

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Il getto relativistico nella galassia
Virgo-A(M87)**

Relatore:

**Chiar.mo Prof.
GABRIELE GIOVANNINI**

Presentata da:

WALID IDRISSE IBNSALIH

**Sessione III
Anno Accademico 2014/2015**

Indice

1	AGN	2
1.1	Radiogalassie	2
1.1.1	FR I	2
1.1.2	FR II	3
1.2	Le Galassie Core-dominated	3
1.2.1	Oggetti BL lacertae	4
1.2.2	Quasar	4
2	Effetti relativistici	6
2.1	Moti superluminali	6
2.2	Effetto Doopler relativistico: Beaming e boosting relativistico	8
2.2.1	Beaming relativistico	8
2.2.2	Boosting relativistico	10
2.3	Metodi per ricavare β e θ	11
2.3.1	Getto /contro Getto	11
2.3.2	Rapporto tra potenza del core osservata e potenza del core intrinseca	11
3	Modelli unificati	13
3.1	Modello unificato per Radio quieti	13
3.2	Modello di Orr e Browne	14
3.3	Unificazione per orientazione	15
3.3.1	Modello di Barthel	15
3.3.2	Schema dell'unificazione fra FR I e BL Lac	16
4	M87	17
4.1	Super Massive Black Hole	17
4.2	La parte interna del jet	18
4.3	HST-1	19
5	Analisi dati	21
5.1	VLBA	21

5.1.1	The Mojave project	22
5.2	Stima di β_{app} e dello spostamento del jet di M87	22
5.3	Calcolo di β_{app} tramite AIPS	23
A	Radiazione di sincrotrone	27
A.1	Moto di una particella carica all'interno di un campo magnetico	27
A.2	Radiazione emessa da un insieme di elettroni	30

Sommario

Nell'ambito di questa tesi, sono trattate le proprietà dei Nuclei Galattici Attivi (AGN) e dei loro getti. In particolare è stata esaminata la radiogalassia M87. Quest'ultima ha un getto che si muove apparentemente con velocità superiori a quella della luce, il cosiddetto moto superluminale. È stato preso in esame la parte iniziale del getto. I dati sono stati presi dal progetto pubblico "Mojave", in modo tale da poter essere analizzati tramite il software AIPS, per ricavare informazioni inerenti al moto di una sottostruttura del jet. È stato trovato che questa componente ha una velocità apparente bassa ($0.05 c$), mentre la velocità collettiva del jet è fortemente relativistica.

Breve introduzione sulle galassie.

Fino ai primi anni venti molti oggetti extra-galattici, che oggi denominiamo galassie, furono classificati come nebulose di gas di vario tipo. Infatti fu E. Hubble che le identificò come un insieme di migliaia di milioni di stelle, nubi e gas di varia natura; l'astrofisico evidenziò anche che potevano assumere varie forme: possono essere infatti ellittiche, spirali, lenticolari o essere semplicemente irregolari. Nota è infatti la classificazione di Hubble (fig. 1), che parte dall'ellittiche fino ad arrivare alle irregolari. Si deve sottolineare che inizialmente fu vista sotto un'ottica evolucionistica, oggi ciò non è più creduto vero nonostante la classificazione ideata da Hubble sia ancora attuale.

Le spirali sono caratterizzate per avere un disco, nel quale si distribuiscono la maggior parte delle stelle, un alone, grandi quantità di gas e una forte velocità rotazionale (si pensa che questa sia la causa della formazione del disco). Inoltre alcune galassie spirali hanno una barra che collega il nucleo con i "bracci". Le ellittiche, chiamate così poichè assumono una forma elissoidale, sono suddivise da E0 a E7, dove il numero indica l'ellitticità: $\epsilon = 10(\frac{a-b}{a})$, a è il semiasse maggiore e b il semiasse minore. Inoltre non hanno nè gas nè polveri nè il disco che contraddistingue le spirali.

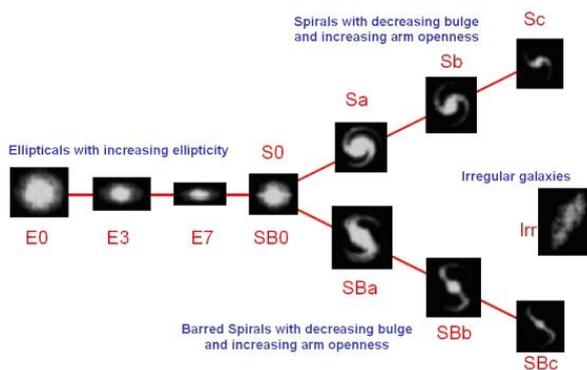


Figura 1: classificazione di Hubble

Capitolo 1

AGN

1.1 Radiogalassie

In queste galassie si è osservato nella banda radio una emissione non termica molto elevata (circa cento volte di più di una galassia normale); solitamente nella controparte ottica sono identificate come galassie ellittiche. L'emissione è di tipo sincrotrone, quindi si ha la presenza di campi magnetici elevati e di elettroni relativistici.

Sempre nella banda radio queste galassie sono costituite da due lobi posti simmetricamente rispetto al "nucleo ottico", inoltre hanno zone più brillanti dette hot-spots dove molto probabilmente gli elettroni che causano la radiazione vengono accelerati. Con una buona risoluzione si è notato anche una sorta di ponte (detto "getto") che collega i due lobi, dove si è potuto osservare il fenomeno delle velocità superluminali (sarà discusso nel prossimo capitolo). Furono scoperte negli anni '50 grazie allo sviluppo di interferometri ad alta risoluzione, dopodichè fu negli anni '70 che gli astrofisici Fanaroff e Ryle stilano una classificazione su queste galassie seguendo i parametri della potenza, morfologia e dimensioni.

1.1.1 FR I

Queste radiogalassie hanno una potenza stimata attorno ai $10^{42} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (più basse rispetto alle FR II) e hanno la peculiarità di avere la regione esterna più debole, infatti a volte sono chiamate Edge Darkened. Queste radiogalassie presentano getti ben visibili, solitamente two-sides e quindi poco collimati; descrivendo invece i lobi di queste radiosorgenti si può evidenziare che sono ben estesi ma presentano hot spots poco visibili. Inoltre si può dedurre che le galassie sono povere di gas poichè presentano solo righe di emissione strette.

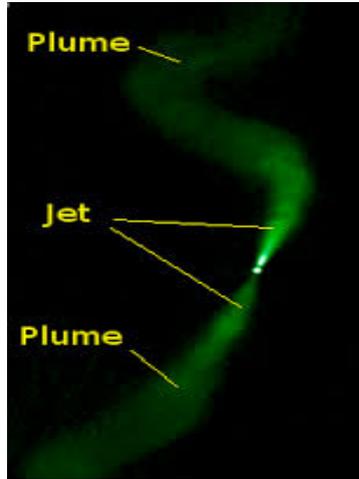


Figura 1.1: una tipica Radiogalassia FR I

1.1.2 FR II

Hanno una potenza ben più elevata delle FR I, stimata attorno a $10^{47} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Presentano un solo getto, a differenza delle FR I, ma il fenomeno è spiegato tramite l'effetto Doppler relativistico (l'altro getto allontanandosi nella direzione opposta all'osservatore con velocità relativistiche si attenua). Queste radiogalassie presentano lobi che hanno al loro interno (con dimensione angolare piuttosto piccola) regioni molto brillanti chiamate hot spots, nel quale molto probabilmente gli elettroni che causano l'emissione vengono accelerati. Infatti viene scartata l'ipotesi che questi provengano direttamente dal nucleo galattico poiché hanno una vita media radiativa minore rispetto al tempo di transito dal nucleo ai lobi. In queste radiogalassie si è scoperto, tramite l'interferometro VLBI, il fenomeno delle velocità superluminali, cioè di una componente della radiogalassia che viaggia con una velocità apparente superiore a quella della luce. Per via delle regioni esterne che sono più brillanti talvolta vengono chiamate Edge brightened. Le FR II si possono dividere in due sottocategorie: ci sono galassie che hanno righe di emissioni strette e larghe, altre che hanno solo righe strette (come le FR I).

1.2 Le Galassie Core-dominated

Sono radiogalassie compatte, cioè l'emissione radio avviene maggiormente all'interno del nucleo. Galassie di questo tipo sono le Quasar (Quasi-Stellar Radio Sources) e le BL Lacertae.



Figura 1.2: struttura di una radiogalassia FR II

1.2.1 Oggetti BL lacertae

Come le Quasar all'inizio furono scambiate per oggetti di natura stellare, oggi invece sono riconosciuti come AGN associate a galassie ellittiche. Sono galassie che presentano una grande variabilità in luminosità (su tutte le bande anche in quella ottica) e in flusso. L'emissione è di tipo sincrotrone fortemente polarizzata, sia nella banda radio che in quella ottica (ultimamente ciò si è osservato anche nelle bande gamma e X). Inoltre presentano righe di assorbimento e di emissione abbastanza strette. Talvolta però si è notato la mancanza delle righe di emissione, in questo caso si è ipotizzato che la causa di ciò sia dovuto alla mancanza di gas.

1.2.2 Quasar

Esattamente come i BL lac sono oggetti puntiformi, per questo inizialmente furono scambiate per stelle. Furono scoperte all'inizio degli anni Sessanta, con l'osservazione di 3C 48. Inizialmente appunto fu scambiato per un oggetto stellare, ma aveva uno spettro insolito: lo spettro era di tipo sincrotrone (le stelle infatti hanno spettro d'emissione di tipo termico) e presentava righe d'emissione che non coincidevano con nessun elemento visto prima. Fu nel 1963 grazie all'astrofisico Maarten Schmidt che studiando un altro oggetto simile (3C 273) si accorse che quelle righe d'emissione erano in realtà ad alto redshift. Tramite la legge di Hubble, $v = Hd$, dove H è la costante di Hubble e la velocità ricavata grazie all'effetto doppler, ci si accorse che questi oggetti extragalattici sono distanti miliardi di anni luce. Quindi questi AGN generalmente emettono nel radio, ottico, UV (in questa banda presentano un grande eccesso, almeno rispetto a una stella), hanno uno spettro a sincrotrone e si osservano righe ad alto redshift. Solo il 10 per cento di queste quasar è attiva nel radio (nella contro parte ottica queste sono viste come galassie ellittiche), infatti ci sono molte quasar che nel radio presentano un'attività molto ridotta (sono dette Radio Quiet Quasar). Inoltre presentano una luminosità che è molto più

potente delle normali galassie e variabile su tempi di ore o giorni. Anche per le Quasar si è osservato il fenomeno delle velocità superluminali, grazie alla elevata risoluzione degli interferometri.

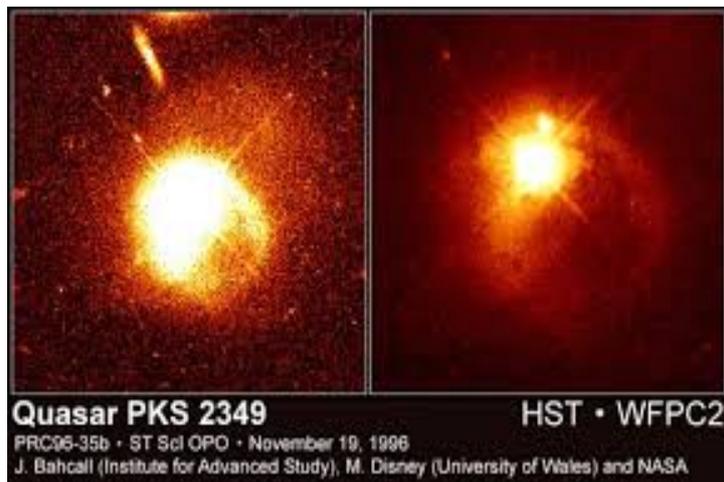


Figura 1.3: immagine della quasar PKS 2349

Capitolo 2

Effetti relativistici

2.1 Moti superluminali

Negli ultimi anni si è potuto osservare, grazie anche all'introduzione di interferometri ad alta risoluzione(per esempio il VLBI, Very Long Baseline Array), l'emissione di getti da strutture AGN. Avvenendo l'emissione nel continuo, quindi priva di righe spettrali, non si è potuto usare l'effetto Doppler per poter misurare la velocità. Nonostante questo analizzando alcune sorgenti poste relativamente vicine si è potuto ricavare informazione sul moto di questi getti. Esaminando l'evoluzione temporale di sottostrutture si è riscontrato che la velocità di propagazione talvolta supera la velocità della luce, e questo di fatto sembrerebbe una violazione della relatività ristretta. Per spiegare ciò inizialmente fu ipotizzato il modello ad albero di natale: il getto in realtà è composto da due parti, quando una componente si illumina l'altra è "spenta", e succede viceversa dopo un intervallo di tempo(che può durare anche anni), facendo sembrare che il getto sia in moto. Tuttavia questa ipotesi sembra scartata. Infatti è stato teorizzato un altro modello, che oggi è stato accettato da quasi tutta la comunità scientifica. Secondo questa teoria la velocità che si osserva in realtà è solo apparente, il fenomeno è dovuto al fatto che la sorgente si sta muovendo con velocità relativistiche lungo una direzione che forma un angolo piccolo con la linea di vista(il moto è quasi frontale). La relazione che lega la velocità osservata e quella propria è la seguente:

$$\beta_{app} = \frac{\sin(\theta)}{(1 - \beta \cos(\theta))} \beta \quad (2.1)$$

Viene illustrata la dimostrazione della relazione(2.1) tramite il modello geometrico (2.1).

La sorgente al tempo $t = 0$ si trova al punto A ed emette la radiazione. Essendo l'osservatore al punto O, il fotone ci metterà $t_1 = \frac{AO}{c}$.

Nel frattempo la sorgente si sposta verso il punto C, con velocità v e ad un angolo θ piccolo, rispetto alla linea di vista dell'osservatore. Ci metterà $t_{AC} = \frac{AC}{v}$.

Usando le relazioni trigonometriche, si ottiene $AB = AC \cos(\theta)$ e $BC = AC \sin(\theta)$,

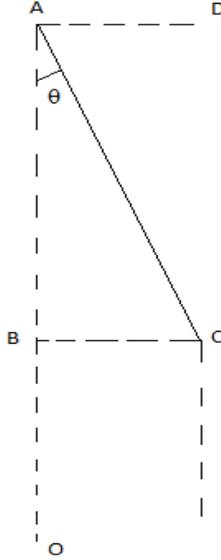


Figura 2.1: modello geometrico

queste diventano $AB = t_{AC}v \cos(\theta)$ e $BC = t_{AC}v \sin(\theta)$, facendo le dovute sostituzioni. Al punto C la sorgente riemette un fotone, il tempo che ci impiega questo per arrivare all'osservatore è $t_{CO} = \frac{BO}{c}$. Quindi il tempo totale impiegato per osservare il secondo fotone è $t_2 = t_{AC} + t_{CO}$ e il lasso di tempo che intercorre fra le due emissioni è:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{AC}{v} + \frac{BO}{c} - \frac{AO}{c} \quad (2.2)$$

Essendo $BO = AO - AB$, e andando a sostituire le espressioni ricavate prima di AO e AB, si ottiene:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = t_{AC}(1 - \beta \cos(\theta)) \quad (2.3)$$

ove β è il rapporto tra la velocità della sorgente e la velocità della luce.

In questo intervallo di tempo, l'osservatore vede però che la sorgente si sposta da A a D, quindi calcola la velocità (che però è appunto apparente) come il rapporto

$$v_{app} = \frac{AD}{\Delta t} = \frac{AC \sin(\theta)}{t_{AC}(1 - \beta \cos(\theta))} \quad (2.4)$$

Scrivendo $v = \frac{AC}{t_{AC}}$ e dividendo l'espressione per c si dimostra la relazione di β_{app} . Derivando l'equazione ricavata rispetto alla variabile θ si ha

$$\frac{\partial \beta_{app}}{\partial \theta} = \frac{\cos(\theta)\beta(1 - \beta \cos(\theta)) - (\sin(\theta)\beta)(\sin(\theta)\beta)}{(1 - \beta \cos(\theta))^2} \quad (2.5)$$

dopodichè si eguaglia a zero affinché si ottenga per quale valore β_{app} ha il massimo. Il risultato è il seguente:

$$\theta = \arccos(\beta) \quad (2.6)$$

Andando a sostituire nell'equazione si ricava che $\beta_{app} = \beta\gamma$. Se β "intrinseco" è circa uguale a 1, implicitamente significa che la sorgente si sta spostando con una velocità pari a quella della luce, e $\beta_{app} = \gamma$. Ma essendo il fattore di Lorentz dipendente da β (infatti $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$) si ricava che per β tendente a 1, β_{app} assume valori grandi, cioè per l'osservatore la sorgente si sposta con velocità molto elevate rispetto a quella della luce.

2.2 Effetto Doppler relativistico: Beaming e boosting relativistico

Per giustificare β_{app} così grande si è dovuto assumere che la sorgente si sposta con velocità circa uguale a quella della luce. Ciò implica che dobbiamo tener conto degli effetti relativistici, ad esempio, per un oggetto che si muove con certe velocità non si può più considerare l'effetto Doppler classico ma si deve introdurre quello relativistico. In questa sezione si descrive due fenomeni importanti: Beaming e boosting relativistico.

2.2.1 Beaming relativistico

Quando una sorgente di radiazione è in movimento con velocità relativistiche rispetto all'osservatore, la luminosità percepita da quest'ultimo può cambiare notevolmente e ciò sostanzialmente è dovuto a quattro fattori. Si ricorda che la luminosità è definita come energia emessa lungo una direzione su unità di tempo, e se si vuole considerare la luminosità per data lunghezze d'onda si definisce la luminosità monocromatica L_{ν_e} . Per il momento si considera la luminosità integrata su tutto lo spettro.

Si prenda in esame un oggetto che viaggia con $v = \beta \cdot c$ e con un angolo θ rispetto alla linea di vista dell'osservatore, la frequenza della radiazione emessa viene percepita in questo modo:

$$\nu_p = \frac{\nu_e}{\gamma(1 - \beta \cos(\theta))} \quad (2.7)$$

Dove $\gamma = \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}}$, inoltre si può definire $\frac{1}{\gamma(1-\beta \cos(\theta))}$ come il fattore Doppler, ed è raffigurato semplicemente con D. Si deve notare che se β tende a 0, cioè γ tende a 1, in questo caso D tende a $(1 + \beta \cos(\theta_p))$, e si ottiene l'effetto Doppler classico. La relazione (2.7) dunque si può riscrivere come:

$$\nu_p = \nu_e D \quad (2.8)$$

Sapendo che un'onda elettromagnetica con una frequenza ν_e può essere considerata come un insieme di fotoni, ognuno avente energia $h\nu_e$, allora l'energia dei fotoni può subire una evidente trasformazione a causa del moto relativistico della sorgente. Ciò implica che la luminosità percepita subisce una variazione di un fattore D rispetto alla luminosità intrinseca dell'oggetto.

Un altro fattore che influisce è la trasformazione dei tempi dell'emissione. Infatti definendo dt_e , intervallo di tempo in cui la sorgente emette, e dt_p come l'intervallo di tempo in cui viene osservata l'emissione, per l'effetto Doppler si può ottenere che

$$dt_e = dt_p D \quad (2.9)$$

Si prenda come ipotesi che la fonte d'emissione si è avvicinata di $dt_e \gamma v \cos(\theta_p)$, fra il primo e l'ultimo fotone emesso, allora $dt_p = dt_e \gamma (1 - \beta \cos(\theta_p))$ cioè $dt_p = \frac{dt_e}{D}$. Considerando che la luminosità è l'energia su unità di tempo, ciò implica che la luminosità osservata varia per un ulteriore fattore D rispetto a quella intrinseca.

Un altro fattore che implica la variazione della luminosità è la trasformazione degli angoli. Infatti l'emissione ricevuta sarà compresa entro un cono di angolo solido $d\Theta_p$ (centrato sulla sorgente) che differisce da quello del cono dell'emissione "intrinseca", poichè entra in gioco il fenomeno dell'aberrazione relativistica. Si ottiene che

$$d\Theta_p = \frac{d\Theta_e}{D^2} \quad (2.10)$$

dove $\Theta_p = \pi(d\theta_p)^2$ e $\Theta_e = \pi(d\theta_e)^2$, dove $d\theta_e$ e $d\theta_p$ sono gli angoli di apertura dei coni. Per dimostrare ciò si parte della formula dell'aberrazione relativistica:

$$\tan(\theta_e) = \frac{\sin(\theta_p)}{\gamma(\cos(\theta_p) - \beta)} \quad (2.11)$$

Differenziando quest'ultima espressione si ottiene:

$$\frac{d\theta_e}{\cos^2(\theta_e)} = \left[\frac{\cos(\theta_p)}{\gamma(\cos(\theta_p) - \beta)} + \frac{\sin^2(\theta_p)}{\gamma(\cos(\theta_p) - \beta)^2} \right] d\theta_p \quad (2.12)$$

Usando un'altra formula dell'aberrazione relativistica, cioè

$$\cos(\theta_e) = \frac{\cos(\theta_p) - \beta}{(1 - \beta \cos(\theta_p))} \quad (2.13)$$

e andando a sostituire si ricava il risultato ricercato.

Con $D > 1$, la radiazione emessa è concentrata per l'osservatore in un angolo solido minore di quello della sorgente, tale fenomeno viene chiamato beaming relativistico. La trasformazione degli angoli va a modificare la luminosità osservata, rispetto a quella intrinseca, pari a un fattore di D^2 .

2.2.2 Boosting relativistico

Considerando quindi tutti i vari fattori, la luminosità osservata può essere espressa nel seguente modo:

$$L_p = L_e D^4 \quad (2.14)$$

Cioè il flusso di radiazione che si misura può essere significativamente diverso rispetto a quando lo si misurerebbe se la sorgente fosse in quiete. Per $D > 1$, per θ_p piccoli e con β tendente a 1 la luminosità osservata può considerevolmente aumentare, questo particolare fenomeno è detto Boosting relativistico. Se la sorgente è in allontanamento il flusso può invece diminuire talmente tanto che non può essere rilevabile (in questo caso si parla di deboosting relativistico).

Nel caso in cui si consideri la luminosità per una banda di frequenza, si può ricavare che:

$$L_p(\nu_p) d\nu_p = L_e(\nu_e) d\nu_e \cdot D^4 \quad (2.15)$$

Sapendo che $d\nu_e = \frac{d\nu_p}{D}$, si ottiene infine:

$$L_p(\nu_p) = L_e(\nu_e) D^3 \quad (2.16)$$

Se lo spettro della radiazione fosse di tipo sincrotrone ($L(\nu) = \nu^{-\alpha}$), la luminosità monocromatica ha la seguente espressione:

$$L_p(\nu_p) = L_e(\nu_e) D^4 D^{-(1-\alpha)} \quad (2.17)$$

dove $D^{-(1-\alpha)}$ è definita correzione di K. Riassumendo, se si conosce il fattore D si possono ricavare dalla luminosità osservata (sia quella totale e sia quella monocromatica) e la luminosità intrinseca, cioè quella che l'osservatore misurerebbe se la sorgente fosse ferma.

2.3 Metodi per ricavare β e θ

Per determinare l'angolo tra la linea di vista e la direzione del moto dei getti (il cosiddetto angolo θ), e la velocità dei getti rispetto a quella della luce (il coefficiente β) sono stati trovati almeno due modi. Il primo riguarda il rapporto getto/contro getto, si basa sulla asimmetria di flusso dei getti, il secondo modo è quello che riguarda il rapporto tra la potenza osservata e quella intrinseca.

2.3.1 Getto /contro Getto

Si supponga di osservare due getti identici emessi in direzioni opposte dalla sorgente, il getto che si avvicina all'osservatore ha una velocità pari a v mentre quello che si allontana ha velocità $-v$.

L'osservatore vede che il flusso del getto che si avvicina aumentato a causa del boosting relativistico, mentre succede il contrario per il flusso del getto in allontanamento.

Si consideri il rapporto tra i due flussi come:

$$\frac{L_a}{L_r} = \left[\frac{(1 + \beta \cos(\theta))}{(1 - \beta \cos(\theta))} \right]^{3+\alpha} \quad (2.18)$$

Si può considerare anche il rapporto fra le Brillantanze superficiali:

$$\frac{B_a}{B_r} = \left[\frac{(1 + \beta \cos(\theta))}{(1 - \beta \cos(\theta))} \right]^{2+\alpha} \quad (2.19)$$

Questo rapporto è anche denominato R_B . Per angoli piccoli e β grandi R_B diventa molto grande, il che implica che praticamente solo uno dei due getti è visibile (quello in avvicinamento), quello in allontanamento è difficilmente rilevabile.

2.3.2 Rapporto tra potenza del core osservata e potenza del core intrinseca

Con questo metodo si può ottenere una stima dell'angolo θ , sfruttando la correlazione tra la potenza media aspettata (P_c) e la potenza totale (P_{tot}). Quest'ultima viene misurata a basse frequenze, in modo tale da poter apprezzare di più il contributo delle regioni estese, che non avendo particelle relativistiche, rende il fenomeno del Boosting relativistico trascurabile. La potenza media aspettata è quella che la sorgente assume se è orientata a 60° , ed è legata alla P_{tot} con la seguente relazione:

$$P_c = (0.62 \pm 0.04) \log(P_{tot}) + (7.6 \pm 1.1) \quad (2.20)$$

Confrontando questo valore ottenuto con la potenza osservata, se quest'ultima è minore rispetto a quella "teorica" allora la sorgente è orientata rispetto alla linea di vista con un angolo θ grande, invece se il valore osservato è più grande rispetto alla potenza media aspettata, allora l'angolo θ è abbastanza piccolo.

Si consideri ora la potenza intrinseca, che si denota con P_{in} . Con $P_c(\theta)$, potenza del core osservata a un dato angolo rispetto alla linea di vista, si ottiene che:

$$P_c(\theta) = P_{in} D^{2+\alpha} = \frac{P_{in}}{\gamma^{2+\alpha} (1 + \beta \cos(\theta))^{2+\alpha}} \quad (2.21)$$

Con $\theta = 60^\circ$ si ha:

$$P_c(60^\circ) = \frac{P_{in}}{\gamma^{2+\alpha} (1 - \frac{\beta}{2})^{2+\alpha}} \quad (2.22)$$

Andando a fare l'ultima sostituzione si ottiene:

$$P_c(\theta) = P_c(60^\circ) \left[\frac{1 - \frac{\beta}{2}}{1 - \beta \cos(\theta)} \right]^{2+\alpha} \quad (2.23)$$

Il tipico valore di α per il nucleo delle radiosorgenti è uguale a 0. Così si ricava la seguente equazione:

$$K = \left(\frac{1 - \frac{\beta}{2}}{1 - \beta \cos(\theta)} \right)^{0.5} \quad (2.24)$$

Ci possono essere due casi per avere β tra 0 e 1: con $K > 1$, in quel caso $\beta(\theta)$ è una funzione crescente, e l'angolo θ deve essere tra 0° e $\theta_l = \arccos(1 - \frac{1}{2K})$, altrimenti con $K < 1$ si ottiene che β è una funzione decrescente e l'angolo θ è tra 0° e 90° .

Capitolo 3

Modelli unificati

Con modelli unificati si intendono teorie che cercano di raggruppare certi tipi di AGN come diverse manifestazioni di un oggetto.

Numerosi lavori quindi sono stati fatti su questi modelli che teorizzano come le varie AGN in realtà siano uno stesso oggetto, in cui per qualche motivo la radiazione non è isotropa e può cambiare sembianze rispetto a quale direzione lo si guardi.

3.1 Modello unificato per Radio quieti

Questo modello riguarda principalmente AGN di tipo Seyfert 1 e Seyfert 2, associate a galassie spirali la cui potenza nel banda radio è piuttosto bassa. Secondo questo modello in realtà sono lo stesso oggetto, che appare in forma diversa se visto in angolazioni differenti. Questo si può spiegare se si assume la presenza di un toro di materia, in genere opaca nell'ottico, attorno al nucleo della galassia Seyfert. Se si analizza l'oggetto lungo l'asse del toro, si osserva direttamente il nucleo e la BLR (broad line region, regione in cui la densità è così elevata tale per cui si osservano solo righe larghe), in questo caso si osserva una Seyfert 1. Altrimenti se si osserva perpendicolarmente all'asse non appare il nucleo (poiché è schermato dalla struttura toroidale) e neppure la regione BLR. Invece in questo caso si nota la regione NLR (narrow line region, dove si osservano sia righe permesse che proibite dovute alla poca densità del mezzo), e l'oggetto viene classificato come Seyfert 2. Grazie a questo modello si riesce a spiegare casi come quella della galassia Seyfert 2 NGC1068 che mostra deboli righe della serie di Balmer molto larghe tipiche delle Seyfert 1, ma solo in polarizzazione, o comunque si riesce a descrivere situazioni intermedie tra la Seyfert 1 e la Seyfert 2.

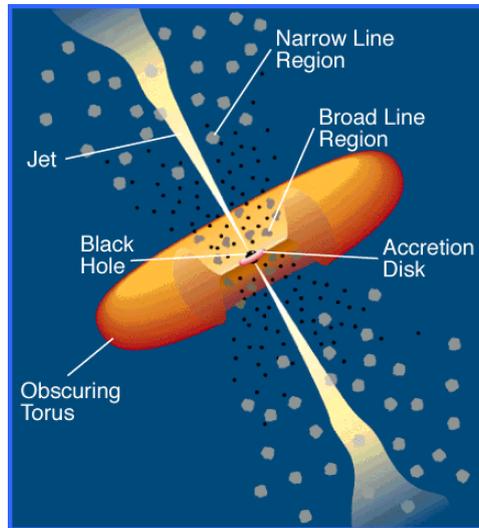


Figura 3.1: modello unificato degli AGN

3.2 Modello di Orr e Browne

Questo modello cerca di spiegare come in realtà le sorgenti compatte e quelle estese sono lo stesso oggetto, partendo dal presupposto che la causa delle diverse manifestazioni sono dovute sia all'orientazione rispetto alla linea di vista e sia a effetti relativistici. Si assume che i lobi della sorgente si allontanano dal nucleo con velocità non relativistiche, il contrario per i getti (che almeno nel tratto iniziale si muovono con velocità elevate). Se la sorgente è orientata ortogonalmente alla linea di vista, appare come una radiogalassia FR II, quindi con il nucleo poco luminoso e con lobi molto luminosi. Le radiosorgenti orientate con un angolo piccolo rispetto alla linea di vista hanno la luminosità parecchio aumentata per effetto Doppler (si ricorda che in questo caso $D > 1$), al contrario dei lobi. Inoltre si possono verificare moti superluminali, se l'angolo è di gran lunga più piccolo. Quando il fattore D assume valori estremamente grandi, può succedere che una sorgente debole possa avere la luminosità del nucleo parecchio aumentata, a tal punto che non si possono più osservare i lobi, in questo caso la radiogalassia appare come una sorgente compatta.

Questo modello non riesce a giustificare però una grande frequenza di moti superluminali osservati, nonostante questo riesce a spiegare molte osservazioni fatte.

3.3 Unificazione per orientazione

Si può vedere questo modello come un tentativo di fusione tra il modello che cerca di unificare le Seyfert 1 con le Seyfert 2 e quello dell'unificazione per sorgenti high power (che cerca di unificare radiogalassie con quasar). Si ipotizza la presenza di un toro di materia, che circonda il nucleo dell'AGN. All'interno del toro vi è la BLR, invece fuori c'è la regione NLR. Qualora emergesse un getto relativistico dal nucleo, si dovrebbe tener conto degli effetti relativistici. Infatti se si osserva l'AGN lungo il getto, si classifica l'oggetto come una Quasar, e in questo caso si osservano pure le righe larghe. Se si aumenta l'angolo di osservazione, la BLR è parzialmente visibile, e l'AGN appare come radiogalassia FR II. Ad angoli ancora più grandi, il nucleo non appare più, in questo caso si osservano solo righe strette (cioè si osserva solo la regione NLR), e l'oggetto è descritto come una radiogalassia FR I. Questo modello inizialmente fu applicato da Barthel nel 1989 per unificare radiogalassie con quasar.

3.3.1 Modello di Barthel

Anche questo modello tenta di spiegare come le sorgenti compatte e quelle estese siano lo stesso oggetto, a differenza però del modello di Orr e di Browne la causa della diverse apparenze è dovuta principalmente alla differente orientazione rispetto alla linea di vista. Se si osserva l'AGN ad un angolo minore di 45° , che a parità di potenza è il cosiddetto angolo critico, appare il nucleo molto luminoso e puntiforme, in questo caso si classifica l'oggetto come una quasar. Se invece la radiogalassia è orientata in modo tale che forma un angolo superiore ai 45° con la linea di vista, il toro oscura del tutto il nucleo, in tal modo si osserva che è poco luminoso, cioè l'oggetto viene classificato come una FR II. L'angolo medio tale per cui l'AGN è classificata come FR II è di circa 70° , invece per una quasar è di circa 30° .

Le osservazioni fatte sulla luminosità estesa a pochi GHz per campioni completi di quasar, confrontate poi con quelle fatte a campioni di FR II, sono risultate compatibili. Considerando poi che questi due tipi di AGN hanno in comune il fatto di avere strutture con doppi lobi, la presenza di uno spettro piano nel nucleo e uno ripido nel resto della sorgente, è stato più che lecito teorizzare un modello che unisca queste due categorie di AGN.

Padovani e Urry (nel 1992) introdussero due tipologie di quasar: le FSRQ (radio quasar con spettro piatto) e le SSRQ (radio quasar con spettro ripido). L'angolo critico che "divide" una FSRQ da una SSRQ è circa 14° , mentre l'angolo critico che divide una SSRQ e una FR II è circa 38° .

3.3.2 Schema dell'unificazione fra FR I e BL Lac

Secondo la teoria dell'unificazione le FR I e le BL Lac sono diverse manifestazioni dello stesso oggetto, che può apparire in modi diversi se osservato con diverse angolazioni. Ciò è stato ipotizzato considerando che l'emissione radio delle BL Lac è compatibile con quella della radiogalassie FR I a bassa luminosità. Inoltre si è osservato che i due tipi di oggetti risiedono in galassie con luminosità simile (in genere galassie ellittiche giganti) e sono presenti in ammassi di galassie nei quali generalmente è presente un basso redshift. L'angolo che distingue una FR I e BL lac è stato determinato da Padovani e Urry (nel 1992), valutato circa 30° . Se l'asse del getto forma un angolo con la linea di vista più piccolo di 30° si osserva un BL lac, nel caso contrario una FR I.

Capitolo 4

M87

M87 è una galassia ellittica gigante (catalogata come una E0) situata vicino al centro dell'ammasso di galassie Virgo, per questo talvolta è denominata Virgo A. M87 è anche una forte sorgente di emissione radio. La distanza dalla Terra è stimata essere circa 16 ± 0.5 megaparsecs, cioè 53.5 ± 1.63 milioni di anni luce. Per la misura della distanza sono stati usati diversi metodi, per esempio è stata misurata la luminosità delle nebulose planetarie, che vennero comparate con quelle in galassie poste nelle vicinanze, dove si aveva una buona stima sulla distanza grazie alle cefeidi osservate, oppure è stata misurata la distribuzione lineare degli ammassi globulari. Il nucleo di questa galassia è un buco nero supermassiccio, uno dei più massivi che si conosca. Inoltre si osserva un getto relativistico (che si estende per circa 1.5 kiloparsecs) che si presume essere formato da materia espulsa dalla galassia grazie al buco nero. Nel 1997 è stato scoperto il jet che si muove con una velocità di circa uguale a sei volte quella della luce, è il cosiddetto fenomeno superluminale. Tramite l'Hubble Space Telescope si è osservato un nodo di materia all'interno del jet, denominato HST-1, che dista dal nucleo circa 65 parsecs. In questo capitolo si descrive appieno la sorgente M87 e ogni sua componente, cioè il suo buco nero, il jet e HST-1.

4.1 Super Massive Black Hole

La massa di questo buco nero è stimata essere di circa 6×10^9 masse solari, per cui 1 mas, corrisponde a circa $140 R_s$, raggio di Schwarzschild. Nei dintorni è presente un disco di gas ionizzato, che risona il SMBH con un tasso di circa una massa solare ogni dieci anni. Si stima che questo disco ruota 1000 km/s spazzando un arco di 0.12 parsecs. Dalle osservazioni è parso che il buco nero sia all'apice del jet (visualizzando quest'ultimo come un paraboloide), quindi agisce come una sorta di motore centrale del jet.

4.2 La parte interna del jet

Il jet è stato rilevato anche nella banda X, in quella radio e in quella ottica, tanto che si è riuscito ad osservare addirittura anche delle sottostrutture (tra cui HST-1). La radiazione osservata in tutte le bande è di sincrotrone, con indice spettrale -0.67 , inoltre sia nell'ottico che nell'X la vita media degli elettroni è più corta rispetto al tempo di viaggio dal nucleo, ciò suggerisce che le particelle relativistiche sono in continua accelerazione. Con le osservazioni fatte con VLBA, si desume che il jet è abbastanza collimato, tanto che inizialmente ha un angolo di apertura di 16° , ma a soli 12 parsec dal centro della galassia, si evidenzia un angolo di apertura di 7° . Considerando il buco nero della galassia come una sorta di motore centrale del jet, e assumendo quest'ultimo sia di forma paraboloidale, grazie a ulteriori osservazioni fatte sempre con VLBA, a 2.5, 8, 15, 22 e 43 GHz, si ricava la distanza tra il motore centrale e il "nucleo" del jet. Chiamando r_c tale distanza, si ottiene che è proporzionale a $\nu^{-\alpha}$, con α costante maggiore di zero.

Si è ipotizzato che in realtà M87, abbia un ulteriore getto (esattamente un contro-getto), totalmente simmetrico a quello osservato, che tuttavia non compare per effetto relativistico di boosting relativistico (viene infatti deamplificato poiché si allontana dall'osservatore, mentre il jet osservato viene amplificato, dato che "punta" verso l'osservatore). Il rapporto della densità di flusso tra il jet e il contro-jet è stimato essere tra i 10 e i 15. Usando quindi la 3.18, si ricava che $\beta \cos(\theta)$ sia circa 0.69 (se il rapporto è uguale a 10) altrimenti per il rapporto uguale a 15 si ottiene circa 0.88. Supponendo che l'angolo θ sia uguale a 15° , rispetto alla linea di vista, nel primo caso β assume il valore di 0.71, invece nel secondo caso assume il valore di 0.91. Come detto in precedenza, il jet è caratterizzato per avere delle sottostrutture e dei nodi (Meyer 2013). Uno dei nodi più importanti è quello denominato D, che può essere suddiviso in D-Middle, D-East e D-West. D-Middle risulta la componente più veloce, stimata come $4.27 \pm 0.30c$ (ovviamente apparente), invece D-West sembra che negli ultimi anni stia subendo una decelerazione radiale, mentre mantiene come velocità trasversale $-0.59 \pm 0.05c$.

Un altro nodo importante è quello E, diviso in due parti sotto-parti. Il moto di E-West è abbastanza complicato e si evidenzia una velocità superluminale stimata $1.91 \pm 0.85c$, inoltre negli ultimi anni ha subito dei cambiamenti morfologicamente parlando.

Altre sottostrutture importanti sono il nodo A, B e C che decisamente hanno una forma più estesa degli ultimi nodi precedentemente esposti. Il nodo A appare come la parte più brillante del jet; a sua volta è suddiviso in due parti importanti A1 (anche se non si esclude che in realtà sia da suddividere in ulteriori componenti) e A2. Per A1 è stata calcolata una velocità relativistica di $1.32 \pm 0.12c$ mentre la velocità radiale di A2, decisamente più lenta, è stimata essere di $0.31 \pm 0.06c$. Il "complesso" B è addirittura composto da più parti, rispetto ad A, e tutte hanno velocità apparente molto elevata, per esempio B4 ha una velocità apparente di $1.66 \pm 0.11c$. Le altre sottostrutture di B e il nodo C mostrano velocità apparenti nel range di $0.5c$ e $1.5c$. Nel 1999 Hubble Space Telescope individuò un nodo molto brillante, lungo almeno 65 parsecs, denominato poi

HST-1, attivo nella banda radio, ottica e raggi X. Nella sezione seguente si descriverà in maniera approfondita questa componente del jet.

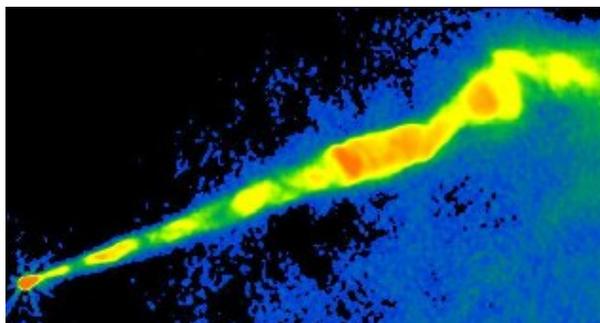


Figura 4.1: il jet osservato tramite il VLA a 2 cm

4.3 HST-1

Questa componente ha suscitato molto interesse, poichè quando fu scoperta (nel 1999) è stato osservato che aveva una velocità apparente superluminale molto elevata, di circa $6c$. Osservata le prime volte grazie alla risoluzione angolare del VLBI a 1.7 GHz, HST-1 mostra fin da subito di essere un oggetto molto brillante in gran parte delle bande, soprattutto in quella dei raggi X (questo soprattutto negli anni che vanno dal 2003 al 2006). Nel periodo che va dal 2003 al 2005 si era osservata una velocità apparente di circa $0.6c$, ma misure fatte negli anni dopo, mostrarono dei cambiamenti, tanto che si era arrivati alla conclusione che fosse circa di $2.7c$. Nello stesso periodo, tale cambiamento è coinciso con l'emissione di raggi γ , e un incremento della densità di flusso della HST-1 (Giovannini 2010).

Ulteriori misure confermano che la velocità apparente sia di $4c$, che corrisponde a una velocità intrinseca di circa $0.97c$. Supponendo che l'angolo rispetto alla linea di vista di HST-1 sia compreso nel range tra 15° e i 25° , si calcola che il fattore Doppler e il fattore di Lorentz siano circa $D = 1.5$, $\gamma = 6.5$ per 25° , e $D = 3.9$, $\gamma = 4.1$ per 15° . Ultimamente, con un'ottima risoluzione sono state identificate sottocomponenti importanti (Giroletti 2012), chiamate semplicemente componente 1 e componente 2 (fig. 4.2). Le due componenti hanno cambiato forma negli ultimi anni, addirittura dal 2008 dalla seconda componente si è separata una sottocomponente (denominata componente 3). Nel periodo (che va dal 2007 al 2011) ognuna si è spostata con una velocità apparente superluminale (è stato ricavato un $\beta_{app} = 4.1$), e hanno compiuto quasi la stessa distanza ($\Delta r_1 = 88.1$ mas, invece $\Delta r_2 = 81.2$ mas). Per la terza componente, nonostante si è osservato che viaggi con velocità apparenti superluminali, si hanno ancora incertezze sul moto.

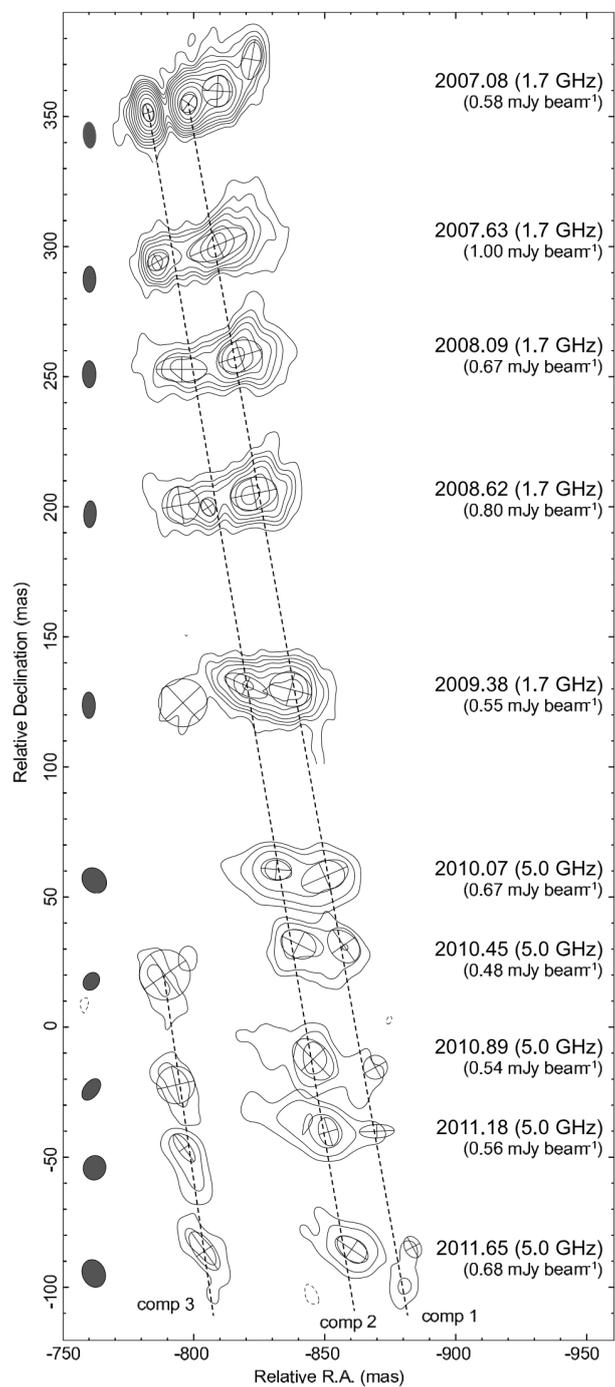


Figura 4.2: Il moto delle tre componenti di HST-1. Gli assi rappresentano le relative coordinate (RA, DEC) dal nucleo

Capitolo 5

Analisi dati

5.1 VLBA

Il VLBA (Very Long Baseline Array) è un interferometro che consiste in 10 antenne, che spaziano tutto il nord America, e sono distanti fra loro circa 8000 km. Ogni antenna ha il diametro di circa 25 mt, e nelle vicinanze vi è un edificio che contiene tutte le strumentazioni adeguate per raccogliere i segnali. Il Science Operations Center (in New Mexico), monitora da lontano ogni singolo antenna. Grazie a questa configurazione, questo interferometro ottiene una risoluzione angolare inferiore dell'ordine del miliardesimo, superando la risoluzione angolare dell'Hubble Space Telescope per quanto riguarda la banda radio. Il VLBA osserva a lunghezze d'onda da 28 cm fino a 3 mm (in frequenza, questo intervallo corrisponde da 1.2 GHz fino a 96 GHz). I segnali ricevuti vengono amplificati, poi resi in formato digitale e dopodichè vengono registrati in dischi di memoria.

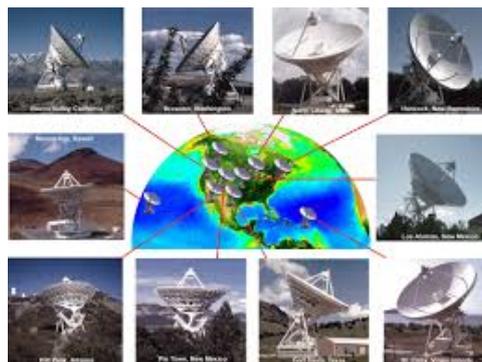


Figura 5.1: L'interferometro VLBA

5.1.1 The Mojave project

Il progetto Mojave (Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiments) consiste nel monitorare sistematicamente a lungo termine (tramite appunto il VLBA a 2 cm) le variazioni cinematiche e del flusso dei jet associati a nuclei galattici attivi, visibili nell'emisfero settentrionale. Quindi uno dei scopi principali di questo progetto è di capire meglio la complessa struttura di questi jet e di come si sono originati dal nucleo del AGN. In particolar modo si vuole trovare una risposta su determinate questioni: per esempio se le sottostrutture del jet hanno la stessa traiettoria (e anche la stessa velocità), o qual è la causa che fa alterare la polarizzazione del jet. Per svolgere il lavoro di questa tesi, si è usato il data archive del MOJAVE per ottenere informazioni inerenti al jet del M87 (a partire dal 1995 al 2011), riportate nella seguente tabella

Epoca	Peak	Beam	RMS
1995-07-28	2034.8	1.90	0.50
1996-05-16	1295.5	1.76	0.60
1998-03-07	1644.5	1.63	0.30
2000-06-27	1165.1	2.00	0.70
2003-02-05	1630.0	1.82	0.30
2005-11-07	1308.9	2.00	0.30
2006-06-15	1534.3	1.81	0.40
2008-05-01	1825.1	1.74	0.70
2009-07-05	1709.3	1.74	0.60
2011-05-21	1323.6	1.84	0.80

Tabella 5.1: In questa tabella sono riportate 10 osservazioni fatte dal 1995 al 2011 dal Mojave. Per ogni anno sono riportati il picco, il beam e il RMS del jet.

5.2 Stima di β_{app} e dello spostamento del jet di M87

Si ipotizzi sulla base delle migliori stime pubblicate in letteratura che il jet formi un angolo θ di circa 15° con la linea di vista, e si osservi che viaggia con un γ di Lorentz pari circa a 2 (quindi sostanzialmente β "intrinseco" ha il valore di 0.995), usando la 3.1 si ottiene β_{app} circa uguale a 6,2187. Quindi sostanzialmente il jet si muove con una velocità apparente superluminale di circa 6.21 c, significa che in un anno si sposta di 6.21 anni luce. Equivale a dire che si sposta di 1,90 parsec, in un anno. Usando il Cosmology Calculators di NED (The NASA/IPAC extragalactic Database) per trovare la corrispondenza tra i parsec e i mas per M87 (con redshift, $z = 0.004283$), si ottiene che

1.90 parsec corrispondono a 21.34 mas. Quindi un moto proprio con queste caratteristiche dovrebbe essere facilmente visibile nei dati a nostra disposizione.

5.3 Calcolo di β_{app} tramite AIPS

Dopo aver ottenuto le mappe di M87 delle varie epoche da Mojave, sono stati inseriti i dati nell'ambiente AIPS, in modo tale da poterli analizzare. Tramite un programma di AIPS, si è ricavato, per ogni epoca, la distanza tra il nucleo e una componente del jet, in modo tale da poter calcolare il β_{app} di quest'ultima. In primo luogo sono state scelte cinque mappe (che vanno dal 1996 al 2011). Successivamente, per ognuna di esse, dopo aver selezionato il nucleo, tramite il comando "task jmfit", è stato svolto un fit per ricavarne la posizione(in pixels). In poche parole si è posto l'origine del sistema di riferimento sul nucleo. La stessa procedura è stata svolta per la sottostruttura del jet, in modo tale che poi, per ogni epoca, si è potuto ricavare la distanza tra quest'ultima e il nucleo. I dati sono riportati nelle seguenti tabelle:

Epoca	componente x(pixels)	componente y(pixels)
1996-05-21	1024.019 ± 0.0037	1025.247 ± 0.0041
2000-06-27	1025.830 ± 0.0043	1025.716 ± 0.0055
2005-11-07	1025.269 ± 0.0015	1025.250 ± 0.0019
2008-05-01	1025.380 ± 0.0033	1025.048 ± 0.0038
2011-05-21	1024.609 ± 0.0042	1025.160 ± 0.0059

Tabella 5.2: La componente x e y della posizione del nucleo in pixels

Epoca	componente x(pixels)	componente y(pixels)
1996-05-21	1153.770 ± 0.6885	1062.196 ± 0.8094
2000-06-27	1156.099 ± 0.5260	1058.822 ± 0.7258
2005-11-07	1165.155 ± 0.4848	1062.750 ± 0.3994
2008-05-01	1171.533 ± 0.8655	1066.555 ± 0.7662
2011-05-21	1181.456 ± 0.8271	1071.315 ± 0.7431

Tabella 5.3: La componente x e y della posizione della sottostruttura del jet in pixels

Lo spostamento tra la prima e ultima epoca corrisponde quindi a 26.589 pixels. Tuttavia sapendo la dimensione angolare di ogni pixels grazie al comando "IMH" in AIPS, si preferisce convertire i pixels in mas. Inoltre, con NED, si è potuto ricavare la conversione tra mas e parsec per M87. Dopodiché si è calcolato il β_{app} della componente del jet, utilizzando la seguente semplice equazione: $\beta_{app} = \frac{\text{spostamento}}{\text{tempo}}$ (dove il tempo è espresso

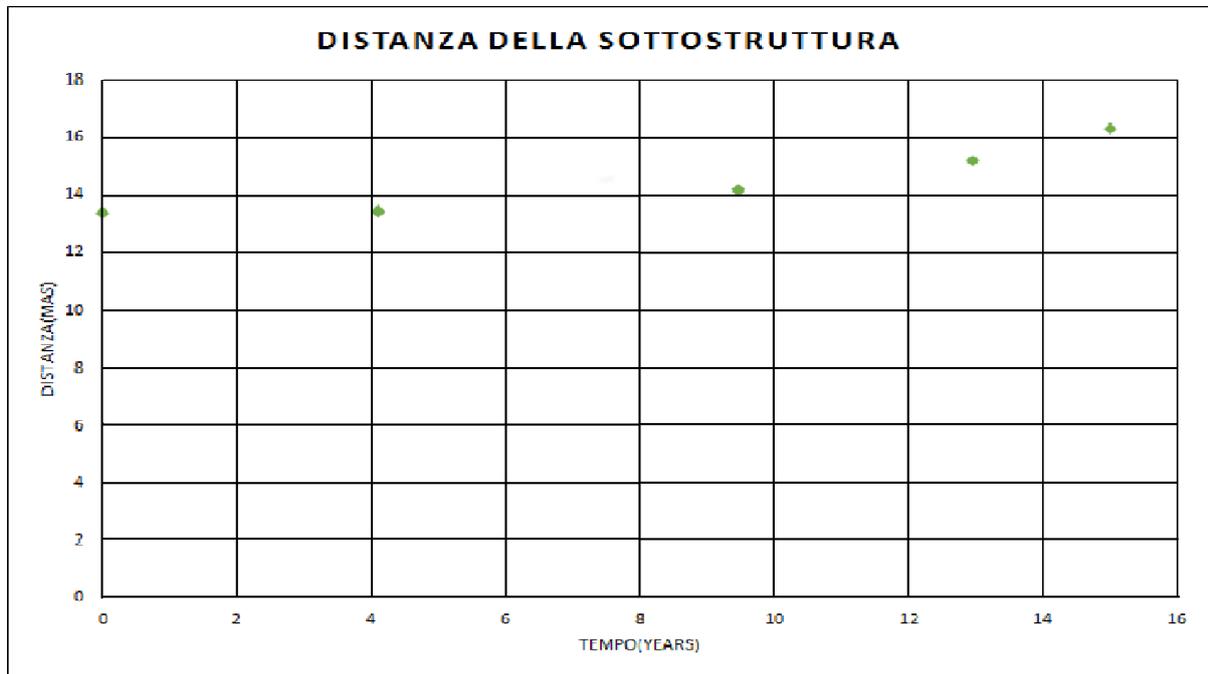


Figura 5.2: grafico della distanza fra la sottostruttura del jet e il nucleo in ogni epoca.

in anni e la distanza in anni luce), cioè $\beta_{app} = \frac{0.82}{15.01}$.
 Il risultato finale è circa uguale a:

$$\beta_{app} = 0.05 \quad (5.1)$$

Nella tabella sono riportate le distanze per ogni epoca tra la componente del jet e il nucleo.

Epoca	dist.(mas)	dist.(pixel)	dist.(parsec)
1996-05-21	13.49	133.94	1.20
2000-06-27	13.44	134.4	1.19
2005-11-07	14.19	141.929	1.26
2008-05-01	15.19	151.93	1.35
2011-05-21	16.39	163.497	1.45

Tabella 5.4: distanza tra il nucleo e la componente del jet, espressa in mas, in parsec e in pixel per ogni epoca

Le velocità della componente del jet in ogni epoca, espressa in mas/yr, e il β_{app} , sono riportate nella tabella (5.5).

Epoca	velocità($\frac{mas}{yr}$)	β_{app}
[1996-05-21]- [2000-06-27]	0.012	0.0034
[2000-06-27]-[2005-11-07]	0.14	0.0411
[2005-11-07]-[2008-05-01]	0.40	0.11
[2008-05-01]-[2011-05-21]	0.38	0.10

Tabella 5.5: velocità e β_{app} della sottostruttura del jet in ogni epoca,

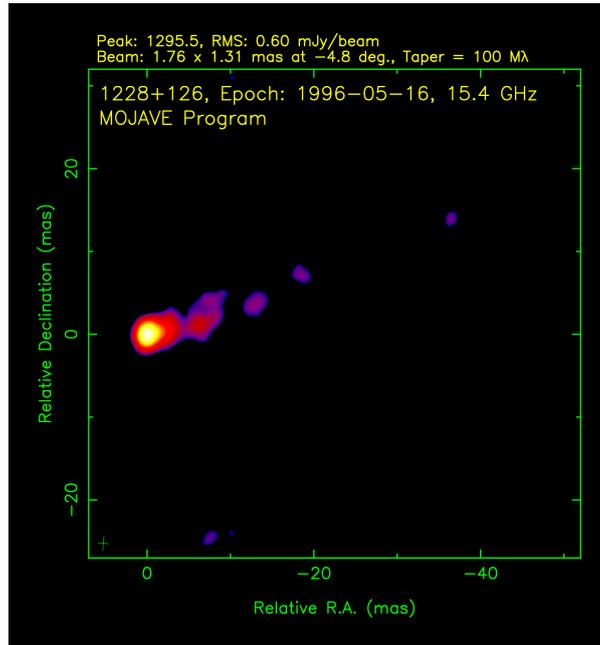


Figura 5.3: Mappa del jet del 1996-05-21

Usando la (2.1) e supponendo che l'angolo che la componente del jet forma con la linea di vista sia di 15° , si ottiene β "intrinseco":

$$\beta = 0.16 \quad (5.2)$$

Conclusioni

Dopo aver svolto il lavoro di questa tesi, si può riassumere che:

- sfruttando il rapporto della densità di flusso, del getto-contro getto, risulta che il jet in M87 sia fortemente relativistico. Dalla letteratura, si evince che l'angolo θ , che il jet forma con la linea di vista, sia di 15° . Così si può ottenere β "intrinseco" del jet, infatti per un rapporto pari a 15 si ottiene un β circa uguale a 0.91. In poche parole si stima che il jet abbia una velocità "intrinseca" elevata;
- dopo che si è selezionato una sottostruttura del jet, in modo tale da poterne studiare il moto proprio, si è potuto ricavarne la velocità (in questo caso, trattandosi della velocità di una sottostruttura, si definisce come "pattern velocity"). In certi casi, si può verificare che la velocità della sottostruttura non sia collegata con la velocità "collettiva" del jet(definita come "bulk velocity"). Ciò è dovuto sia per onde d'urto o per la disomogeneità del jet. Questo fenomeno è particolarmente comune nelle BL lacs e FR I;
- sapendo che M87 è classificata come una BL lacs, ci si aspetta che β_{app} e β "intrinseco" della sottostruttura possa assumere un valore basso rispetto a quello del jet "complessivo". Infatti dall'analisi dati, si ottiene $\beta_{app} = 0.05$ e $\beta = 0.16$. Ciò conferma che per una BL lacs o una FR I, la velocità di una sottostruttura del jet può non essere collegata a quella della velocità collettiva del jet.

Appendice A

Radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è una radiazione elettromagnetica, causata dall'accelerazione di una carica relativistica da un campo magnetico. L'emissione, che avviene lungo la direzione del moto della particella, è polarizzata linearmente. Lo spettro delle radiosorgenti che emettono questo tipo di radiazione, ha l'andamento descritto in questo modo: $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$.

A.1 Moto di una particella carica all'interno di un campo magnetico

Si ipotizzi che una carica, di massa m , sia in moto (con velocità relativistica) all'interno di un campo magnetico \vec{B} e che il vettore velocità formi un angolo θ con quest'ultimo.

La carica in questo caso è soggetta all'azione del campo magnetico, infatti risente di una forza di Lorentz, che ha la seguente espressione:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} = \frac{q}{c} |v||B| \sin(\theta) \quad (\text{A.1})$$

Dove q è la carica della particella. Il vettore velocità può essere scomposto nella componente parallela al campo magnetico ($v_{\parallel} = v \sin(\theta)$), e nella componente perpendicolare ($v_{\perp} = v \cos(\theta)$).

Si può quindi scomporre anche la forza agente sulla particella nella componente parallela e perpendicolare. Così facendo, l'equazione del moto ha la seguente forma:

$$m \frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{q}{c} v_{\perp} B \quad (\text{A.2})$$

$$m \frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (\text{A.3})$$

Quindi la carica mantiene costante la velocità lungo le linee del campo magnetico, e inoltre si muove di moto uniformemente circolare. La composizione di questi due

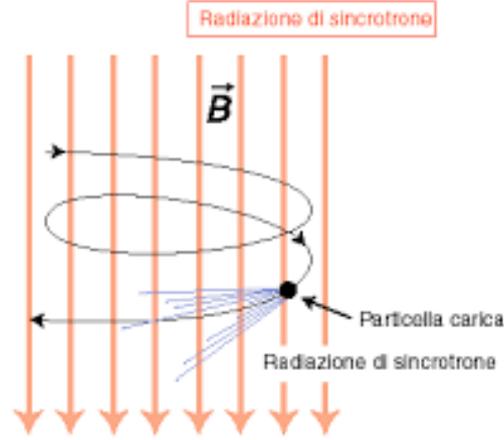


Figura A.1: moto di una particella carica all'interno di un campo magnetico

La sua moti forma un moto elicoidale, cioè la traiettoria assume una forma cilindrica, con asse parallelo al campo magnetico. Si può descrivere il moto della particella tramite una pulsazione ω_L , detta frequenza di Larmor, e un raggio R_L , detto raggio di Larmor:

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma mc} \quad (\text{A.4})$$

$$R_L = \frac{v \sin(\theta)}{eBc} \quad (\text{A.5})$$

Dato che la carica è soggetta a una accelerazione centripeta, emette una radiazione con potenza quantificata come:

$$W = \frac{2q^4}{3m^4c^7} E^2 B_{\perp}^2 = \frac{2q^4}{3m^2c^3} \gamma^2 B_{\perp}^2 \quad (\text{A.6})$$

con $B_{\perp} = B \sin(\theta)$. È evidente dall'espressione precedente che la potenza è inversamente proporzionale al quadrato della massa. Per questa ragione si può trascurare la perdita di energia per particelle più massive dell'elettrone(per esempio il protone). L'espressione precedente può essere riscritta così:

$$W = \frac{2e^4}{3m^2c^3} \gamma^2 B_{\perp}^2 \quad (\text{A.7})$$

con e la carica dell'elettrone. Per trovare quanto tempo impiega l'elettrone per dimezzare l'energia iniziale, si risolve la seguente equazione differenziale:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2e^4}{3m^4c^7}E^2B_{\perp}^2 \quad (\text{A.8})$$

$$T = \frac{3m^4c^7}{2e^4B_{\perp}^2E} \quad (\text{A.9})$$

$$T = \frac{3m^3c^5}{2e^4B_{\perp}^2\gamma} \quad (\text{A.10})$$

Dove T è appunto il tempo di dimezzamento. Da notare che più è intenso il campo magnetico e più è relativistico l'elettrone, il tempo di dimezzamento è più piccolo, cioè più velocemente l'elettrone perde metà della sua energia.

Quando l'elettrone ha velocità relativistiche, per effetto di aberrazione relativistica, la radiazione viene emessa all'interno di un cono con semiapertura $\alpha = \frac{1}{\gamma}$. L'angolo misurato dall'osservatore è diverso rispetto a quello misurato nel sistema di riferimento solidale con l'elettrone. Definito α l'angolo visto dall'osservatore e α_e l'angolo "visto" dall'elettrone. La relazione che li lega è la seguente:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sqrt{1-\beta^2}\sin(\alpha_e)}{\cos(\alpha_e) + \beta} \quad (\text{A.11})$$

È da notare che se β tende a 0, cioè l'elettrone è in moto con velocità non relativistiche, i due angoli risultano uguali. Invece, in caso contrario, l'angolo visto dall'osservatore risulta minore rispetto a quello visto dal sistema di riferimento visto dall'elettrone. L'emissione di sincrotrone può risultare molto direzionale(dipende appunto dalla velocità dell'elettrone), in tal caso ciò la rende impulsiva, infatti l'osservatore riceve la radiazione soltanto se il cono punta nella sua direzione.

Se si considera che l'elettrone emette una radiazione di sincrotrone all'interno di un cono dall'apertura di $2\alpha = \frac{2}{\gamma}$, si ottiene che questa radiazione ha un spettro continuo dotato di una frequenza critica, data dalla seguente espressione:

$$\nu_{max} = \frac{1}{\tau} = \frac{3e^3B_{\perp}}{m^3c^5} \quad (\text{A.12})$$

con τ intervallo di tempo in cui si osserva l'emissione. Invece il massimo dello spettro d'emissione è dato per una frequenza uguale a:

$$\nu_c = \frac{\nu_{max}}{4\pi} = \frac{3e^3B_{\perp}}{4\pi m^3c^5} \quad (\text{A.13})$$

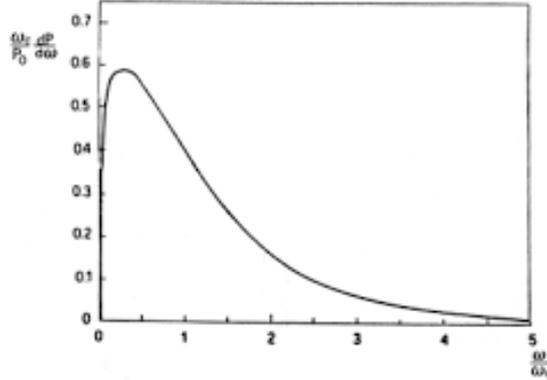


Figura A.2: spettro dell'emissione di sincrotrone

A.2 Radiazione emessa da un insieme di elettroni

Finora si è considerato solo il caso in cui soltanto un elettrone emette radiazione di sincrotrone. Nel caso delle sorgenti di emissione si deve considerare un numero di elettroni abbastanza grande, che emette ad energie comprese tra E e $E+dE$. Dunque tale "popolazione" è data dalla seguente espressione:

$$N(E)dE = N_o E^{-\delta} dE \quad (\text{A.14})$$

con N_o e δ sono delle costanti. La potenza monocromatica, ottenuta grazie a un'integrazione di tutti i contributi degli elettroni, è proporzionale a:

$$F(\nu) \propto N_o (B \sin(\theta))^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{-(\frac{\delta-1}{2})} \quad (\text{A.15})$$

quindi si ottiene che:

$$F(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad (\text{A.16})$$

dove $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$ è l'indice spettrale, solitamente positivo. Per le radiosorgenti il valore si aggira intorno a 0.75. È evidente che la potenza monocromatica ha un andamento di tipo esponenziale, ma se il grafico dello spettro è raffigurato in scala logaritmica l'andamento diventa lineare, con pendenza pari a $-\alpha$.

Bibliografia

1. Ferrari Attilio, "Stelle, galassie e universo. Fondamenti di astrofisica", Springer Verlag, I edizione 2011;
2. Carla Fanti, Roberto Fanti, "Lezioni di Radioastronomia", Anno accademico 1999-2000;
3. Kazuhiro Hada, "An origin of the radio jet in M87 at the location of the central black hole", Settembre 2011;
4. Y.Y. Kovalev, "The inner jet of the radio galaxy M87", The Astrophysical journal, Ottobre 2007
5. Gabriele Giovannini, "The jet in M87 from e-EVN observations", Ottobre 2010;
6. Eileen T. Meyer, "Optical proper motion measurements of the M87 jet: new results from the Hubble Space Telescope", The Astrophysical journal, Settembre 2010;
7. M. Giroletti, "The kinematic of HST-1 in the jet of M87", Gennaio 2012;