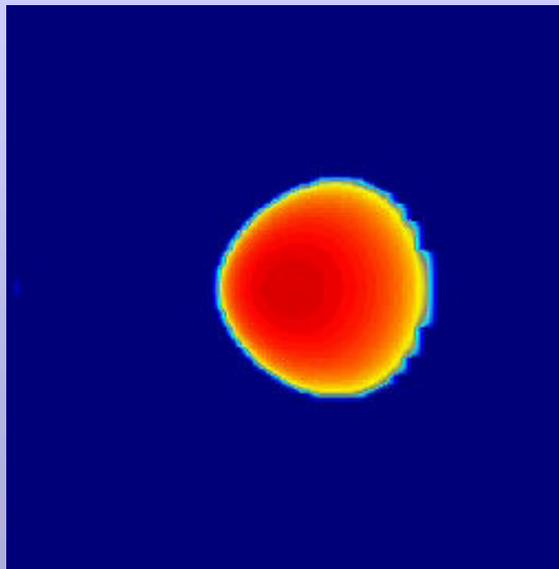
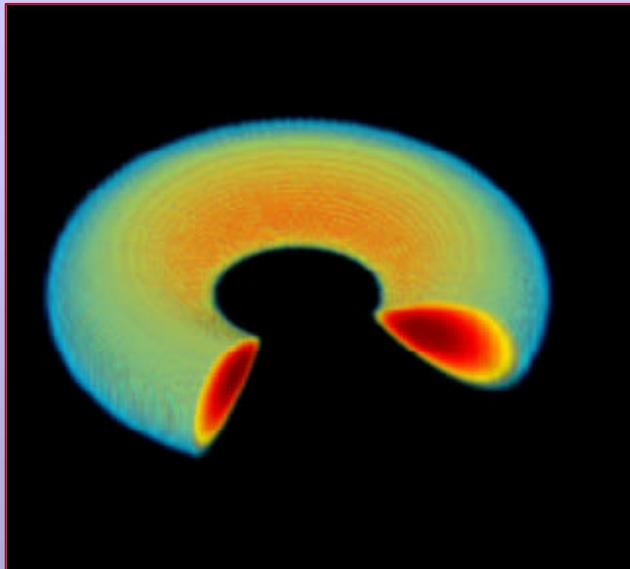


- Modello di unificazione delle varie classi
- Potenza del getto e geometria rispetto all'osservatore



Dischi di accrescimento

- Formazione di dischi in collassi
- Caduta con rilascio di energia gravitorotazionale
- Espulsione di getti



ENERGETICS OF AGNS

2 AGNs have luminosities up to 10^{47} erg s^{-1} (blazars have limits 100 times larger, but are interpreted in terms of Doppler boosting)

2 Thermonuclear burning in Sun-like stars

$$\frac{\text{☹}}{\text{☀}} \gg \frac{4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}}{2 \times 10^{33} \text{ g}} \gg 2 \text{ gm g}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

2 Thermonuclear reactions upper limit of efficiency

$$\diamond \gg 30 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

2 Compare with observational data

	M -	R	L -	L
		(kpc)		(erg/ g/ s)
Galaxy	10^{11}	30	10^{11}	2
Nucleus of the Galaxy	10^8	1	10^9	10
Nuclei of Seyfert	10^9	10^1	10^{11}	10^2
Powerful AGNs	10^9	10^6	10^{13}	10^4

2 Thermonuclear burning cannot account for the luminosity of AGNs, and only marginally for the nucleus of the Galaxy

2 Alternatives: enhanced stellar activity and supernova explosions, neutron stars cluster, gravitational energy release around collapsed objects as spinars or massive black holes

AGNs and supermassive black holes (SM BH)

- 2 Observational evidence (Kormendy & Richstone 1995, Mada-jski 1999)
- 2 Efficiency ϵ requires a mass of fuel processed over lifetime of the object to support observed luminosity

$$\mu = \frac{L}{\epsilon \dot{M} c^2} \approx 10^{47} \text{ erg s}^{-1} \frac{1}{\epsilon \dot{M}_8 \cdot 10^8 \text{ yrs}} \approx 10^8 \frac{1}{\epsilon \dot{M}_8} \text{ } \mu$$

- 2 Gravitational radius corresponding this mass (the AGN mass can actually be much higher)

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \times 10^5 \frac{M}{M_\odot} \text{ cm} \approx 5 \times 10^{13} \text{ cm}$$

- 2 Typical values for $\epsilon \cdot 0.1$ correspond to r_g very close to observational estimates $r_g \cdot 0.001 \text{ pc}$
- 2 The radius of AGNs is close to their gravitational radius, no escape from collapse to black hole (Rees 1984)
- 2 Accretion onto supermassive black holes can in principle be a valid alternative

Eddington limit to the AGN mass

- Apply condition of stability between gravitational and radiation pressure forces on particles (hydrogen gas)

$$\gamma_{\text{rad}} = \frac{L}{4\pi r^2} \frac{\kappa}{c} = \frac{L}{4\pi r^2} \frac{\sigma_T}{c} \frac{1}{\mu m_p} \approx \frac{L}{4\pi r^2} \frac{1}{c} \frac{1}{\mu m_p}$$

$$\gamma_{\text{grav}} = \frac{GM}{r^2}$$

- For a given mass this yields an upper limit on luminosity, Eddington limit

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GM \mu m_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{46} \frac{\mu}{10^0} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1}$$

- or for a given luminosity the minimum mass allowed to maintain equilibrium

$$M_{\text{min}} \approx 8 \times 10^8 M_{\odot}$$

corresponding to a gravitational radius

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 2 \times 10^{14} M_{\odot} \text{ cm}$$

- AGNs must contain a super massive black hole SMBH (Lynden-Bell 1969)

- 2 Release of gravitational energy in the vicinity of gravitational radius by accretion

Schwarzschild black holes » $0.05 \frac{M}{M_{\odot}}$

Kerr black holes » $0.42 \frac{M}{M_{\odot}}$

- 2 Accretion rate required to produce a given luminosity

$$\dot{M} = \frac{L}{\epsilon \dot{M} c^2}$$

$$\dot{M} \gg \frac{1}{\epsilon} \frac{L}{c^2} \approx 4.7 \frac{L}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}}$$

- 2 Efficiency ϵ for accretion onto an object of mass M and radius R

$$\epsilon = \frac{GM/R}{c^2} = \frac{GM}{Rc^2} = \frac{GM}{Rc^2}$$

$\epsilon =$ accretion/ radiation coupling ≤ 1

$$\epsilon = \frac{GM}{Rc^2} = \frac{2GM}{Rc^2}$$

- 2 Eddington luminosity corresponds to an Eddington accretion rate

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\epsilon \dot{M} c^2} = 0.02 \frac{\mu}{10^8} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}}$$

- 2 The Eddington limit applies in spherical symmetry: however spherical accretion does not allow an efficient dissipation of the inflow energy into radiation, as for adiabatic heating $\epsilon \ll 1$ (Shapiro & Teukolsky 1983)

Accretion flows

- 2 The presence of rotation suggests the formation of accretion disks inside which "viscous" dissipation of the inflow kinetic energy can be efficient $\epsilon \sim 0.1$ (Salpeter 1964, Zeldovich 1964, Lynden-Bell 1969)
- 2 For black holes in Keplerian circular orbit the last stable orbit is $r = 3r_{\text{ISCO}}$ corresponding to an efficiency $\epsilon = 0.05$: the modeling of accretion inflows requires a detailed analysis of the angular momentum removal by "viscous" and/or magnetic stresses
- 2 Accreting gas comes from stars spiraling into the gravitational well of the galaxy: in order to allow the disk formation stars must disrupt into gas, otherwise their infall into the central black hole would only produce bursts of gravitational waves; the Roche limit for disruption puts an upper limit to the central black hole mass

Roche limit

$$r_{\text{Roche}} = 2.4 \left(\frac{\mu}{M_{\text{BH}}} \right)^{1/3} r_{\text{star}}$$

$$\frac{r_{\text{Roche}}}{r_{\text{ISCO}}} = 2.4 \left(\frac{3M_{\text{BH}}}{4M_{\text{star}}} \right)^{1/3} \left(\frac{r_{\text{star}}}{r_{\text{ISCO}}} \right)$$

$\approx 6 \times 10^8 \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \right)^{1/3}$

Accretion and specific energy of emitted photons

- ² Each infalling proton can at most put all of its energy into a single photon with the efficiency ϵ just calculated

$$\epsilon = \frac{GM}{Rc^2} \quad \epsilon = \frac{v_{\text{orb}}^2}{2c^2}$$

- ² Maximum frequency produced by accretion onto different stellar configurations

	ϵ	$h\nu$	
Sun	2.5×10^{-6}	1 keV	UV/ soft X-rays
White Dwarf	5×10^{-4}	5×10^2 keV	hard X-rays
Neutron Star	2.5×10^{-2}	50 MeV	γ -rays
Black Hole	0.18	0.2 GeV	γ -rays

- 2 A stationary Keplerian disk is formed by the inflow of matter, where angular momentum is transported outwards by viscous and/or magnetic stresses; stationarity requires

$$\dot{M} = 2\pi r \Sigma v_r = \dot{M} \left(\frac{r}{R_g} \right)^{-3/2} \left(\frac{r}{R_g} \right)^{-1/2}$$

- 2 Rotational energy is dissipated into heat: the energy of a particle at distance r from the nucleus is dissipated locally into heat
- 2 Assume the disk is optically thick in thermal equilibrium, so the virial theorem applies, and local emission is blackbody

$$\dot{E} = \frac{GM\dot{M}}{2r} = 2\pi r^2 \sigma T^4$$

- 2 The local disk temperature is:

$$T(r) = \left(\frac{GM\dot{M}}{8\pi r^3 \sigma} \right)^{1/4} = \left(\frac{GM\dot{M}}{8\pi r^3 \sigma} \right)^{1/4} \left(\frac{r}{R_g} \right)^{-3/4} \left(\frac{r}{R_g} \right)^{-1/4}$$

$$T(r) \approx 6 \times 10^5 \left(\frac{r}{10^8 \text{ cm}} \right)^{-3/4} \left(\frac{\dot{M}}{10^8 \dot{M}_\odot} \right)^{1/4} \text{ K}$$

- 2 For $\dot{M} = 10^8 \dot{M}_\odot$ and $r = R_g$ the peak of the blackbody spectrum is in UV, for $\dot{M} = 10^6 \dot{M}_\odot$ in X rays

$$\dot{E} = 2\pi \int \sigma T^4 r^2 dr = \frac{1}{4} 3\pi \dot{M} \frac{GM}{R_g}$$

Accretion scenarios

1. Low accretion rates $\dot{M} \lesssim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and high opacities:
 - κ geometrically thin accretion disks
 - κ strong radiation emission $\eta \sim 0.1$
 - κ energy advected to BH $\dot{M} \lesssim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ energy radiated spectrum is superposition of blackbodies from X-rays (inner regions) to optical (outer regions)

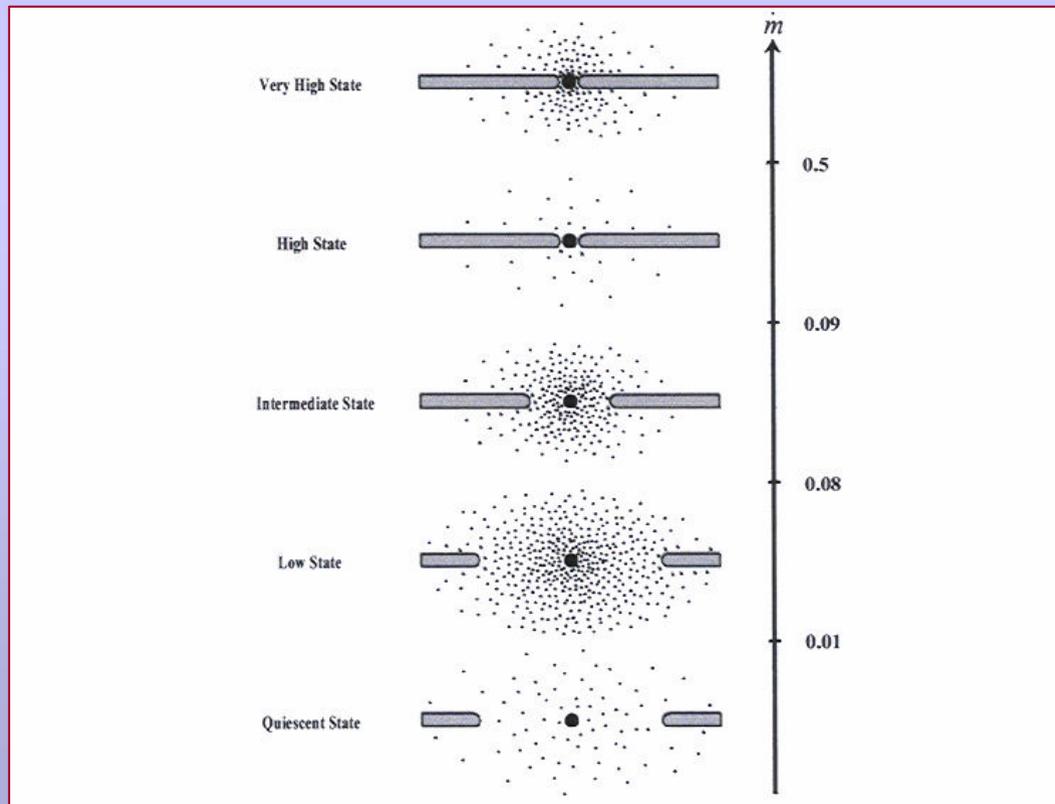
2. Large accretion rates $\dot{M} \gtrsim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
 - κ low radiation efficiency (electron scattering opacity)
 - κ energy is trapped in the disk
 - κ formation of geometrically thick disks and tori
 - κ star-like thermal blackbody $T \sim 10^4 \text{ K}$

3. Very low accretion rates $\dot{M} \lesssim 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
 - κ disk is optically thin, electrons cool rapidly, ions do not
 - κ two-temperature plasma as thermalization is slow, $T_e \ll T_i$
 - κ ion tori supported by the ion pressure
 - κ ions reach the virial temperature

$$T_i \sim \frac{1}{3} \frac{GM}{R} = \frac{1}{6} \frac{M}{R} \frac{c^2}{\eta} \sim \frac{1}{6} \frac{160}{\eta} \text{ MeV} \sim 2 \times 10^{12} \frac{\eta_0}{\eta} \text{ K}$$

ACCRETION DISKS

- Thin disks (Shakura & Sunyaev 1973, SLE 1976, Ichimaru 1977)
- Thick disks (Abramowicz 1982)
- Accretion tori (Rees 1982)
- ADAF (Narayan 1992)



Spettro di emissione

- Estensione del continuo

- Temperatura di radiazione

$$T_{rad} = \frac{h\nu}{k}$$

- Temperatura di corpo nero

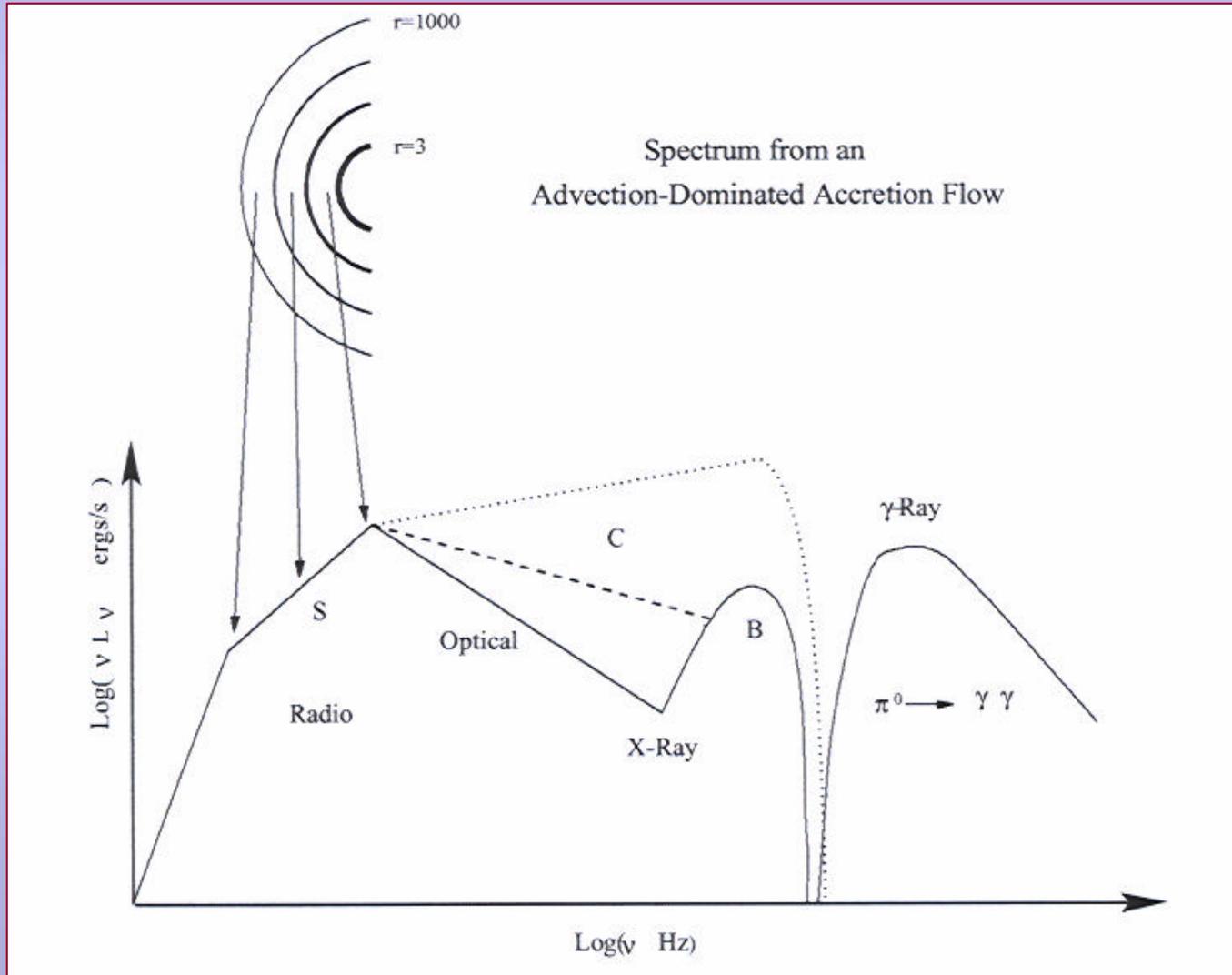
$$T_b = \left(\frac{L_{acc}}{4\pi R_0^2} \right)^{1/4} = \left(\frac{GM\dot{M}}{8\pi R_0^3} \right)^{1/4}$$

- Temperatura viriale o termica

$$T_{vir} = \frac{1}{2} T_{th} = \frac{Gm_p M}{3kR_0}$$

$$T_b \ll T_{rad} \ll T_{vir}$$

Emission spectrum from ADAF



Dai megaparsec ai miniparsec

