

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Studio dell'emissione radio del Flat-Spectrum Radio Quasar PKS 0346-27

Relatore:
Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:
Alessandro Ruggeri

Anno Accademico 2018/2019

Sommario

La sorgente PKS 0346-27 è un AGN classificato come Flat Spectrum Radio Quasar entrato, dalla fine del 2017 e per tutto il 2018, in una fase di *flare* molto intensa. Analizzando, grazie al pacchetto software AIPS, immagini radio ottenute dal VLBA in un periodo che va dal 9/08/2014 al 21/10/2017, si cerca in questa tesi di ricostruire la struttura del getto relativistico, ricavando flussi e velocità delle componenti, si determina quindi una dimensione massima per la regione principale di variabilità radio, che risulta confinata nelle regioni nucleari. I risultati ottenuti sono infine confrontati con la letteratura esistente sulla sorgente.

Indice

Introduzione	2
1 Caratteristiche osservative degli AGN	5
1.1 Classificazione empirica	5
1.2 Modello unificato degli AGN	8
1.3 Blazars e PKS 0346-27	10
1.3.1 Distribuzione energetica dei Blazars	10
1.3.2 PKS 0346-27	11
2 Processi fisici	13
2.1 Meccanismi di irraggiamento	13
2.1.1 Emissione Termica	13
2.1.2 Radiazione di Sincrotrone	14
2.1.3 Effetto Compton inverso	16
2.1.4 Radiazione syncrotron-self-Compton	17
2.2 Effetti Relativistici	17
2.2.1 Doppler Beaming	17
2.2.2 Getti superluminali	18
3 Analisi dei dati	19
3.1 Radiointerferometri e VLBA	19
3.1.1 Interferometria radio	19
3.1.2 Il VLBA	20
3.2 Analisi dei dati	21
3.2.1 Il software AIPS	21
3.2.2 Analisi delle immagini	21
3.2.3 Stima dei parametri	23
3.2.4 Analisi dei flussi	24
4 Risultati	28
5 Conclusioni	33

Introduzione

La percentuale di galassie che presenta una significativa emissione di tipo non stellare è inferiore all' 1%, ma rappresenta uno dei principali soggetti di studio dell'astrofisica odierna. Le galassie di questo tipo, dette Galassie Attive, presentano forme di attività diverse e distribuite sull'intero spettro elettromagnetico, accomunate da luminosità integrata sulle varie bande spettrali estremamente elevata e da variabilità con tempi scala ridotti. La componente principale dell'emissione di una galassia attiva è dovuta alla regione nucleare contenente il buco nero supermassiccio, che ne è il motore centrale, e alle strutture a questo collegate; si usa quindi il termine Active Galactic Nuclei o AGN per riferirsi a queste sorgenti. La varietà osservata nelle caratteristiche di emissione viene ricondotta dal cosiddetto Modello Unificato degli AGN a nuclei dalla struttura essenzialmente identica osservati da angoli differenti ed emittenti principalmente per processi non termici, come la radiazione di sincrotrone in banda radio e la radiazione Compton Inverso alle alte energie.

AGN attivi in radio rappresentano la tipologia principale di sorgenti astrofisiche nella banda γ e la maggior parte di essi appartiene alla classe dei Blazar: oggetti che formano un piccolo angolo con la linea di vista dell'osservatore e che presentano quindi forti effetti di beaming e boosting relativistico.

Nel lavoro di tesi presente è stata presa in esame l'emissione in banda radio del blazar PKS 0346-27, un Flat-Spectrum Radio Quasar osservato in uno stato di attività elevata lungo l'intero spettro per tutto il 2018.

Le mappe radio già ridotte ottenute dal Very Large Baseline Array a frequenze che vanno da 2.3 a 8.7 GHz nel periodo compreso tra il 9 Giugno 2014 e il 21 Ottobre 2017 sono state analizzate con il software per processing di immagini radio *AIPS* identificando le componenti del getto relativistico per ottenere la loro curva di luce e stimarne infine la velocità apparente.

Diamo, nel Capitolo 1, una descrizione generale delle proprietà fisiche e osservative delle principali classi di AGN e degli FSRQ in particolare e una trattazione del Modello Unificato. Sono quindi discussi nel Capitolo 2 i meccanismi di irraggiamento che producono lo spettro degli AGN e gli effetti relativistici che intervengono nell'emissione.

Nel Capitolo 3, dopo un cenno sull'interferometria radio, è descritta la procedura di analisi delle immagini utilizzata.

Sono quindi presentati, Capitolo 4, i risultati ottenuti e ne è discussa la loro coerenza con la letteratura.

Nel Capitolo 5 sono infine tratte le conclusioni del lavoro di tesi.

Capitolo 1

Caratteristiche osservative degli AGN

La luminosità e la dinamica estremamente intense, fino a 1000 volte quelle di una galassia normale, che caratterizzano le **galassie attive** sono associate a regioni centrali molto compatte; questi nuclei galattici sono spesso l'unica caratteristica osservabile della galassia ospite e vengono quindi definiti **Active Galactic Nuclei** o AGN.

Tutte le classi di AGN hanno in comune le proprietà di essere sorgenti straordinariamente potenti (fino a $10^{40} W$), compatte, con tempi scala di variabilità che implicano dimensioni ridotte, di lunga durata e capaci di produrre getti altamente collimati di materiale relativistico. Risulta difficile spiegare le proprietà comuni degli AGN senza ricorrere a meccanismi diversi dall'accrescimento di gas attorno a **buchi neri supermassicci** e alla conseguente accelerazione di particelle cariche in getti relativistici da parte dei campi magnetici del nucleo.

1.1 Classificazione empirica

Gli AGN rappresentano un fenomeno molto diversificato la cui categorizzazione è stata storicamente difficile: essendo sorgenti potenti su tutto lo spettro elettromagnetico, nel corso degli anni sono emerse classificazioni separate basate sulle loro caratteristiche nelle bande osservative disponibili. Il modello di classificazione più diffuso, proposto da Urry e Padovani nel 1995[2], si basa sulla luminosità radio e sulle caratteristiche dello spettro visibile-UV e sarà quello seguito in questo lavoro di tesi. In Tabella 1.1 è riportato lo schema di classificazione delle tipologie principali di AGN secondo questo modello.

Classificazione degli AGN principali		
	Radio Quiet	Radio Loud
Tipo 2	Seyfert 2 NELG	NLRG: FR I e FR II
Tipo 1	Seyfert 1 QSO	BLRG SSRQ FSRQ
Tipo 0		Blazars: BL Lac e FSRQ

Tabella 1.1: schema della classificazione delle classi principali di AGN sulla base della loro potenza radio e delle proprietà spettrali.

Si ha la distinzione tra **Radio Quiet** e **Radio Loud** AGN per un rapporto tra flusso radio (a 5 GHz) e ottico (a 4400 \AA) $F_{rad}/F_{opt} \approx 10$: sopra questo valore la sorgente apparterrà alla prima classe, in caso contrario, alla seconda. Il 15% – 20% degli AGN è Radio Loud, con una percentuale che cresce con la luminosità visibile e X.

In base alle proprietà dello spettro visibile-UV si distinguono le 3 tipologie seguenti:

1. Tipo 0: anche detti **Blazars**, sono AGN con caratteristiche spettrali inusuali e variabilità molto rapida e violenta nella banda ottica, tra le principali sorgenti astrofisiche alle alte energie. I Blazars sono distinti in **BL Lacertae Objects** (BL Lacs) e **Flat Spectrum Radio Quasar** (FSRQs): i primi hanno tipicamente caratteristiche spettrali deboli o assenti nella banda ottica, mentre lo spettro dei secondi presenta forti righe di emissione allargate.
2. Tipo 1: AGN con un continuo ottico-UV brillante con intense linee di emissione allargate. Il gruppo dei Radio Quiet include i nuclei delle **Seyfert 1**, galassie spirali con luminosità bassa e quindi osservabili solo se vicine ed i più luminosi **Radio Quiet Quasars** (QSO), oggetti osservabili a distanze maggiori e mostrandoti raramente la struttura della galassia ospite.
Gli AGN Radio Loud di Tipo 1 si dividono invece in **Broad Line Radio Galaxies**, con basse luminosità e in **Radio Quasars**; questa ultima classe è ulteriormente suddivisa in **Steep Spectrum Radio Quasars** o SSRQ, con indice spettrale superiore a 0.5 per frequenze nell'ordine del GHz e nei già citati FSRQ, con indice più basso.
La luminosità è la differenza principale tra le tipologie nella la stessa classe di potenza radio.
3. Tipo 2: AGN con debole spettro continuo e linee di emissione strette. I Radio Quiet di Tipo 2 sono rappresentati a basse luminosità dalle Seyfert 2 e dalle **Narrow Emission Line X-ray Galaxies** (NELG), mentre la tipologia Radio Loud include

le **Narrow Line Radio Galaxies** o NLRG; queste ultime, tra le più tipiche radiogalassie, sono ulteriormente suddivise morfologicamente in FR I e FR II .

Sono discusse di seguito, più in dettaglio, le proprietà delle principali classi di AGN e le possibili relazioni tra di esse:

- Galassie Seyfert: galassie spirali con un nucleo molto compatto e luminoso e dallo spettro ricco di righe di emissione da atomi ad alta eccitazione ed eccezionalmente larghe, prodotte, si ipotizza, da nubi di gas dense e ad alto grado di ionizzazione in moto a grandi velocità. Una componente importante dello spettro, soprattutto nella banda UV, ha origine termica.

Le **Seyfert 1**, di **Tipo 1**, hanno righe permesse allargate che indicano velocità nell'ordine dei $10^7 m/s$ e righe proibite più strette, mentre tutte le righe delle **Seyfert 2** sono relativamente strette, dando un limite superiore per la velocità del materiale di $10^6 m/s$ e giustificando la loro classificazione nel **Tipo 2**.

- NLRG: radiogalassie di **Tipo 2**, con linee spettrali strette e caratterizzate da getti di materiale emittente per **radiazione di sincrotrone** molto estesi (fino a 6 Mpc^1) e simmetricamente opposti rispetto alla struttura ottica della galassia, osservati in genere ad angoli elevati rispetto alla linea di vista.

La classificazione delle NLRG in FR I ed FR II fu introdotta da Fanaroff e Riley[1] basandosi sulla luminosità dell'oggetto e sulla morfologia dei getti radio:

- FR I: radiogalassie con potenze di circa $10^{35} W$ dominate dall'emissione lungo getti simmetrici e turbolenti la cui intensità diminuisce con la distanza dal centro galattico.
- FR II: radiogalassie in cui l'emissione dominante viene dalle strutture terminali dei getti, dette **lobi radio**; spesso è osservabile un solo getto, fatto generalmente interpretato con un'attenuazione del getto in allontanamento a velocità relativistica per **Doppler Dimming** (§ 2.2.1).

Le FR II sono più estese delle FR I ed arrivano a luminosità superiori a queste, fino a circa $10^{40} W$.

- Blazar: oggetti Radio Loud caratterizzati da variabilità molto rapida, polarizzazione della radiazione emessa elevata e variabile, **temperatura di brillantezza**² elevata, ed infine dalla presenza di velocità apparentemente superluminali nei nuclei radio compatti. La maggioranza degli AGN osservati nella banda γ appartiene a questa classe di oggetti.

¹ $1 pc = 3.262 ly = 3.086 \times 10^{16} m$

²La **temperatura di brillantezza** di una sorgente ad una data frequenza è la temperatura del corpo nero che abbia la stessa intensità specifica della sorgente.

Le proprietà di queste sorgenti sono interpretabili come dovute ad effetti di Doppler Beaming e Doppler Boosting dell'emissione del nucleo e dei getti relativistici orientati lungo la linea di vista.

Le due sottoclassi di Blazar sono distinti dalle loro proprietà spettrali: i BL Lacs sono privi di caratteristiche nella banda ottico-UV, mentre i FSRQs³ hanno intense e ampie righe di emissione e una luminosità bolometrica maggiore rispetto ai BL Lacs.

La presenza di aloni radio attorno ai nuclei dei FSRQs suggerisce che in questi oggetti il getto relativistico sia orientato esattamente lungo la linea di vista e che gli aloni rappresentino quanto visibile dei lobi diffusi.

1.2 Modello unificato degli AGN

L'evidenza che AGN di classi diverse abbiano caratteristiche fisiche e spettrali comuni e l'assenza di alternative all'ipotesi del disco di accrescimento per spiegarne la produzione di energia ha portato alla formulazione del **Modello Unificato degli AGN**, che descrive la struttura di queste sorgenti e propone un legame tra le tipologie osservate.

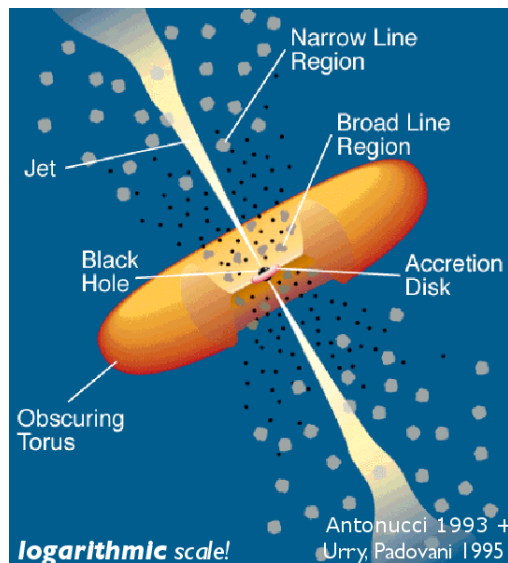


Figura 1.1: schema della struttura di un nucleo galattico attivo.

³I FSRQ sono anche definiti Optically Violent Variables o OVV a causa della rapida e intensa variabilità nella banda ottica.

L'attività del nucleo galattico è alimentata da un **buco nero supermassiccio** centrale (SMBH), con massa nell'ordine di $10^{8\div 9} M_{\odot}$ ⁴. Il materiale attratto dal buco nero forma un **disco di accrescimento**, dove perde momento angolare per interazioni viscosi e moti turbolenti spiraleggiando verso l'**orizzonte degli eventi**; una parte dell'energia gravitazionale liberata va a riscaldare il disco, mentre la parte restante è emessa sotto forma di radiazione di corpo nero particolarmente intensa nelle bande da UV a soft-X ($E < 5 - 10 keV$). Per un buco nero di $10^8 M_{\odot}$, avente un **Raggio di Schwarzschild** $R_S \approx 3 \times 10^{11} m$, la parte più luminosa del disco si estende da un massimo di $100 R_S$ sino a circa $3 R_S$.

La presenza, nelle vicinanze del buco nero, di un "mare" di elettroni relativistici sopra il disco di accrescimento (la cosiddetta **hot corona**) permette la produzione di fotoni hard-X per **effetto Compton inverso** a partire dalla radiazione del disco.

Un ulteriore meccanismo che giustifichi la produzione di energia negli AGN è l'estrazione di energia rotazionale dai buchi neri di Kerr per effetto elettromagnetico secondo il meccanismo di Blandford e Znajek: la potenza massima così ottenibile è vicina a quella osservata in AGN non troppo potenti.

I campi magnetici e la rotazione differenziale del disco di accrescimento sono in grado di produrre campi elettrici indotti che accelerano particelle cariche a velocità relativistiche in getti lungo l'asse di rotazione del sistema. L'emissione dovuta questi getti raggiunge gli hard-X e i γ per **effetto Compton inverso**, ma è nella banda radio, prodotta per **emissione di sincrotrone**, che queste caratteristiche appaiono più estese: fino a $6 Mpc$ nelle radiogalassie estese, come già indicato. La stima minima, includendo solo gli e^- relativistici, per l'energia globale dei getti è di $\sim 10^{55} J$ su un periodo di 10^8 *anni*, ma considerando l'accelerazione di altre particelle cariche si arriva a valori fino a 100 volte superiori.

Il continuo intenso prodotto dal disco fotoionizza il materiale più esterno costituito da nubi di gas e polveri e la sua ricombinazione produce le linee di emissione che caratterizzano lo spettro ottico e UV degli AGN: le righe larghe sono prodotte nelle regioni più vicine al nucleo ($\sim 2 \times 10^{14\div 15} m$ dal buco nero) da nubi con velocità tipiche di $5 \times 10^6 m/s$ e densità di $\sim 10^{16} m^{-3}$; si parla quindi di **Broad Line Region**. All'esterno del disco di accrescimento è presente un toro di gas e polveri otticamente spesso dal diametro di $\sim 10^{16} m$: il toro può assorbire totalmente l'emissione delle regioni interne per poi riemettere generalmente in IR. All'esterno del toro di polveri, dai 10^{16} ai $10^{18} m$, si trovano nubi con velocità tipiche minori e densità più basse, dell'ordine di $10^{10} m^{-3}$: queste nubi sono le sorgenti delle righe di emissione strette osservate nello spettro e la regione è detta **Narrow Line Region**. Uno schema della struttura di un generico AGN nostrato in Figura 1.1.

La struttura proposta per la regione nucleare è a simmetria assiale ed ha quindi un aspetto radicalmente differente a seconda dell'angolo che forma con la linea di vista; le

⁴Una Massa Solare, indicata con M_{\odot} , corrisponde a $\sim 2 \times 10^{30} kg$.

due caratteristiche fondamentali che variano con l'orientazione sono l'oscuramento delle regioni interne da parte del toro di polveri e gli effetti relativistici di Beaming e Boosting dell'emissione del getto.

Le diverse classi di AGN devono allora le loro differenze all'orientazione con cui il nucleo è osservato: con un angolo ridotto con l'asse di rotazione è visibile l'emissione del disco e della **Broad Line Region** e quella del getto relativistico è soggetta a Doppler Beaming, mentre per angoli elevati la radiazione delle zone interne è bloccata dal toro e solo l'emissione della **Narrow Line Region** è visibile.

Gli AGN di Tipo 2 saranno quindi oggetti il cui asse polare punta ad un grande angolo rispetto alla linea di vista, mentre in quelli di Tipo 1 un angolo minore rende visibile l'emissione delle regioni interne. Il Doppler Beaming intenso dovuto ad una linea di vista che intercetta i getti relativistici spiega infine le proprietà dei Blazars. In Figura 1.2 viene riassunta la relazione tra l'angolo di osservazione della sorgente e la classificazione della sorgente.

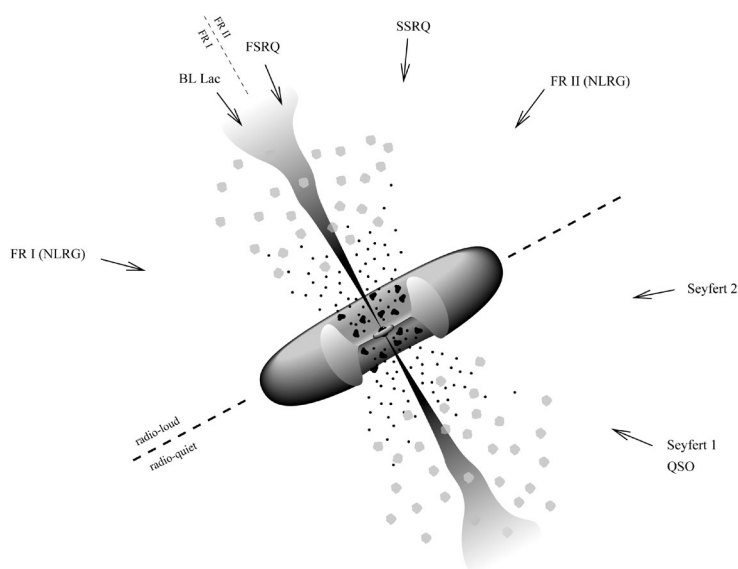


Figura 1.2: viene illustrata la relazione fra la classificazione di un AGN e l'angolo che l'asse polare del disco forma con la linea di vista .

1.3 Blazars e PKS 0346-27

1.3.1 Distribuzione energetica dei Blazars

La **Distribuzione energetica spettrale** o SED di un oggetto è definita come la rappresentazione dell'andamento di $\log(\nu F_\nu)$ in funzione di $\log(\nu)$, dove F_ν è il flusso specifico

alla frequenza ν .

Le SED dei blazars sono caratterizzate da un continuo non termico che presenta due picchi: il primo, in un intervallo che va dall'IR lontano al soft-X, dovuto all'emissione di sincrotrone (**synchrotron peak**) ed il secondo, dovuto all'effetto Compton inverso, ad energie più elevate fino alla banda γ . I dati mostrano una correlazione tra i due picchi spiegabile assumendo che le popolazioni di elettroni e fotoni coinvolte nell'emissione nelle due bande siano le stesse: la radiazione di sincrotrone subisce quindi Compton scattering, in un processo noto come **synchrotron-self-Compton** o **SSC** (§ 2.1.4).

I blazar vengono distinti sulla base della frequenza del **picco di sincrotrone**: per $\nu_{peak}^{syn} < 10^{14} Hz$ si parla di **Low-Synchrotron-Peaked** (LSP), per $\nu_{peak}^{syn} > 10^{15} Hz$ di **High-Synchrotron-Peaked** (HSP), mentre per valori di ν_{peak}^{syn} intermedi di **Intermediate-Synchrotron-Peaked** (ISP).

Delle due classi principali di blazars, FSRQs e BL Lacs, la prima è rappresentata esclusivamente tra gli LSP, mentre la seconda ha membri appartenenti a tutte le tre tipologie. Il meccanismo di unificazione di blazar proposto da Ghisellini et al.[3] lega le differenze nell'emissione di sincrotrone alla diversa luminosità bolometrica : HSP e ISP hanno potenze e densità di fotoni inferiori rispetto agli LSP, risultanti in una perdita di energia degli elettroni per **SSC** meno rapida e nel conseguente aumento della frequenza di picco. I modelli suggeriscono inoltre un contributo significativo dato dall'**external Compton effect** (§ 2.1.3) nei LSP.

Le sorgenti della classe dei blazar mostrano comunque estrema variabilità nelle proprietà spettrali durante i periodi di **flare**, passando da una classe all'altra.

1.3.2 PKS 0346-27

La sorgente analizzata in questo lavoro di tesi, PKS 0346-27, con coordinate $R.A = 57.158935^\circ$, $Decl = -27.8204344^\circ$ è un blazar con redshift $z = 0.991$. Fu per la prima volta identificata come sorgente radio nel catalogo Parkes nel 1964, per poi essere classificata come quasar sulla base del suo spettro ottico nel 1988. Il telescopio spaziale ROSAT la rilevò come sorgente X nel 1999, mentre la prima osservazione nella banda γ fu eseguita dal *Large Area Telescope* del satellite *Fermi*, portando alla sua inclusione nel *Fermi-LAT First Source Catalog*.

Il periodo di attività elevata iniziato alla fine del 2017 e continuato per tutto l'anno successivo è il primo ad essere stato osservato e studiato: dati del 14 Nov 2017 hanno mostrato un flare nell'infrarosso vicino, seguito a partire dal 2 Feb 2018 da intensa attività di flare nella banda γ , con un flusso a $E > 100 MeV$ superiore di 100 volte a quello medio oltre ad uno spettro significativamente più energetico rispetto ai valori riportati nel catalogo 3FGL. L'attività gamma ha sollecitato osservazioni **multi-banda** che hanno rivelato attività intensificata nelle bande ottica-Near IR, UV e X. Il flare è continuato nei mesi successivi, con un secondo picco, più luminoso, il 13 Mag 2018, quando è stato osservato un flusso 150 volte superiore a quello riportato nel catalogo 3FGL.

Mentre nel suo stato quiescente PKS 0346-27 appartiene alla classe dei LSP, la SED ottenuta durante il flare è quella di un ISP: la diluizione delle righe di emissione ottiche da parte del continuo non termico dominante potrebbe addirittura portare, in questo stato, ad una sua classificazione come BL Lac[12].

Lo spettro γ ad alta energia della sorgente suggerisce la possibilità di osservarne flare simili a quello del 2018 nel range a bassa energia del futuro telescopio Cherenkov CTA.

Capitolo 2

Processi fisici

2.1 Meccanismi di irraggiamento

Gli AGN emettono in un intervallo estremamente ampio che va dalle onde radio alla banda gamma nell'ordine dei TeV. I processi che danno origine agli spettri osservati sono molteplici e avvengono nelle diverse strutture del nucleo, con la principale caratteristica osservativa data dall'emissione significativa di radiazione non termica.

In questa sezione sono descritti i principali meccanismi che danno origine alla distribuzione energetica degli AGN.

2.1.1 Emissione Termica

Pur essendo dominata da processi di emissione non termici, la distribuzione di energia di un AGN comprende un'importante componente di corpo nero prodotta dal disco di accrescimento del SMBH e dal toro di polveri al suo esterno, in un intervallo che va dall'IR ai soft X.

Il materiale nel disco di accrescimento cade verso il SMBH dissipando energia gravitazionale per riscaldamento viscoso del disco ed emissione di radiazione con una luminosità data genericamente da:

$$L_{disco} = \eta \dot{M} c^2 \quad (2.1)$$

dove $\eta \leq 0.42$ e \dot{M} rappresenta il tasso di accrescimento della massa del SMBH, limitato dalla **luminosità di Eddington**¹ a:

$$\dot{M} \leq 2.52 \times 10^{-9} \eta^{-1} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ anno}^{-1} \quad (2.2)$$

¹La **luminosità di Eddington** è il limite massimo per la luminosità prodotta dall'accrescimento di materiale attorno ad una sorgente sferica: oltre questo valore la pressione di radiazione prevale su quella idrostatica, dissipando il materiale.

corrispondente a $\dot{M} \approx 1 M_{\odot} \text{anno}^{-1}$ per un SMBH con $M \approx 10^{8-9} M_{\odot}$. Per un disco di accrescimento in equilibrio stazionario, in cui il flusso entrante al raggio esterno compensa esattamente quello inghiottito dal buco nero centrale al raggio interno R_{int} , si ottiene, in accordo con il teorema del viriale, che metà dell'energia gravitazionale liberata nell'accrescimento porta ad un riscaldamento del disco, mentre l'altra metà deve essere irraggiata con luminosità:

$$L_{disco} = \frac{GM\dot{M}}{2R_{int}} \quad (2.3)$$

Assumendo che il disco riscaldato emetta come corpo nero si ottiene la temperatura ad un certo raggio r :

$$T(r) = \left(\frac{GM\dot{M}}{8\pi\sigma R_{int}^3} \right)^{1/4} \left(\frac{R_{int}}{r} \right)^{3/4} \quad (2.4)$$

che raggiunge il suo valore massimo al raggio dell'ultima orbita stabile attorno al buco nero; nel caso di un buco nero di Kerr $R_{int} = (1/2)R_{Schwarzschild}$, da cui:

$$T_{disco} = \left(\frac{c^6 \dot{M}}{8\pi\sigma G^2 M^2} \right)^{1/4} \quad (2.5)$$

Per buchi neri attorno alle $10^8 M_{\odot}$ e con $\eta \approx 0.1$ si ricavano temperature tipiche $T_{disco} \approx 7 \times 10^5 K$, corrispondenti al **blue bump** ultravioletto osservato nello spettro di molti AGN.

2.1.2 Radiazione di Sincrotrone

La **radiazione di Sincrotrone** è emessa da particelle cariche in moto a velocità relativistiche in un campo magnetico che ne devia la traiettoria portandole a dissipare energia sotto forma di radiazione. L'effetto ha un limite non relativistico nella **emissione di ciclotrone**, che avviene alla **frequenza angolare di girazione** $\Omega = eB/mc$ e alle sue armoniche.

Nel caso relativistico lo spettro di emissione è continuo con una potenza istantanea integrata su tutte le frequenze pari a:

$$P_{syn} = 2\sigma_T c \beta^2 \sin^2 \psi \gamma^2 U_B \quad (2.6)$$

per un elettrone con fattore di Lorentz γ in moto in un campo magnetico \vec{B} con angolo di incidenza ψ , dove $U_B = B^2/8\pi$ è la densità di energia magnetica e $\sigma_T = (8\pi/3)(e^4/c^4 m_e^2)$ è la **sezione d'urto Thomson** per l'interazione fotone-elettrone.

L'emissione di **radiazione di sincrotrone** risulta inoltre fortemente collimata all'interno di un cono di apertura $\sim 1/\gamma$ attorno alla direzione della velocità istantanea.

Un elettrone con energia $E = \gamma m_e c^2$ irraggerà una frazione sostanziale della sua energia in un **tempo caratteristico di raffreddamento** dell'ordine di:

$$t_{syn} \simeq \frac{\gamma m_e c^2}{P_{syn}} = 5 \times 10^8 B_{Gauss}^{-2} \gamma^{-1} s \quad (2.7)$$

Nelle sorgenti astrofisiche come le Pulsar o gli AGN ad emettere radiazione di sincrotrone sono popolazioni di cariche che possiamo assumere seguano una distribuzione con legge di potenza con indice spettrale δ :

$$n(\gamma) = n_{\gamma_0} \gamma^{-\delta} \quad \gamma_L < \gamma < \gamma_U \quad (2.8)$$

dove γ è il fattore di Lorentz delle particelle, variabile tra i limiti inferiore e superiore γ_L e γ_U .

L'emissività totale della distribuzione alla frequenza ν in presenza di un campo magnetico uniforme \vec{B} è allora:

$$j_\nu \propto \int_{\gamma_L}^{\gamma_U} n(\gamma) P_{\nu, syn} d\gamma \propto B^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} \equiv B^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \quad (2.9)$$

lo spettro di radiazione segue quindi una legge di potenza con indice spettrale legato a quello delle particelle. Un indice spettrale α elevato implica un $n(\gamma)$ ridotto per alti fattori di Lorentz: è indice quindi di popolazioni di particelle "vecchie", la frazione più energetica delle quali ha già dissipato la sua energia. Negli AGN l'emissione di sincrotrone è prodotta da nubi di particelle cariche incanalate dai campi magnetici del nucleo in getti relativistici lungo l'asse di rotazione del disco di accrescimento.

2.1.2.1 Autoassorbimento di sincrotrone in nuvole compatte

Per una popolazione di elettroni che emetta radiazione di sincrotrone può essere definita la **temperatura di brillantezza**, la temperatura del corpo nero che produca la stessa intensità specifica I_ν alla frequenza ν osservata. Assumendo che gli elettroni siano in **equilibrio termodinamico locale** e abbiano quindi una temperatura cinetica definita, la **temperatura di brillantezza** non potrà superarla e la radiazione in eccesso verrà riassorbita; si parla allora di **synchrotron self-absorption**. Nelle sorgenti astrofisiche di radiazione di sincrotrone gli elettroni seguono, come già visto, una legge di potenza e non hanno quindi una temperatura cinetica definita. Si ottiene tuttavia che gli elettroni con energia $E = \gamma m_e c^2$ emettono la maggior parte della radiazione alla frequenza critica:

$$\nu_c \approx \frac{\gamma^2 e B}{2\pi m_e c} \quad (2.10)$$

si può quindi assumere che la radiazione a frequenza ν sia emessa e assorbita solo da elettroni per i quali ν è la frequenza critica e associare loro una **temperatura efficace**

T_e :

$$kT_e \approx \gamma m_e c^2 \approx \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^{1/2} \quad (2.11)$$

dove ν_L è la frequenza di girazione classica.

La temperatura di brillanza per una sorgente, nell'approssimazione di Rayleigh-Jeans è data da:

$$T_b \equiv \frac{I_\nu c^2}{2k\nu^2} \quad (2.12)$$

eguagliando allora T_e e T_b si ottiene infine la brillanza nella regione autoassorbita:

$$I_\nu \approx \frac{2kT_e\nu^2}{c^2} \propto \nu^{1/2}\nu^2 B^{-1/2} = \nu^{5/2} B^{-1/2} \quad (2.13)$$

2.1.3 Effetto Compton inverso

Di fondamentale importanza nell'astrofisica delle alte energie è l'emissione di radiazione per effetto Compton inverso: degli elettroni ultrarelativistici possono cedere energia ai fotoni portandoli a frequenze più alte. Per un elettrone con fattore di Lorentz γ interagente con un campo isotropo di fotoni con densità di energia U_{rad} la potenza irradiata per Compton inverso su tutte le frequenze è:

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma^2 \beta^2 U_{rad} \quad (2.14)$$

e lo spettro della radiazione emessa segue la legge:

$$I(\nu) d\nu \approx \frac{3\sigma_{TC} N(\nu_0)}{16\gamma^4} \frac{\nu_0}{\nu^2} \nu d\nu \quad (2.15)$$

dove ν_0 è la frequenza dei fotoni con cui l'elettrone interagisce e $N(\nu_0)$ la loro densità. Lo studio di $I(\nu)$ mostra una frequenza di taglio ν_{max} oltre la quale il fotone è riflesso lungo la direzione di incidenza:

$$\nu_{max} \approx 4\gamma^2 \nu_0 \quad (2.16)$$

La frequenza media dei fotoni diffusi, se ν_0 è quella dei fotoni incidenti risulta inoltre:

$$\nu = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu_0 \quad (2.17)$$

Si può infine dimostrare che la distribuzione spettrale dei fotoni monocromatici diffusi da elettroni con distribuzione energetica del tipo legge di potenza $\propto \gamma^{-\delta}$ ha lo stesso andamento ottenuto per l'emissione di sincrotrone salvo sostituzione di U_B con U_{rad} , proporzionale quindi a $\nu^{-\alpha}$. Negli AGN l'effetto Compton inverso è responsabile dell'emissione alle alte energie, nell'intervallo che va dagli Hard X ($E \geq 5keV$) fino alla

banda γ ; la popolazione di elettroni coinvolta è quella dei getti relativistici e i fotoni diffusi possono provenire dalle regioni esterne del nucleo come il disco di accrescimento e la *hot corona* o addirittura dal fondo cosmico, si parla in questo caso di **external Compton**, oppure essere gli stessi fotoni di sincrotrone, dando origine alla **radiazione synchrotron-self-Compton**.

2.1.4 Radiazione synchrotron-self-Compton

Nelle sorgenti compatte, con densità elevate di fotoni ed elettroni, i fotoni di sincrotrone possono essere diffusi per effetto Compton inverso dalla stessa popolazione di elettroni che li ha prodotti. Lo spettro della radiazione risultante sarà quindi uno spettro di sincrotrone modificato per **self-Compton inverso** con una componente alle alte frequenze avente lo stesso indice spettrale α della radiazione di sincrotrone da cui è originata: $P_{SSC}(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$. L'emissione per synchrotron-self-Compton determina un legame diretto tra l'emissione radio e γ degli AGN: dato che la popolazione di elettroni e i fotoni coinvolti sono gli stessi, cambiamenti nel flusso e nell'indice spettrale in una banda si rifletteranno sull'altra.

2.2 Effetti Relativistici

2.2.1 Doppler Beaming

Negli AGN con getti relativistici a piccoli angoli rispetto alla linea di vista come i Blazar le sorgenti di emissione si muovono con $\beta = v/c \rightarrow 1$ verso l'osservatore, occorre quindi tener conto dell'effetto Doppler relativistico che determina uno shift nella frequenza ν_{oss} , nei periodi di variabilità τ_{oss} e nel flusso $S_{\nu,oss}$ ricevuti rispetto a quelli emessi.

Per una sorgente con fattore di Lorentz γ la cui direzione del moto formi un angolo θ con quella di vista valgono:

$$\nu_{oss} \approx \gamma^{-1} (1 - \beta \cos \theta)^{-1} \nu_{em} \quad (2.18)$$

$$\tau_{oss} \approx \gamma (1 - \beta \cos \theta) \tau_{em} \quad (2.19)$$

$$S_{\nu,oss} \approx \gamma^{-3} (1 - \beta \cos \theta)^{-3} S_{\nu,em} \quad (2.20)$$

L'effetto Doppler relativistico permette di spiegare caratteristiche apparentemente problematiche dei Blazars, come tempi di variabilità estremamente ridotti ed emissione ad alta intensità di radiazione con energia superiore alla soglia di produzione di coppie e^+e^- riducendo, nel sistema di riferimento della sorgente, l'energia ed il flusso dei fotoni emessi e aumentando i tempi di variabilità rispetto ai valori osservati .

2.2.2 Getti superluminali

Una delle caratteristiche più peculiari dei Blazar è l'apparente velocità superluminale delle componenti del getto relativistico: l'interpretazione di questo effetto viene dalla relatività speciale. Una sorgente in moto con velocità v_{eff} in una direzione che forma un angolo θ rispetto alla linea di vista di un osservatore appare muoversi con la seguente velocità trasversa v_{app} :

$$v_{app} = \frac{v_{eff} \sin \theta}{1 - (v_{eff}/c) \cos \theta} \quad (2.21)$$

da cui, risolvendo per la velocità effettiva ed esprimendo in termini dei fattori β :

$$\beta_{eff} = \frac{\beta_{app}}{\sin \theta + \beta_{app} \cos \theta} \quad (2.22)$$

Si ottiene immediatamente che $\beta_{eff} < 1$, con un valore massimo in funzione di θ per β_{app} dato raggiunto per $\cot \theta_{max} = \beta_{app}$ e pari a:

$$\beta_{eff}^{max} = \sqrt{\frac{\beta_{app}^2}{1 + \beta_{app}^2}} \quad (2.23)$$

corrispondente al fattore di Lorentz:

$$\gamma^{max} = \frac{1}{\sin \theta_{max}} \quad (2.24)$$

Questo dimostra come i getti dei blazars non violino il limite relativistico, ma al contempo siano caratterizzati da moti a velocità prossime a quelle della luce. Lo studio dei moti apparenti nel getto relativistico di PKS 0346-27 è uno degli oggetti principali di questo lavoro di tesi.

Capitolo 3

Analisi dei dati

3.1 Radiointerferometri e VLBA

3.1.1 Interferometria radio

La risoluzione angolare alla lunghezza d'onda λ di un radiotelescopio è data da $\Delta\theta \approx 1.22\lambda/D$, dove D è il diametro dell'antenna; questo pone limiti significativi alla risoluzione ottenibile nella banda radio a causa delle lunghezze d'onda elevate. D'altronde le onde radio non sono disturbate sostanzialmente dalla turbolenza atmosferica e risulta possibile mantenere fronti d'onda coerenti anche a grandi distanze, permettendo di raggiungere risoluzioni fino a 0.0001" grazie alla tecnica dell'**interferometria**.

Nell'esempio più semplice di interferometro due antenne a distanza D sono collegate attraverso guide d'onda che ne fanno convergere i segnali in un ricevitore, dove vengono sommati. La distanza D tra le antenne, detta **baseline** è la caratteristica fondamentale di un interferometro: la rotazione della Terra fa variare la posizione della baseline rispetto alla sorgente e il segnale giunge così alle antenne con fasi via via differenti, portando ad una **funzione di risposta del segnale** modulata periodicamente. La distanza tra massimi successivi della funzione di risposta, per una lunghezza d'onda di osservazione λ , è data da:

$$D \sin\theta = \lambda \quad (3.1)$$

dove θ è l'angolo tra la linea di vista della sorgente e la normale alla baseline. La risoluzione dell'interferometro equivale quindi a quella di un'antenna singola con diametro D . La funzione di risposta risulta essere l'antitrasformata di Fourier dell'immagine radio della sorgente, nel dominio di Fourier delle frequenze spaziali $D \sin\theta/\lambda$: l'immagine avrà quindi risoluzione tanto migliore quante più saranno le frequenze spaziali campionate; i sistemi di interferometri moderni sono costituiti da numerosi radiotelescopi disposti in modo tale da ottimizzare le frequenze spaziali ottenibili.

Lo sviluppo ulteriore nei sistemi di radiointerferometri è rappresentato dalla tecnica del-

le **Reti VLBI** (Very Large Baseline Interferometry): antenne o interferometri posti a grandi distanze possono operare indipendentemente raccogliendo assieme i segnali di una sorgente ad un dato tempo. La procedura di correlazione è poi applicata su computer ai dati registrati. Grazie all'utilizzo di orologi maser a idrogeno è possibile garantire la coerenza dei segnali su scala planetaria, raggiungendo risoluzioni angolari dell'ordine di $0.0001''$.

3.1.2 Il VLBA

Le immagini radio di PKS 0346-27 analizzate in questo lavoro di tesi sono state ottenute dal **Very Large Baseline Array** (VLBA), un interferometro che consiste di 10 antenne identiche disposte all'interno del territorio statunitense, con baselines che vanno dai 200 agli 8600 km, controllate da remoto dal Science Operation Center di Socorro, New Mexico. Ogni stazione VLBA consiste di un'antenna di 25 m e di un'adiacente edificio di controllo: durante le osservazioni i segnali di ogni stazione sono amplificati e digitalizzati indipendentemente per poi essere registrati su supporti veloci e ad elevata capacità che vengono inviati a Socorro per la correlazione.

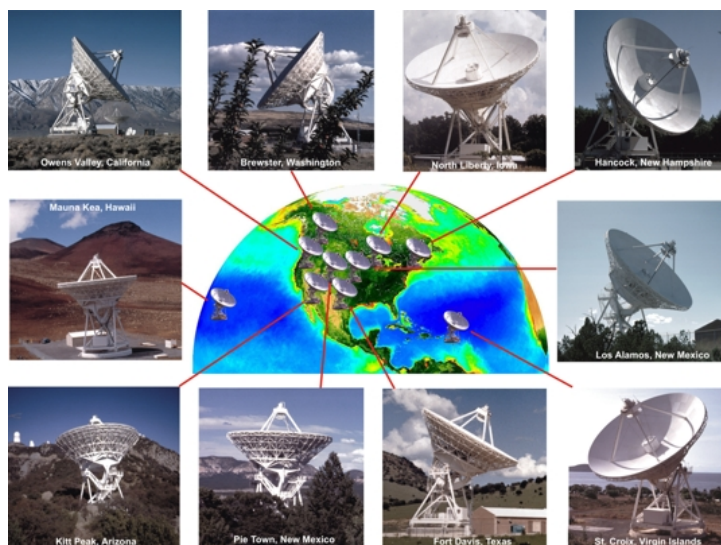


Figura 3.1: sono mostrate le antenne che compongono il VLBA e la loro posizione. *Image Courtesy of NRAO/AUI and Earth image courtesy of the SeaWiFS Project NASA/GSFC and ORBIMAGE*

Il VLBA osserva a lunghezze d'onda che vanno dai 90 cm ai 3 mm (da 312 MHz a 96 GHz) in nove bande discrete a cui si aggiungono due bande strette a frequenze inferiori al GHz che includono le linee di emissione primarie dell'**emissione maser** ad alta intensità. L'interferometro può quindi essere utilizzato per osservare sorgenti radio compatte

con temperature di brillantezza superiori a $\sim 10^5 K$.

La sensibilità del VLBA nel continuo è migliorabile notevolmente combinando l'array con altri radiotelescopi: assieme a GBT, VLA, Arecibo e/o Effelsberg forma l'*High Sensitivity Array*, mentre in congiunzione con le altre reti VLBI in Europa o negli Stati Uniti compone il *Global cm VLBI*. Essendo in grado di produrre immagini e dati astrometrici¹ sulla scala dei miliardosecondi, il VLBA può essere utilizzato per un'ampia gamma di programmi scientifici, dall'osservazione dei getti negli AGN, alla misura della posizione dei **gamma-ray bursts**, fino allo studio dell'evoluzione di supernovae ed atmosfere stellari.

La precisione astrometrica di $\sim 10 \mu\text{as}$ permette di studiare la struttura della Via Lattea e distanza e moti propri delle pulsar.

Grazie ad un'eccellente risoluzione angolare, è possibile risolvere le strutture alla scala dei parsec degli AGN.

Il VLBA ha infine dato un contributo all'*astronomia multi-messenger*, operando in coordinazione con il telescopio spaziale **Fermi** nello studio dei processi ad alta energia e compiendo osservazioni di *follow-up* di eventi transienti come Novae, GRB e merger di stelle di neutroni.

3.2 Analisi dei dati

3.2.1 Il software AIPS

L'**Astronomical Image Processing System** (AIPS) è un pacchetto software sviluppato dall'NRAO (National Radio Astronomy Observatory) per la calibrazione e l'editing dei dati provenienti dai radiointerferometri e l'analisi delle immagini ottenute da quei dati con il metodo della sintesi di Fourier; sviluppato a partire dal 1978, rappresenta ancora oggi il principale pacchetto utilizzato per la riduzione e la presentazione dei dati del Very Large Array e può in generale trattare quelli prodotti dalle reti VLBI come VLBA.

AIPS implementa un semplice linguaggio di comando utilizzato per avviare delle *task*, programmi separati, o per interagire con testi, grafici o immagini.

3.2.2 Analisi delle immagini

Le immagini della regione nucleare di PKS 0346-27 analizzate in questo lavoro di tesi sono state ottenute dal VLBA nel periodo che va dal 9 Gennaio 2014 al 21 Ottobre 2017, con frequenze di 2.3, 4.3, e 8.7 GHz (rispettivamente nelle bande S, C e X del VLBA): i dati, nel formato FITS utilizzato da AIPS, appartengono al database pubblico Astrogoo

¹L'astrometria è il campo dell'astronomia che si occupa della misura della posizione e dei movimenti degli oggetti celesti.

VLBI FIT delle **distribuzioni di luminosità** di radiosorgenti compatte prodotte nelle survey VLBI (astrogeo.org/vlbi_images). In Tabella 3.1 sono riportate le informazioni principali, specificate nei file FITS, sulle immagini radio utilizzate, tra cui il fattore c_{conv} di conversione tra pixel e mas, la risoluzione angolare (misurata in milliarcosecondi o mas) e quella sul flusso (Rms, misurata in mJy/beam).².

Immagini analizzate				
Data	Frequenza (GHz)	c_{conv} (mas/pixel)	Risoluzione angolare (mas)	Rms (mJy/beam)
09/06/14	2.3	0.5	4.03	0.6
09/08/14	2.3	0.5	4.66	0.5
05/09/15	4.3	0.2	2.06	0.2
20/01/16	4.3	0.3	2.02	0.2
30/05/16	4.3	0.2	1.69	0.2
24/02/17	8.7	0.2	0.86	0.5
15/06/17	8.7	0.2	0.76	0.4
09/07/17	8.7	0.2	0.80	0.3
05/08/17	8.7	0.1	1.07	0.3
21/10/17	8.7	0.2	1.06	0.5

Tabella 3.1: sono riportate le informazioni significative sulle immagini radio utilizzate.

La *task 'fitld'* di AIPS permette di importare i file FITS scelti nel catalogo personale dell'utente e grazie al comando *tvall* è possibile visualizzare le immagini caricate e modificare il contrasto e la scala dei colori.

Con la *task 'kntr'* sono state realizzate delle mappe a curve di livello delle immagini analizzate, selezionandone la regione d'interesse contenente le caratteristiche principali: le mappe ottenute sono mostrate in Figura 3.2. Si è quindi cercato di identificare, grazie alle mappe, le componenti del getto e seguirne l'evoluzione e lo spostamento da un'immagine all'altra; le ipotesi di identificazione sono poi state vagliate a posteriori calcolando i fattori β_{app} e imponendo loro un limite massimo pari a quello storico. Nonostante sia stato in genere difficile riconoscere le caratteristiche da un'immagine alla successiva, è risultata evidente la presenza di una componente statica dalla luminosità dominante, nella quale è stato riconosciuto il **nucleo** della sorgente.

²Il **jansky**, indicato con Jy, è un'unità di misura della densità di flusso spettrale corrispondente a $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

Le componenti identificabili sono quindi state fittate a gaussiane bidimensionali con il metodo dei minimi quadrati utilizzando la task *jmfit*: dopo aver ristretto l'area di interesse alla porzione più evidente della caratteristica e, nel caso delle componenti più deboli, dato manualmente in input posizione e flusso del pixel di massimo stimato, si è fatta partire la task, salvando quindi i risultati dei fit; componenti particolarmente deformate sono state fittate utilizzando distribuzioni gaussiane a doppio picco. I valori di distanza dal nucleo e flusso delle componenti identificate ottenuti dai fit sono riportati rispettivamente nelle Figure 4.1 e 4.3. È importante notare come gli errori sulle posizioni dati dal processo di fit siano risultati particolarmente bassi, fino a 10^{-6} volte il valore della posizione: la principale sorgente di errore nelle misure è in realtà il rumore dei dati da cui è stata ricavata la mappa; conoscendo allora la risoluzione angolare in *mas* della beamline con cui è stata eseguita l'osservazione, riportata nel file FITS, è possibile stimare gli errori su posizioni e distanze come pari ad $1/5$ della risoluzione nel caso di componenti chiaramente gaussiane e ad $1/2$ della stessa nel caso di forme particolarmente asimmetriche. Le risoluzioni angolari delle immagini analizzate sono riportate in Tabella 3.1.

3.2.3 Stima dei parametri

Una volta fittate le componenti del getto è stata valutata la loro distanza D in pixel dal nucleo nelle diverse immagini come quella tra i massimi delle gaussiane corrispondenti:

$$D_{pix} = \sqrt{(X_{comp} - X_{nuc})^2 + (Y_{comp} - Y_{nuc})^2} \quad (3.2)$$

questo valore è stato poi convertito in *mas* utilizzando il fattore c_{conv} di conversione specificato nel file FITS dell'immagine: $D_{mas} = c_{conv} D_{pix}$.

Per convertire in parsecs le distanze calcolate in *mas* è stata utilizzata l'applet *Ned Wright's Javascript Cosmology Calculator*[15]: per un valore della costante di Hubble $H_0 = 73 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e parametri di densità $\Omega_M = 27$ e $\Omega_\Lambda = 73$, si ottiene un a scala di $7.803 \text{ kpc}''$. Sono state quindi calcolate le distanze apparenti coperte dalle componenti del getto nel periodo tra un'immagine e la successiva: assumendo, come da modello, che il moto apparente avvenga in linea retta, queste sono date semplicemente dalla differenza tra le distanze dal centro.

Calcolato allora il valore della distanza in anni luce come $D_{lyr} = 3.262 \times D_{pc}$ il fattore beta apparente della caratteristica è dato da:

$$\beta_{app} = D_{lyr} \times \frac{365}{\Delta t (\text{giorni})} \quad (3.3)$$

Sono quindi stati stimati i valori di β_{eff}^{max} e θ_{max} secondo le formule discusse in § 2.2.2 :

$$\beta_{eff}^{max} = \sqrt{\frac{\beta_{app}^2}{1 + \beta_{app}^2}} \quad (3.4)$$

$$\cot \theta_{max} = \beta_{app} \quad (3.5)$$

Gli errori su tutte le misure indirette sono stati stimati sommando in quadratura e considerando variabili non correlate. Delle caratteristiche identificate inizialmente, solo alcune hanno mantenuto β_{app} con valori, considerati gli errori, nel limite massimo indicato dalla letteratura sulla sorgente di $\sim 78[12]$: è allora chiaro che le identificazioni iniziali fossero erronee e che queste componenti siano divenute irriconoscibili tra una data di osservazione e la successiva. Le dieci immagini analizzate definiscono nove coppie di immagini successive dette *epoche*, su cui sono stati calcolati i fattori β_{app} , indicate nel seguito secondo la numerazione riportata in Tabella 3.2.

Epoche osservative		
Data Inizio	Data Fine	Epoca
09/06/14	09/08/14	1
09/08/14	05/09/15	2
05/09/15	20/01/16	3
20/01/16	30/05/16	4
30/05/16	24/02/17	5
24/02/17	15/06/17	6
15/06/17	09/07/17	7
09/07/17	05/08/17	8
05/08/17	21/10/17	9

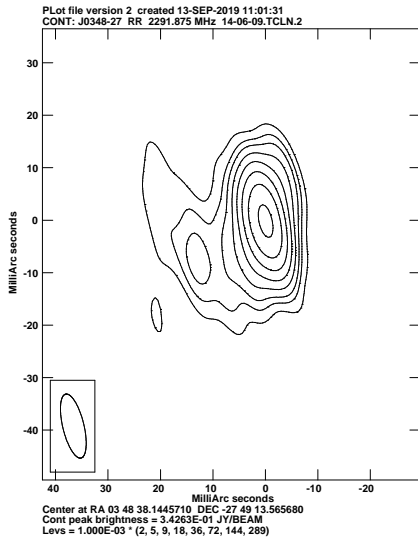
Tabella 3.2: Viene riportata la numerazione utilizzata per distinguere le coppie di immagini ottenute

3.2.4 Analisi dei flussi

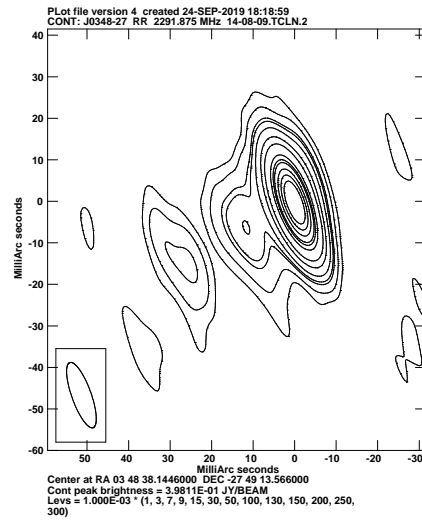
Un importante indice dell'attività dell'AGN è il flusso radio osservato nelle componenti del getto: una luminosità elevata è indice di campi magnetici intensi ed elettroni dai β più elevati. Il fit gaussiano eseguito da AIPS ha fornito una stima del flusso totale S , misurato in mJy , delle caratteristiche identificate nelle immagini e gli errori sui valori ottenuti, essendo quelli ricavati dalla procedura di fit privi di valore fisico, sono stati stimati ad 1σ secondo la seguente formula:

$$\Delta S = \sqrt{Rms^2 + \left(\frac{S}{1000}\right)^2} \quad (3.6)$$

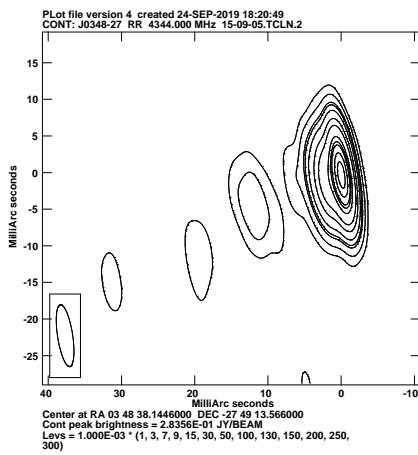
dove Rms è il rumore dell'immagine considerata, indicato in Tabella 3.1, e $\frac{S}{1000}$ è il flusso della struttura misurato diviso per 1000 per tener conto sia di effetti di range dinamico che di eventuali errori nella determinazione della scala di flusso.



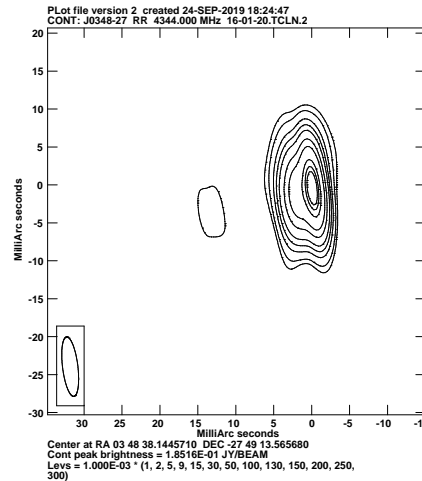
(a) 09/06/14



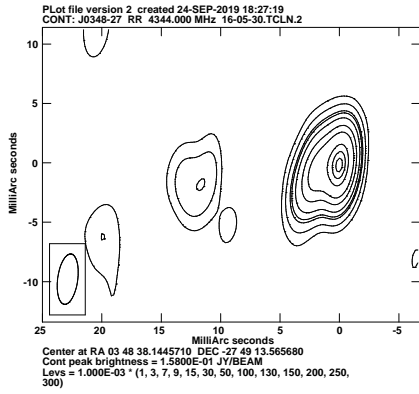
(b) 09/08/14



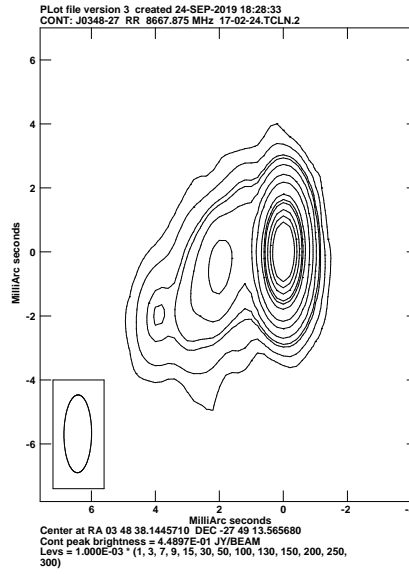
(c) 05/09/15



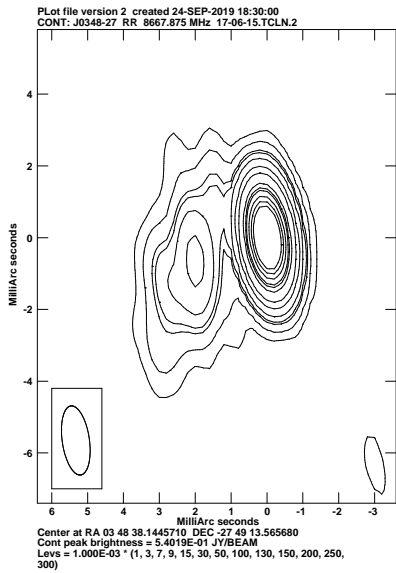
(d) 20/01/16



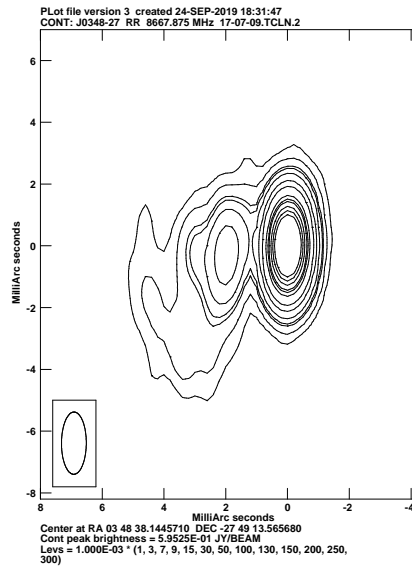
(a) 30/05/16



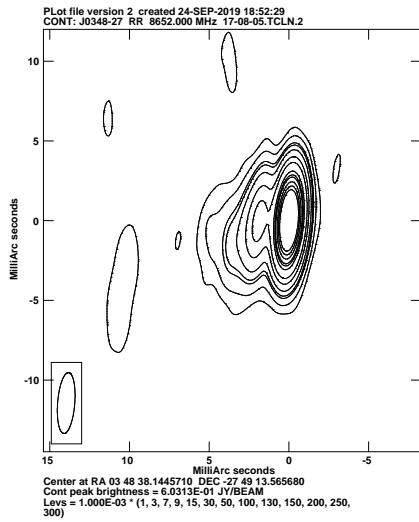
(b) 24/02/17



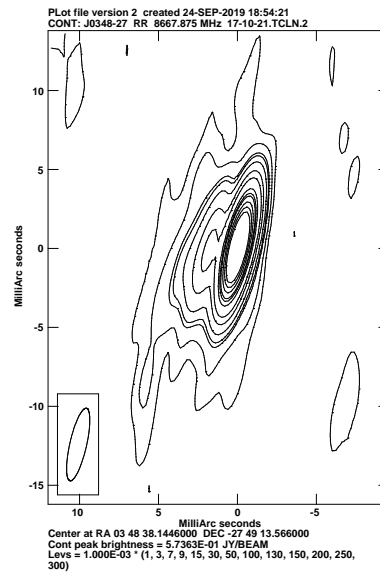
(c) 15/06/17



(d) 09/07/17



(a) 05/08/17



(b) 21/10/17

Figura 3.2: sono mostrate regioni di interesse delle mappe radio analizzate nel lavoro di tesi; i valori delle curve di livello sono stati scelti per evidenziare al meglio la struttura delle componenti. Vengono riportate le date di realizzazione delle immagini.

Capitolo 4

Risultati

È stato possibile seguire per più di un'immagine solamente tre componenti:

- Componente 1: presente in tutte le immagini e dalla luminosità dominante sulle altre, è stata identificata come il **nucleo** della sorgente.
- Componente 2: presente a partire dal 5/09/2015 fino alla fine del periodo considerato, rimane connessa alla Componente 1, a distanze di $15 \sim 20 pc$. Il flusso integrato di questa componente rimane nell'ordine di $\sim 0.1 Jy$.
- Componente 3: presente nel periodo che va dal 9/06/2014 al 30/05/2016, ha una distanza dal nucleo di $\sim 100 pc$ ed un flusso integrato di $\sim 0.01 Jy$.

In Figura 4.1 si riportano, in funzione del tempo, le distanze calcolate per le componenti identificate ed i loro errori, ottenuti a partire dalla risoluzione angolare secondo la procedura descritta in § 3.2.2. Le date sono espresse in formato *Anno Decimale*, mentre le distanze vengono riportate in *pc*. Si nota un'apparente correlazione tra le distanze della *Componente 2* e della *Componente 3* nelle immagini del 5/09/2015, 20/01/2016 e 30/05/2016. Per ottenere una stima dello spostamento complessivo delle due componenti è stata eseguita con *ROOT* un fitting dei grafici a rette nella forma $y = p1 \cdot x + p0$: i parametri $p1$ ottenuti, mostrati in Tabella 4.1, sono consistenti con la stazionarietà della *Componente 2* e con un moto ridotto della *Componente 3*; gli errori significativi sulle stime sono dovuti alle dimensioni ridotte del campione disponibile.

In Figura 4.2 vengono riportati i fattori β_{app} per le componenti identificate. Le epoche di osservazione sono numerate secondo la convenzione in Tabella 3.2. La velocità apparente della *Componente 2* tende ad avere valori chiaramente inferiori a quelli raggiunti dalla *Componente 3*, con β_{app} sempre compatibili con 0.

Si noti come di β_{app} siano stati ricavati i valori assoluti: a fronte di valori crescenti nelle epoche 2, 3 e 4, la distanza dal nucleo della *Componente 3* aumenta per poi tornare a valori compatibili con quello iniziale (si veda Figura 4.1).

Parametri dei fit alle distanze			
Componente	p1 (pc/yr)	χ^2	d.o.f
Componente 2	0.1 ± 2	1.56	6
Componente 3	-5 ± 3	9.29	3

Tabella 4.1: vengono riportati i parametri significativi dei fit lineari ai grafici delle distanze realizzati con ROOT.

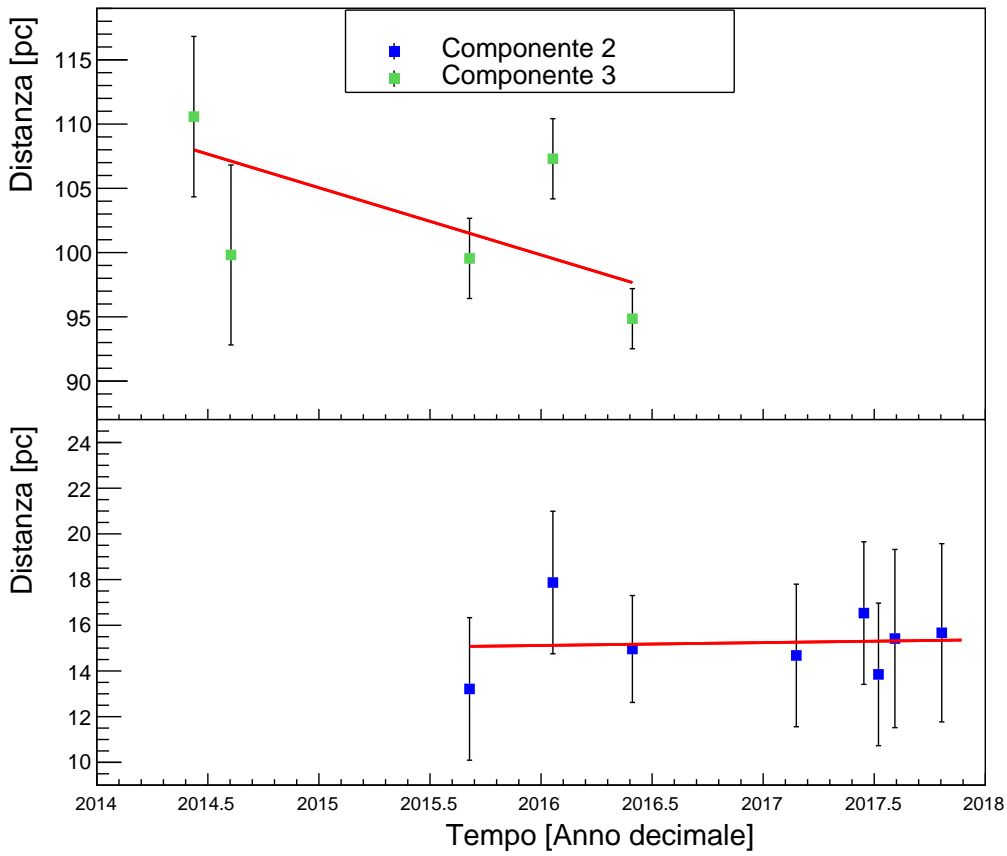


Figura 4.1: Distanza dal nucleo delle componenti identificate misurata in pc. I valori per la *Componente 3* sono riportati separatamente da quelli della *Componente 2* perché significativamente maggiori.

Il ruolo dell'intervallo di tempo tra due immagini nella propagazione degli errori su β_{app} è evidente: nelle epoche caratterizzate da immagini ravvicinate, a fronte di valori centrali

superiori al massimo storico, gli errori per le *Componenti 2* e *3* coprono un intervallo che rientra nei limiti imposti dalla letteratura. L'andamento di β_{app} risulta quindi difficile da ricostruire, è stato allora fittato, con la stessa forma funzionale utilizzata in precedenza, con *ROOT*: per la *Componente 3* la prima epoca, particolarmente distaccata dalle successive, non è stata considerata. I parametri ottenuti, mostrati in Tabella 4.2, si accordano con un andamento stabile delle distanze e un moto complessivo ridotto: in particolare i fattori β_{app} per *Componente 2* si mantengono confrontabili con 0 entro gli errori. I valori di θ_{max} calcolati a partire da β_{app} secondo la formula mostrata in § 3.2.3 si mantengono, per entrambe le componenti, sempre confrontabili con un valore di 0° entro gli errori, che in alcune epoche raggiungono anche valori notevoli; non si è quindi in grado di trarre conclusioni significative dalla loro stima, che non viene riportata.

In Figura 4.3, i valori di flusso totale delle caratteristiche identificate sono plottati in funzione del tempo indicato in formato *Anno Decimale*.

Il flusso del nucleo appare decrescere nelle immagini ottenute tra il 5/09/2015 e il 30/05/2016 rispetto ai valori ottenuti nel 2014, per poi tornare a crescere nelle immagini del 2017 fino al termine del periodo considerato, circa un mese prima del flare osservato. A partire dalla sua comparsa nell'immagine del 5/09/2015, il flusso della *Componente 2* decresce fino a stabilizzarsi intorno agli $0.1 Jy$ nel 2017.

Si può notare come gli andamenti dei flussi delle diverse componenti siano collegati: a stati di maggiore attività nel getto corrispondono stati di attività ridotta del nucleo e viceversa.

Un fit lineare alle curve di luce delle *Componenti 2* e *3* è stato eseguito con *ROOT*: i parametri ottenuti, mostrati in Tabella 4.3 sono coerenti con una leggera diminuzione del flusso delle due strutture esterne. È invece la *Componente 1* a mostrare la variabilità più rapida e intensa.

Dai dati ottenuti è possibile dunque dedurre come la variabilità osservata in banda radio sia dovuta principalmente alla *Componente 1*, corrispondente alla regione del nucleo galattico. In particolare, essendo la componente simmetrica, come visibile in Figura 3.2, si deduce che la sorgente della sua luminosità non sia risolta e le sue dimensioni angolari debbano essere inferiori alla risoluzione minima delle immagini considerate di $0.8 mas$; la stima superiore per le dimensioni reali $D_{sorgente}$ sarà allora data dalla formula indicata in § 3.2.3:

$$D_{sorgente} \leq 0.8 \times 7.803 \times 3.262 \text{ } l\text{yr} \approx 20 \text{ } l\text{yr} \quad (4.1)$$

Le dimensioni massime della sorgente sono dunque confrontabili con quelle della **Narrow Line Region**. Un paragone con i valori per le dimensioni delle strutture del nucleo ottenuti da Angioni et al.[12] a partire dal modeling della SED mostra come la stima sopra eseguita non possa confinare la sorgente di variabilità radio all'interno del **toro di polveri**, dal raggio di $\sim 0.7 \text{ } l\text{yr}$ e come quest'ultimo abbia dimensioni significativamente superiori alla regione dove è prodotta la variabilità γ nel flare del 2018, con un raggio stimato sulla base dei tempi di variabilità inferiore a $\sim 0.02 \text{ } l\text{yr}$.

Parametri dei fit a β_{app}			
Componente	p1	χ^2	d.o.f
Componente 2	-7 ± 13	1.23	5
Componente 3	57 ± 21	0.056	1

Tabella 4.2: vengono riportati i parametri significativi dei fit lineari ai grafici di β_{app} realizzati con ROOT.

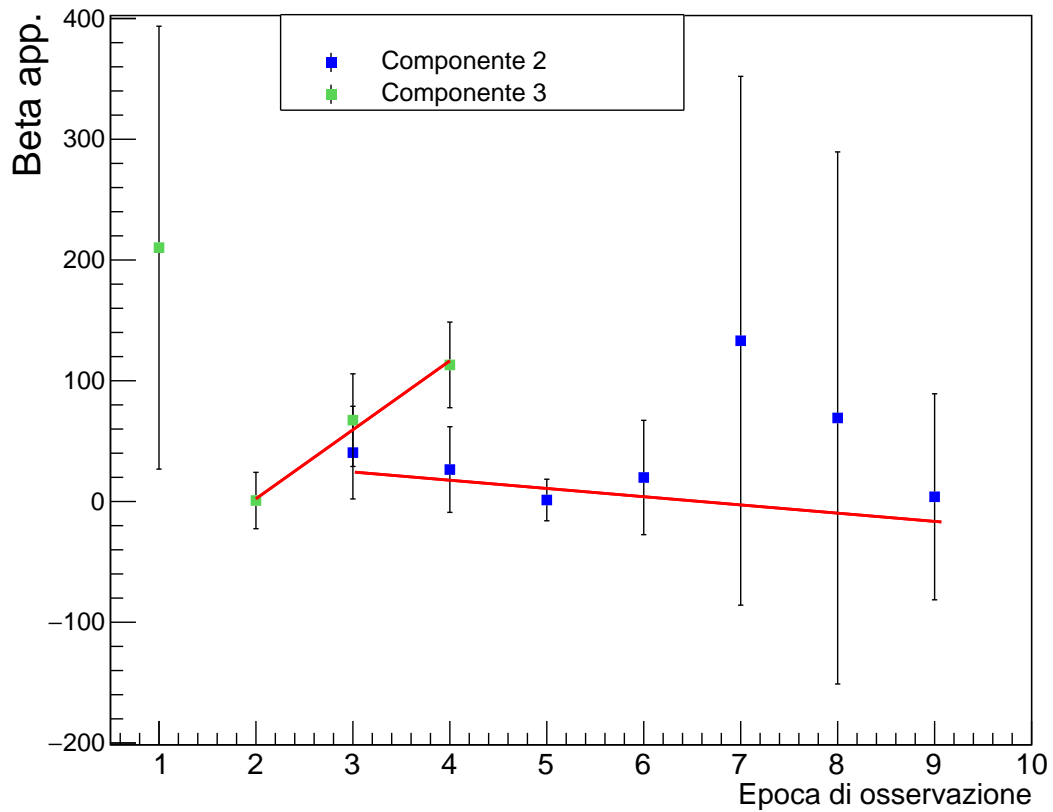


Figura 4.2: Fattore β_{app} stimato per le componenti identificate del getto: ad intervalli tra le immagini più ridotti corrispondono errori maggiori.

Parametri dei fit alle curve di luce			
Componente	p1 (Jy/yr)	χ^2	d.o.f
Componente 2	$-1.84 \times 10^{-2} \pm 10^{-4}$	19157.5	6
Componente 3	$-8.3 \times 10^{-3} \pm 2 \times 10^{-4}$	3069.47	3

Tabella 4.3: vengono riportati i parametri significativi dei fit lineari alle curve di luce realizzati con ROOT.

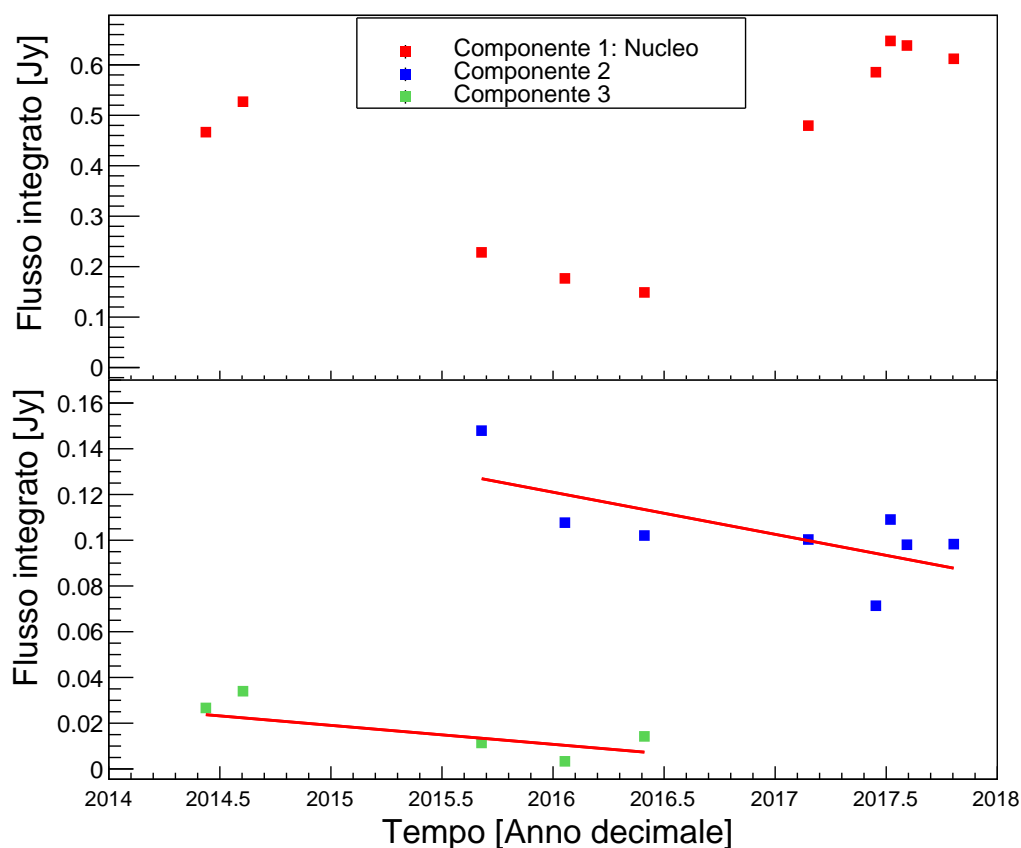


Figura 4.3: curve di luce delle tre componenti del getto identificate; quando non visibili le barre di errore sono nascoste dall'icona del punto sperimentale. È possibile notare come l'andamento del flusso integrato del **nucleo** sia collegato a quello delle altre componenti.

Capitolo 5

Conclusioni

Lo studio delle mappe radio ha permesso di identificare tre componenti principali: le *Componenti 2 e 3*, appartenenti al getto relativistico e la *Componente 1*, corrispondente alla regione del nucleo galattico. La relativa stabilità del flusso radio ed il moto apparente ridotto delle due componenti del getto escludono che queste possano essere sorgenti di variabilità radio significativa; è altresì la *Componente 1* a presentare le variazioni di luminosità più importanti, portando ad identificare le regioni prossime al nucleo come responsabili principali della variabilità. La risoluzione angolare delle mappe radio è stata utilizzata per definire un limite superiore per la regione di produzione della variabilità radio pari a $\sim 20 \text{ lyr}$, all'interno quindi della **Narrow Line Region** dell'AGN.

La disponibilità di immagini pubbliche da analizzare ha limitato l'intervallo considerato al periodo precedente al flare iniziato a fine 2017 e durato per tutto l'anno seguente: sarà quindi necessario aspettare il rilascio di dati pubblici da parte del gruppo del VLBA per poter studiare l'evoluzione delle strutture del nucleo e del getto durante questo periodo di attività intensa alle alte energie, confrontando l'emissione radio con quella in banda

γ .

Bibliografia

- [1] Fanaroff. B.L. e J.M. Riley. “The Morphology of extragalactic radiosources of high and low luminosity”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 167 (1974), pp. 31–35.
- [2] C. M. Urry e P. Padovani. “Unified schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei”. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107.715 (1995), pp. 803–845.
- [3] Ghisellini et al. “A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 301 (2 1998), pp. 451–468.
- [4] B. Wilkes. “Spectral Energy Distributions of Quasars and AGN”. In: *AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey* 311 (2004), pp. 37–47.
- [5] E. Wright. “A Cosmology Calculator for the World Wide Web”. In: *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 118 (850 2006), pp. 1711–1715.
- [6] G. Ghisellini. *Beaming, Synchrotron and Inverse Compton*. 2008. URL: www.bo.astro.it/~vignali/PhD_Lessons/AGN_2010/g.ghisellini_dispense.pdf.
- [7] Clive Tadhunter. “An introduction to active galactic nuclei: classification and unification”. In: *New Astronomy Reviews* 52 (6 2008), pp. 227–239.
- [8] Atilio Ferrari. *Stelle, galassie e universo*. Collana di Fisica e Astronomia. Springer, 2011.
- [9] Böttcher et al. “Leptonic and hadronic modeling of *FERMI*-detected blazars”. In: *The Astrophysical Journal* 773 (2013), pp. 147–174.
- [10] Jorstad et al. “A tight connection between gamma-ray outbursts and parsec-scale jet activity in the quasar 3C 454.3”. In: *The Astrophysical Journal* 768 (2013), pp. 54–68.
- [11] Orienti et al. “Radio and γ -ray follow up of the exceptionally high-activity state of PKS 1510-089 in 2011”. In: *Monthly notices of the Royal Astronomical Society* 428 (2013), pp. 2418–2429.

- [12] Angioni et al. “The large gamma-ray flare of the flat-spectrum radio quasar PKS 0346-27”. In: *Astronomy and Astrophysics* (2019).
- [13] *Introduction to the VLBA*. 2019. URL: <https://science.nrao.edu/facilities/vlba/introduction-to-the-VLBA>.
- [14] *Interferometers I*. URL: <https://www.cv.nrao.edu/course/astr534/Interferometers1.html>.
- [15] *Ned Wright’s Javascript Cosmology Calculator*. URL: www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html.
- [16] *Synchrotron radiation*. URL: <https://www.cv.nrao.edu/~sransom/web/Ch5.html>.
- [17] *Synchrotron Self-Absorption*. URL: <https://www.cv.nrao.edu/course/astr534/SelfAbsorption.html>.