

Università degli Studi di Padova

Scuola di Scienze

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
“Galileo Galilei”

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN ASTRONOMIA

# PROPRIETÀ RADIO DELLE GALASSIE NARROW LINE SEYFERT 1

Relatore: Ch.mo Prof. Rafanelli Piero

Correlatore: Dr. La Mura Giovanni

Laureanda: Francesca Zanandrea  
Matricola: 1122854

ANNO ACCADEMICO 2017-2018



A mio marito



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
1.1	Galassie Attive . . . . .	3
1.1.1	Meccanismi di emissione . . . . .	8
1.1.2	Modello fisico degli AGN . . . . .	9
1.1.3	Struttura del disco di accrescimento . . . . .	11
1.2	Galassie di Seyfert . . . . .	13
1.2.1	Narrow line Seyfert 1 . . . . .	15
1.3	Il parametro di radio brillantezza . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Dati</b>	<b>21</b>
2.1	Campione . . . . .	21
2.2	Test di completezza . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>27</b>
3.1	Radio . . . . .	27
3.1.1	Raccolta dei dati . . . . .	27
3.1.2	Calcolo delle densità di flusso . . . . .	32
3.2	Ottico . . . . .	33
3.2.1	Conversione spettri per IRAF . . . . .	33
3.2.2	Correzione per estinzione galattica . . . . .	35
3.2.3	Correzione per redshift . . . . .	39
3.2.4	Misura del flusso del continuo . . . . .	39
3.2.5	Sottrazione delle righe del ferro . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Risultati</b>	<b>45</b>
4.1	Caratteristiche radio e ottiche del campione . . . . .	45
4.2	Relazione fra massa del buco nero e radio brillantezza . . . . .	48
4.3	Proprietà delle galassie ospiti del campione di NLS1 . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>59</b>
<b>A</b>	<b>Campione dati Cracco</b>	<b>61</b>
<b>B</b>	<b>Macro e script</b>	<b>67</b>
B.1	Macro per il test $V/V_{\max}$ . . . . .	67
B.2	Macro per il match . . . . .	69
B.3	Macro per l'estrapolazione del flusso a 5 GHz . . . . .	71
<b>C</b>	<b>Immagini SDSS campione</b>	<b>73</b>

<b>Figure e Tabelle</b>	<b>73</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>87</b>

# Abstract

Si stima che circa il 10% della popolazione composta da nuclei galattici attivi (AGN) sia radio brillante. Una teoria evolutiva per le galassie attive prevede che la radio brillante venga sviluppata durante l'evoluzione della sorgente. Per tale ragione ci si aspetta che l'incidenza di oggetti radio brillanti tra le *Narrow Line Seyfert 1* (NLS1), galassie attive caratterizzate dalla presenza di righe strette nello spettro e considerate tra gli AGN più giovani, sia attorno al 7% o meno. Con l'analisi svolta in questa tesi si vuole verificare la veridicità di tale ipotesi e studiare le proprietà dell'emissione radio in funzione di altri parametri misurabili dagli spettri e dalle osservazioni ottiche. Inoltre, a margine dell'analisi principale, vengono condotte due altre indagini relative alla relazione fra la massa del buco nero e la radio brillante associata, e alla morfologia delle galassie ospiti delle NLS1.

L'organizzazione della tesi prevede una introduzione storica allo studio degli AGN, con particolare attenzione alle proprietà delle NLS1 (capitolo 1); successivamente vengono presentati i dati del campione di partenza, sottolineando i criteri usati per la selezione, e ne viene verificata la completezza (capitolo 2). Il capitolo centrale contiene la raccolta dei dati radio e la loro analisi per ottenere il flusso a 5 GHz (sezione 3.1) e le diverse correzioni da applicare agli spettri ottici per ottenere il flusso a 4400 Å (sezione 3.2). Nel capitolo 4 vengono presentati i risultati dell'analisi sull'incidenza degli oggetti radio brillanti nel campione di 296 NLS1. Le statistiche sono divise per il caso in cui sia incluso nella misura di flusso ottico il contributo dei multipletti del ferro nel continuo a 4400 Å, e per il caso in cui ne viene tenuto opportunamente conto, attraverso un modello specifico (Sezione 4.1). Sempre nello stesso capitolo vengono affrontate due altre tematiche legate a quella principale: la relazione fra la massa del buco nero e la radio brillante associata (sezione 4.2), e lo studio delle proprietà delle galassie ospiti del campione di NLS1 (sezione 4.3). Infine sono presentati i risultati ottenuti da questa analisi (capitolo 5).



# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Galassie Attive

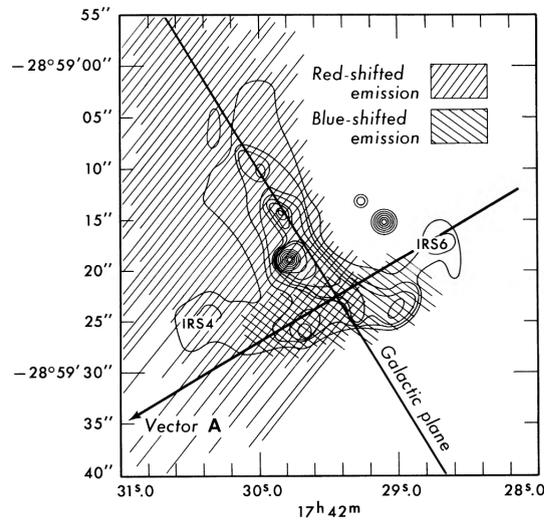
Una piccola percentuale delle galassie conosciute nell'Universo contengono una sorgente centrale attiva. Con il termine *Active Galactic Nuclei* (AGN), ci si riferisce all'esistenza di fenomeni estremamente energetici nelle regioni centrali di tali galassie. L'attività ha luogo in una zona molto compatta al centro di questi oggetti, regione molti ordini di grandezza più piccola delle tipiche dimensioni delle galassie. L'energia rilasciata da questi oggetti comporta l'emissione di radiazione su di uno spettro di frequenze elettromagnetiche di gran lunga più esteso di quello caratteristico della sola componente stellare.

Lo studio degli AGN si è sviluppato in modo parallelo all'astronomia radio, all'incirca alla metà del secolo scorso. Karl Jansky, ingegnere presso i laboratori della Bell Telephone, fu il primo a occuparsi dell'origine dei segnali radio nei primi anni '30. Egli dimostrò l'esistenza di sorgenti radio di natura astrofisica, identificò come emettitore radio il centro della Galassia, e subito dopo anche il Sole stesso. Descrisse ciò che aveva registrato nell'osservatorio di New York nell'articolo [Jansky \(1933\)](#), in cui si legge anche della limitata accuratezza degli strumenti in dotazione, i quali non permettevano di avere una buona indicazione sulla declinazione della componente radio registrata e ulteriormente peggiorata per l'attenuazione indotta dagli strati ionizzati dell'atmosfera. La strumentazione consisteva in un ricevitore radio sensibile alle onde radio corte (principalmente si studiavano le onde di lunghezza 14.6 m), il quale era connesso ad un registratore automatico di intensità. In [Figura 1.1](#) si riporta un tipico tracciato ottenuto con una serie di osservazioni durante un intero giorno, il 16 Settembre 1932. Per due interi anni sono state effettuate osservazioni sistematiche per poter individuare quale fosse l'oggetto che produceva l'emissione misurata. Al termine dell'articolo viene indicata come possibile sorgente dell'emissione proprio il centro della Via Lattea, poiché si trovava in prossimità delle coordinate ed entro l'errore ad esse associato ([Jansky, 1933](#)).

L'origine del concetto di nucleo galattico attivo si associa al lavoro di Karl Seyfert cominciato negli anni '40 del secolo scorso; egli studiò sistematicamente gli spettri di un campione di galassie a spirale, ne indagò le intensità, le larghezze e i profili delle principali righe di emissione che spiccavano sul continuo e si occupò anche delle luminosità dei nuclei. Si legge che tali oggetti, al tempo in cui Seyfert stese l'articolo, erano ancora pensati come nebulose extragalattiche, e solo nelle conclusioni è avanzata l'ipotesi del collegamento con i nuclei delle spirali con righe di emissione [Seyfert \(1943\)](#).

La prima sorgente radio extragalattica è stata associata alla sua controparte ottica solo nel 1950; poiché la sorgente mostrava una forte variabilità su tempi scala estremamente brevi, venne fatta l'ipotesi che l'energia fosse prodotta in una piccola zona dalle dimensioni





**Figura 1.2:** Diagramma dell'emissione di Ne II attorno al centro galattico tratto dal lavoro [Wollman et al. \(1977\)](#). Le osservazioni suggeriscono una rotazione delle nubi di gas ionizzato attorno ad un asse la cui orientazione approssimativa è indicata dal vettore A, nonostante la semplice rotazione non spieghi adeguatamente i moti osservati.

Quando il buco nero super massiccio al centro di una galassia viene alimentato da un processo di accrescimento stabile, la galassia viene detta attiva.

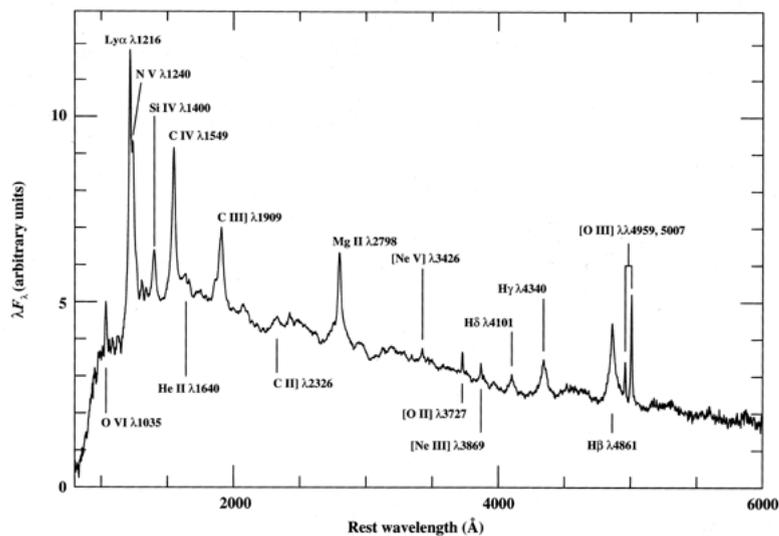
Le galassie attive sono state osservate su tutto lo spettro elettromagnetico, dalle onde radio ai raggi gamma. La difficoltà nel combinare i dati multifrequenza nel corso degli anni ha portato ad una complessa suddivisione tra diverse tipologie di nuclei galattici attivi, la cui classificazione è un riflesso della metodologia iniziale con cui sono stati scoperti, piuttosto che di reali differenze nelle proprietà fisiche.

Ad oggi la definizione di classi diverse si è evoluta e intende mettere in evidenza le differenze intrinseche nella fisica che regola il funzionamento di questi oggetti piuttosto che il modo che si ha di osservarli. In breve si vuole riassumere le principali classi di nuclei galattici attivi e si discuterà nel dettaglio le caratteristiche delle galassie di Seyfert, oggetto di questa analisi.

- **Seyfert:** sono AGN di bassa luminosità, identificati spettroscopicamente per la presenza nello spettro di righe di emissione fortemente ionizzate. Sono principalmente ospitate in galassie a spirale il cui nucleo ha sembianze quasi stellari. Le stesse galassie di Seyfert sono suddivise a loro volta in due sottoclassi, quelle di tipo 1 che mostrano sia righe di emissione larghe ( $> 10^3 \text{ km s}^{-1}$ ) che righe strette ( $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ ); nelle Seyfert di tipo 2 invece compaiono esclusivamente righe strette.
- **QSO: Quasi Stellar Objects.** Rappresenta la sottoclasse in assoluto più luminosa degli AGN, le cui magnitudini nucleari sono  $M_B < -21.5 + 5 \log h_0$ . Dalle galassie di Seyfert si distinguono principalmente per il fatto di non essere spazialmente risolti nella Palomar Sky Survey, ovvero con dimensioni angolari inferiori a  $\sim 7''$ . Alcuni di questi oggetti mostrano una nebulosità attorno al nucleo imputabile al debole contributo della galassia ospite e alcuni altri mostrano getti dal nucleo. Nello spettro si riconoscono deboli righe in assorbimento stellare, e le righe strette sono generalmente

più strette rispetto a quelle delle galassie di Seyfert. Lo spettro medio di un quasar, costruito sulla base di una media di spettri di molti quasar è riportato in Figura 1.3.

- **Radio Galassie:** vengono tipicamente identificate con le più massicce galassie ellittiche, talvolta mostrano nello spettro ottico righe strette e larghe, e rispettivamente prendono i nomi Narrow Line Radio Galaxies e Broad Line Radio Galaxies. In questi casi, vengono considerate l'analogo radio brillante delle Seyfert, pur differenziandosi da esse per il tipo di galassia che le ospita.
- **LINER:** una classe di galassie di bassa luminosità nucleare le cui righe di emissione hanno un basso grado di ionizzazione, identificate da Heckman (1980) per primo. Sono regioni nei nuclei di galassie normali le cui righe di emissione di bassa ionizzazione sono relativamente intense. La luminosità di un LINER è generalmente modesta,  $L \leq 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ , molto più simile a quella di una grande regione H II piuttosto che a una galassia di Seyfert; sono riscontrate nel  $\sim 50\%$  delle galassie dei primi tipi, e solo per il  $\sim 10\%$  in quelle dei tipi più tardi; infine le righe hanno larghezze a metà altezza indicativamente nell'intervallo  $< 300 \text{ km s}^{-1}$  e  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , intervallo simile a quello coperto dalle Seyfert. Stando alle conclusioni riportate in Heckman (1980), questa classe viene considerata dagli autori come il ponte di collegamento tra i nuclei attivi e quiescenti.
- **BL Lac:** si distinguono per uno spettro continuo non termico a legge di potenza e per l'assenza di righe di assorbimento e di emissione nel loro spettro, anche se deboli caratteristiche di assorbimento stellare e deboli emissioni nebulari spesso possono essere rilevate in spettri dall'alto rapporto segnale-rumore.



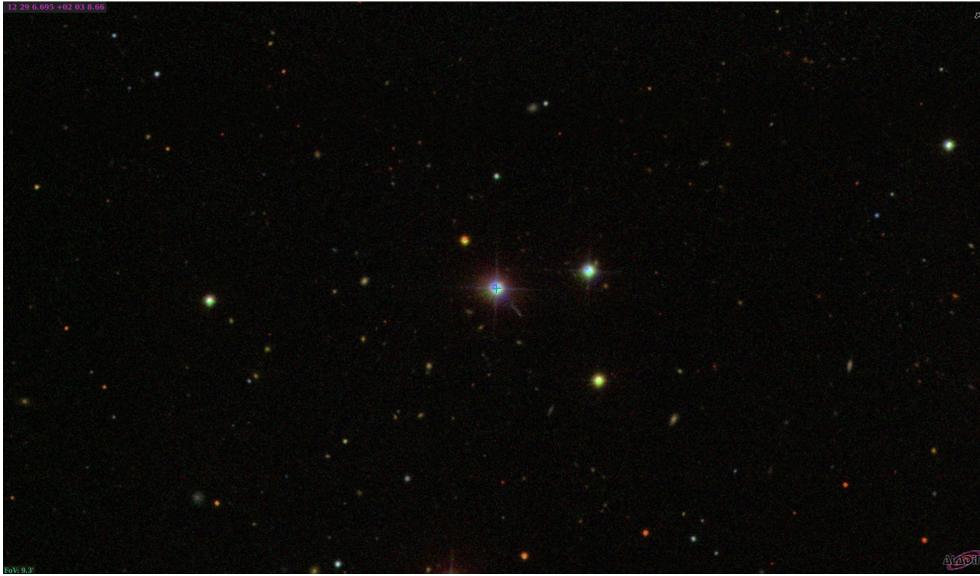
**Figura 1.3:** Esempio di uno spettro medio di un QUASAR ottenuto da una media di 700 spettri di quasar presi dalla survey *Large Bright Quasar Survey* tratto dal lavoro Francis et al. (1991). In esso sono indicate le righe più evidenti.

Storicamente i nuclei galattici attivi venivano distinti in quasar e *AGN*; prima dell'avvento del *Charge-Couple Device* (CCD) le osservazioni si servivano delle lastre fotografiche come supporti per l'immagazzinamento dei dati. Le lastre consistevano in un supporto di vetro su cui veniva distribuito un film di materiale fotosensibile, il quale, esposto alla luce del fuoco del telescopio, viene impressionato e registra l'informazione luminosa [Swann \(1945\)](#). La sensibilità caratteristica di questi supporti è molto ridotta, esse reagiscono solo al 2% della luce che le colpisce. Le case produttrici fornivano lastre con diversi tipi di emulsioni sensibili a lunghezze d'onda diverse. L'esposizione alla luce diretta del telescopio richiedeva tempi molto lunghi per gli oggetti più distanti o più deboli, perciò negli anni in cui si è sviluppata questa branca dell'astronomia, nelle lastre fotografiche si distinguevano due classi di galassie, le galassie di Seyfert e i quasar. Questi ultimi erano caratterizzati da una luminosità molto superiore a quella delle stelle di una galassia pur mantenendo un'apparente forma stellare. In esse infatti prevale la componente del nucleo rispetto al disco della galassia stessa e per tale ragione gli astronomi associarono questi oggetti quasi stellari ad una categoria diversa rispetto a quelle galassie di Seyfert che si trovavano a redshift più basso. Dunque il discriminante per la classificazione era la luminosità degli oggetti sulle lastre, i quasar superavano di gran lunga la luminosità delle galassie di Seyfert. Nel caso di queste ultime, l'ammontare dell'energia emessa nel range ottico dal nucleo eguagliava la luminosità totale dell'intera galassia. Nei QUASAR, l'AGN centrale può essere così brillante da sorpassare la luminosità della galassia ospite fino a un fattore  $10^3$ .

Quasi da subito erano chiare le analogie tra quasar e galassie di Seyfert, l'alta luminosità che caratterizza le Seyfert di poco si discosta da quella dei quasar, dell'ordine di  $10^{11} - 5 \times 10^{12} L_{\odot}$ . Nonostante questa idea fosse ampiamente condivisa quasi da subito nella storia dello studio di questi oggetti, solo verso gli anni '70 del secolo scorso gli astronomi cominciarono ad accettare pienamente l'idea che Seyfert e quasar formassero una sequenza continua in luminosità e che dunque fossero alimentati dallo stesso fenomeno fisico ([Weedman, 1976](#)). In questo lavoro l'autore individua un intervallo di luminosità bolometrica dalle più deboli galassie di Seyfert fino ai quasar più brillanti, notando che le Seyfert si distribuiscono su un range più ampio di luminosità rispetto ai quasar. L'intervallo riportato nell'articolo va da  $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  fino a  $5 \times 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$  per i quasar. Quest'ultimo valore indica anche un limite superiore per le luminosità dei quasar stessi e risulta essere indipendente dal redshift quando questo è  $z \gtrsim 0.1$ . E sempre in questo lavoro viene per la prima volta dimostrato che la luminosità di Seyfert e quasar varia in modo continuo al punto che le due classi si sovrappongono senza discontinuità.

Il primo quasar fu scoperto da Allan Sandage nel 1959. Si tratta dell'oggetto 3C 273 di magnitudine apparente 12.9 mag, oggetto che all'epoca era il più distante e luminoso mai osservato. Pochi anni dopo nel 1963 l'astronomo tedesco Maarten Schmidt studiò le righe dello spettro ottico e notò il forte spostamento verso il rosso che indicava la sua enorme distanza. In [Figura 1.4](#) si riporta un'immagine tratta dal catalogo SDSS. Dalla metà degli anni '60 sono state identificate le fondamentali differenze tra quasar e Seyfert nel lavoro [Burbidge \(1967\)](#):

- la variabilità da sempre conosciuta per i quasar, ma non da subito riconosciuta nelle Seyfert perché più difficile da rilevare;
- la luminosità che per i quasar risulta sempre più alta rispetto alle Seyfert;
- ed infine la larghezza delle righe di emissione che per le galassie di Seyfert, che tende ad essere più importante rispetto al continuo dello spettro dei quasar. Si deve tener conto del fatto che il confronto è stato condotto tra le righe della serie di Balmer per



**Figura 1.4:** Immagine ottica del quasar 3C 273 scoperto negli anni '60 da Sandage. Quasar con una magnitudine in banda B = 13.05 mag.

le Seyfert, e le righe dell'ultravioletto per i quasar, ottenendo quindi un confronto dalle conclusioni non del tutto attendibili.

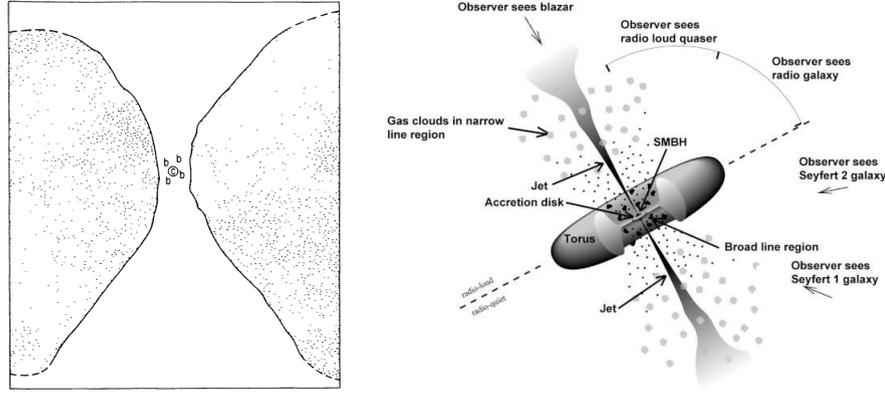
### 1.1.1 Meccanismi di emissione

I nuclei galattici attivi sono comuni tra le galassie dell'universo primordiale, mentre tendono a farsi più rari in epoche cosmologiche successive. Hanno proprietà osservative diverse, ma molti di essi possono essere descritti da un singolo modello unificato, introdotto inizialmente da Antonucci (1993), in cui si proponeva una distinzione tra oggetti radio brillanti e radio quieti, e pochi anni dopo da Urry & Padovani (1995).

Tale modello interpretativo prevede un buco nero super massiccio circondato da un disco di accrescimento mantenuto ad elevate temperature dall'effetto di forze viscosive, il quale irradia energia dalle lunghezze d'onda dell'ottico fino ai raggi X, convertendo in radiazione l'energia gravitazionale del materiale trasportato verso il buco nero attraverso processi dissipativi. Il disco poi è circondato da una regione che emette uno spettro di righe larghe, detta *broad line region* (BLR), e da una che emette righe strette, chiamata *narrow line region* (NLR), composte rispettivamente, da gas di elevata velocità e e gas di velocità più bassa. La presenza di gas molecolare misto a polveri, sul piano equatoriale, può oscurare le regioni centrali dell'AGN, nascondendo soprattutto la più compatta BLR quando la struttura è vista di taglio. In alcuni casi, il nucleo può produrre getti contrapposti di materiale relativistico, che si estendono dalle immediate vicinanze del buco nero fino a scale che variano dai pochi parsec alle diverse centinaia di kpc.

A seconda dell'angolo di vista sotto cui si osserva il sistema, l'AGN può mostrare proprietà differenti e dunque esiste una classificazione in funzione dell'angolo di vista come si vede in Figura 1.5.

La classe più estrema degli AGN, i Blazar, sorgenti che si vedono generalmente sotto un angolo molto prossimo a  $0^\circ$  vale a dire lungo la direzione di propagazione del getto; rappresentano la maggiore sorgente extragalattica di raggi gamma; a causa del fenomeno di collimazione relativistica, il getto è responsabile di un intenso continuo non termico di sincrotrone, a cui si aggiunge l'emissione di raggi gamma prodotti per effetto Compton



**Figura 1.5:** Nel pannello di sinistra è riportato il grafico tratto dal lavoro di [Antonucci \(1993\)](#) in cui si mostra una sezione trasversale della struttura di un AGN tipico; si vedono la sorgente del continuo e le nubi da cui originano le righe larghe dello spettro, indicate con le lettere **b**, ed infine si vede la sezione del toro di polveri otticamente spesso che circonda il sottile disco di accrescimento. Nel pannello di destra si riporta un'immagine tridimensionale della stessa sezione in cui vengono illustrate le classificazioni ottenute osservando la sorgente da diverse direzioni.

inverso sulle stesse particelle relativistiche del getto. Sono sorgenti variabili su scale temporali molto brevi, e la loro emissione è fortemente polarizzata. Inoltre la presenza o assenza di alcune proprietà può essere interpretata come corrispondente a diverse fasi di attività del motore centrale, verosimilmente influenzate da interazioni fra galassie vicine.

### 1.1.2 Modello fisico degli AGN

Affinché sia preservata la stabilità del complesso sistema che alimenta gli AGN, la pressione di radiazione, che punta radialmente verso l'esterno, dev'essere controbilanciata dalla forza gravitazionale centripeta. La forza su ogni singolo elettrone si ottiene moltiplicando la pressione di radiazione per la sezione d'urto di interazione con un fotone:

$$\mathbf{F}_{rad} = \sigma_e \frac{L}{4\pi r^2 c} \hat{\mathbf{r}} \quad (1.1)$$

dove  $\sigma_e$  è la sezione d'urto di scattering di Thomson,  $\hat{\mathbf{r}}$  è un vettore unitario privo di dimensioni di direzione radiale,  $L$  è la luminosità della sorgente ( $\text{erg s}^{-1}$ ) ed  $r$  la distanza dal centro dell'oggetto.

La forza gravitazionale, generata da una massa centrale  $M$ , agisce sulla coppia elettrone-protoni, di massa rispettivamente  $m_e$  ed  $m_p$  secondo:

$$\mathbf{F}_{grav} = -G \frac{M(m_p + m_e)}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \approx -G \frac{Mm_p}{r^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (1.2)$$

dove  $G$  è la costante gravitazionale. La forza gravitazionale che agisce sul gas deve bilanciare o superare la forza di radiazione per garantire la stabilità della sorgente, e ciò richiede che:

$$\begin{aligned} |\mathbf{F}_{rad}| &\leq |\mathbf{F}_{grav}| \\ \frac{\sigma_e L}{4\pi r^2 c} &\leq G \frac{Mm_p}{r^2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Da queste espressioni si può così ricavare il limite di Eddington usato per stabilire una massa minima detta massa di Eddington  $M_E$  per una sorgente di luminosità  $L$ :

$$L \approx 1.26 \times 10^{38} (M/M_\odot) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.4)$$

L'energia rilasciata nel processo proviene dall'energia gravitazionale del materiale accresciuto e può essere espressa come una frazione dell'energia a riposo della massa coinvolta, attraverso l'introduzione di un parametro di efficienza  $\eta$ :

$$E = \eta M c^2 \quad (1.5)$$

Mentre il tasso con cui l'energia viene emessa dal nucleo richiede un uguale tasso di produzione energetica attraverso l'accrescimento:

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.6)$$

dove  $\dot{M} = dM/dt$  è il tasso di accrescimento della materia.

Per alimentare un tipico AGN il tasso di accrescimento necessario è:

$$\dot{M} = \frac{L}{\eta c^2} \approx 1.8 \times 10^{-3} \left( \frac{L_{44}}{\eta} \right) M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (1.7)$$

A seconda del valore dell'efficienza si può dedurre il tasso a cui l'energia potenziale del materiale in caduta viene convertita in radiazione, secondo la relazione:

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{GM}{r} \frac{dm}{dt} = \frac{GM}{r} \dot{M} \quad (1.8)$$

dove  $\dot{M}$  è il tasso di accrescimento della massa. Le equazioni 1.6 e 1.8 permettono di trovare una relazione tra l'efficienza, la massa coinvolta e la distanza a cui essa si trova:  $\eta \propto M/r$ , una misura anche della compattezza del sistema.

La compattezza è massimizzata nel caso di un buco nero, le cui dimensioni possono essere definite in termini del raggio di Schwarzschild,  $R_S$ , il quale definisce l'orizzonte degli eventi per un buco nero non rotante:

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \times 10^{13} M_8 \text{ cm} \approx 10^{-2} M_8 \text{ ld} \quad (1.9)$$

dove ld è l'unità di misura dei giorni luce, e  $M_8$  è la massa del buco nero in unità di  $10^8 M_\odot$ . Secondo i calcoli una particella di massa  $m$  che si trova a circa  $5R_S$ , indicativamente la posizione da cui si origina il continuo ottico e ultravioletto, avrà un'energia disponibile pari a:

$$U = \frac{GMm}{5R_S} = \frac{GMm}{10GM/c^2} = 0.1mc^2 \quad (1.10)$$

Secondo questi calcoli semplificati, l'efficienza di questo processo è dell'ordine di  $\eta \approx 0.1$  superando di un ordine di grandezza l'efficienza delle reazioni nucleari che producono elio a partire da idrogeno all'interno del nucleo delle stelle, per le quali si ha in genere  $\eta \approx 0.007$ . Questi valori per l'efficienza indicano che il tasso di accrescimento necessario a sostenere una luminosità di  $10^{43} \text{ erg s}^{-1}$  alimenta un buco nero di  $10^8 M_\odot$  si aggira intorno a  $\dot{M} \approx 2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ . In ogni caso il valore dell'efficienza è molto incerto e dipende fortemente dalla struttura degli AGN e da come realmente avviene l'accrescimento.

Poiché si ritiene che la luminosità di questi oggetti sia dell'ordine della luminosità di Eddington, il tasso di accrescimento associato risulta essere:

$$\dot{M}_E = \frac{L_E}{\eta c^2} \approx 1.4 \times 10^{18} (M/M_\odot) \text{gs}^{-1} \approx 2.2 M_8 M_\odot \text{yr}^{-1} \quad (1.11)$$

Secondo il modello che è stato descritto,  $\dot{M}_E$  è il tasso di accrescimento massimo possibile per la massa  $M$ , limite che può essere superato qualora il modello sia diverso da quello sferico.

Il materiale che sta accrescendo sul buco nero porta con sé momento angolare che viene gradualmente perso in prossimità del buco nero stesso. La viscosità, che interviene in questa fase, dissipa momento al materiale. Si presume che l'interazione gravitazionale con galassie vicine possa giocare un ruolo molto importante nell'alimentare gli AGN. Essa fornisce un meccanismo per rimuovere parte del momento al gas nella galassia ospite. Tuttavia, una parte del gas che alimenta il disco di accrescimento potrebbe essere fornita dalle stelle (Kennedy et al., 2011): affinché sia possibile questo meccanismo, la stella deve essere distrutta dall'effetto mareale piuttosto che precipitare interamente nel buco nero e questo modello implica un limite superiore per la massa del buco nero. Infatti, la minima distanza alla quale una stella può avvicinarsi ad un buco nero, senza essere distrutta dall'effetto di forze mareali, è identificata dal limite di Roche:

$$r_R = 2.4 \left( \frac{\rho_{\text{BH}}}{\rho_*} \right)^{1/3} R \quad (1.12)$$

Imponendo che la distruzione mareale avvenga prima che la stella oltrepassi l'orizzonte degli eventi si avrà che  $r_R > R_S$ . Esprimendo la densità di massa del buco nero in termini della massa totale entro il raggio di Schwarzschild nell'equazione 1.12 si ottiene la massa che il buco nero dovrebbe avere per distruggere marealmente una stella di densità  $1 \text{ g cm}^{-3}$  alla distanza del raggio di Schwarzschild:

$$M < 0.64 \left( \frac{c^6}{G^3 \rho_*} \right)^{1/2} \approx 5 \times 10^8 \rho_*^{-1/2} M_\odot \quad (1.13)$$

(Peterson, 1997) quindi deve avere una massa che sia  $M \lesssim 10^8 M_\odot$ . Per buchi neri più massicci di questo limite, la distanza di Roche diminuisce e dunque le stelle possono attraversare l'orizzonte degli eventi senza subire la distruzione mareale; in questo modo la massa del buco nero aumenta per accrescimento e viene prodotta radiazione gravitazionale, mentre non viene prodotta energia elettromagnetica. Il primo evento registrato dal telescopio spaziale WISE legato all'accensione di un buco nero dormiente per accrescimento di una stella distrutta marealmente risale al 28 Marzo del 2011. Sembra plausibile che il gas perso dalle stelle distrutte dissipi energia attraverso onde d'urto e radiazione, ma conservi comunque momento angolare, che porta alla formazione del disco di accrescimento (Krolik & Piran, 2011).

### 1.1.3 Struttura del disco di accrescimento

La struttura del disco di accrescimento dipende da diversi parametri quali la viscosità, l'intensità del campo magnetico e il tasso di accrescimento, come pure dalla presenza o assenza di una corona attorno al disco o getti bipolari. Proprio la sconosciuta entità della viscosità è un fattore di indeterminazione per il meccanismo di funzionamento del disco. Se il buco nero ruota, come probabilmente avviene nella maggioranza dei casi di interesse

astrofisico, una parte dell'energia viene prodotta elettromagneticamente dallo spin del buco nero, tuttavia la parte più corposa che comprende l'emissione nell'ottico e negli X è rilasciata per l'accrescimento del gas sul buco nero centrale. Uno degli aspetti qualitativi che possono essere studiati riguarda proprio il modo in cui il materiale accresce sul buco nero, ed esso dipende principalmente dal tasso di accrescimento e dalla massa del buco nero.

I dischi sottili e i tori radiativi sono principalmente degli emettitori termici, i cui spettri raggiungono un massimo nell'ultravioletto. Quando sono circondati da una corona calda, entrambi sembrano capaci di produrre una componente termica ultravioletta e uno spettro continuo a legge di potenza. I dischi sottili tendono ad essere degli emettitori di righe larghe con uno spettro leggermente in pendenza, generato dall'emissione termica di materiale a diverse temperature. Un parametro che permette di distinguere in modo abbastanza accurato lo spettro di un disco sottile da un toro sferico è la polarizzazione poiché ci si aspetta che il disco sottile abbia un grado di polarizzazione più alto rispetto a quello di un toro, tuttavia in letteratura non vi è accordo perfetto su questo aspetto. Infatti questa caratteristica non è presente nello spettro dei quasar (Angel & Stockman, 1980) mentre viene osservata irregolarmente nel caso delle galassie di Seyfert 1 (Antonucci, 1983).

L'energia potenziale gravitazionale viene rilasciata con un tasso  $G\dot{M}/r$ , e dal teorema del viriale, metà di questa viene spesa per riscaldare il gas, e l'altra metà viene emessa per via radiativa come  $L$ . Dunque si può scrivere la seguente espressione per l'energia (Peterson, 1997):

$$L = \frac{G\dot{M}}{2r} = 2\pi r^2 \sigma T^4 \quad (1.14)$$

dove  $\sigma T^4$  è l'usuale energia irraggiata per unità di area, e il fattore  $\pi r^2$  è l'area del disco, e il fattore 2 per cui viene moltiplicato tiene conto delle due facce del disco. Da quest'espressione è possibile ricavare la temperatura in funzione di tutte le altre quantità:

$$T = \left( \frac{G\dot{M}}{4\pi\sigma r^3} \right)^{1/4} \quad (1.15)$$

Questa relazione non tiene conto della viscosità e di come essa agisca nel processo di dissipazione dell'energia nel disco.

L'emissione termica per accrescimento sul disco di un AGN tende ad avere il suo picco nello spettro ultravioletto, che corrisponde a  $\nu_{max} \sim 10^{16}$  Hz che a sua volta corrisponde ad una lunghezza d'onda dei fotoni di  $\sim 100 \text{ \AA}$  o ad un'energia dei fotoni  $\sim 100$  eV. Una considerazione importante riguarda poi il tasso di accrescimento, se questo viene considerato costante (tasso di Eddington) per tutti gli AGN, allora il picco di temperatura del disco sarà più basso per buchi neri più massicci. In questa linea, i buchi neri di massa stellare sono dei forti emettitori nello spettro X, con  $\nu_{max} \sim 10^{18}$  Hz. La componente X dello spettro di emissione viene generata principalmente dalla parte più interna e calda del disco, mentre la componente ultravioletta e ottica del continuo è dominata dall'emissione della parte più esterna del disco.

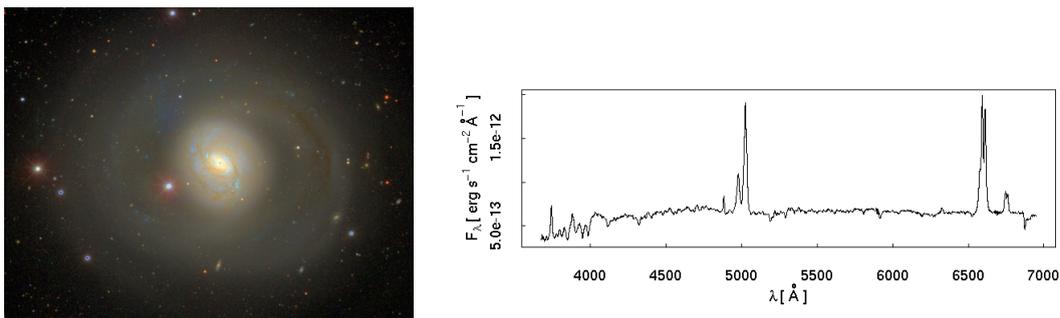
Quando il tasso di accrescimento è molto alto, la radiazione che fluisce verso l'alto è in parte intrappolata dal materiale in accrescimento, e in questo modo si sviluppa una struttura verticale detta anche disco spesso che irraggia però in modo inefficace.

Il problema principale della la teoria per i dischi rispetto alle osservazioni è legato al fatto che lo spettro emergente dipende da molti fattori che possono essere riprodotti tramite modelli e simulazioni, i quali, pur permettendo di riprodurre un ampio intervallo di proprietà osservative attraverso il *fine tuning*, danno luogo a notevoli margini di incertezza in ambito interpretativo.

## 1.2 Galassie di Seyfert

Le due classi più abbondanti di AGN sono le galassie di Seyfert e i quasar, e la distinzione tra essi è dovuta l'ammontare della radiazione emessa dalla sorgente compatta posta al loro centro; nel caso di una tipica galassia di Seyfert, l'energia totale emessa dal nucleo alle lunghezze d'onda del visibile è comparabile all'energia emessa da tutte le stelle nella galassia ( $\sim 10^{11} L_{\odot}$ ), ma in un quasar la sorgente nucleare è più brillante di tutte le stelle di un fattore 100 o più.

Storicamente il primo spettro ottico di una galassia attiva comparve nel lavoro di tesi di E. A. Fath, ottenuto presso il *Lick Observatory* nel 1908, il quale notò la caratteristica presenza, oggi ben nota, di intense righe di emissione per l'oggetto NGC 1068, una galassia a spirale composta da due bracci prominenti e un nucleo molto brillante di cui si riporta anche uno spettro ottico, si veda la Figura 1.6. Negli anni, e con il miglioramento



**Figura 1.6:** Nel pannello a sinistra l'immagine SDDS della galassia di Seyfert NGC 1068 di cui è stato preso lo spettro da E. A. Fath all'inizio del secolo scorso. Nel pannello di destra lo spettro ottico ([go.g1/xmDxHT](http://go.g1/xmDxHT)) che mostra le principali caratteristiche delle righe in emissione.

della risoluzione degli strumenti, fu misurata anche la larghezza delle righe che, nel caso di questo oggetto, era stimata attorno alle centinaia di  $\text{km s}^{-1}$ . A partire dal 1943 Carl Seyfert comprese per primo che il numero di questi oggetti dalle caratteristiche simili era molto grande, e che essi formavano una classe a sé stante. Nel suo lavoro di classificazione selezionò un gruppo di galassie sulla base dell'intensità della luminosità del nucleo. Studiandone lo spettro, trovò che tali oggetti erano dominati da intense righe nucleari in emissione dall'alto grado di eccitazione. Identificò in esse un certo numero di caratteristiche, le quali non sempre compaiono in ogni oggetto e tra queste notò in particolar modo la presenza di righe larghe; e la larghezza delle righe dell'idrogeno appariva molto spesso superiore a quella delle altre.

Contemporaneamente al lavoro di classificazione fu cominciato quello di comprensione dei meccanismi fisici che regolano il motore di tali galassie; [Woltjer \(1959\)](#) fece il primo tentativo di inquadrare i processi energetici studiando gli oggetti più vicini del campione selezionato da Seyfert e trovò che l'emissione radio associata al nucleo di NGC 1068 era all'incirca quattro volte quella di una normale galassia a spirale di tipo Sb. Sempre nello stesso lavoro dedusse che le dimensioni del nucleo non potevano superare i 100 pc poiché i nuclei stessi non erano risolti; che il continuo di emissione non può essere dovuto ad attività di tipo stellare, ma piuttosto a meccanismi quali il sincrotrone o bremsstrahlung, e che in entrambi i casi il meccanismo di radiazione porterebbe all'instabilità del nucleo; nel primo caso perché sono richiesti intensi campi elettromagnetici per sostenere la radiazione di sincrotrone, e nel secondo caso è necessaria la presenza di gas ad alta velocità e caratterizzato da forte turbolenza. Apparentemente l'emissione nucleare deve durare per un tempo più lungo di  $10^8$  anni perché le galassie di Seyfert sono circa l'1% delle spirali e

questo potrebbe indicare l'appartenenza ad uno stadio evolutivo giovane per questa tipologia di galassie.

Le galassie di Seyfert si distinguono dai quasar per la loro luminosità nucleare più bassa, generalmente corrisponde ad una magnitudine assoluta  $M_B > -21.51 + 5 \log h_0$  secondo il criterio introdotto da [Schmidt & Green \(1983\)](#). Una galassia di Seyfert ha un nucleo simile ad un quasar, ma a differenza di questi ultimi la galassia ospite è rilevabile e ben visibile nella sua struttura estesa. Inizialmente la distinzione era puramente morfologica, le Seyfert apparivano come delle normali galassie a spirale distanti al cui centro era presente un nucleo quasi stellare. Poi con lo studio delle caratteristiche dello spettro, venne introdotta una classificazione spettroscopica. Fino all'inizio degli anni '70 tuttavia il campione di galassie classificate come Seyfert non era molto numeroso, contava all'incirca un centinaio di oggetti, e tutti appartenevano alla stessa famiglia. [Khachikian & Weedman \(1974\)](#) separarono le galassie all'interno di questo campione in funzione della larghezza delle righe proibite e della riga  $H\beta$ . Stando alla loro classificazione, le Seyfert di tipo 1 hanno la caratteristica di avere le righe proibite più strette delle righe della serie di Balmer, mentre per le Seyfert 2 le larghezze delle righe sono all'incirca dello stesso ordine. Questo tipo di classificazione risulta valida perché i soli dati richiesti sono gli spettri. La larghezza delle righe di emissione per le Seyfert 2 è dell'ordine di  $500 \div 1000 \text{ km s}^{-1}$  e presentano profili asimmetrici. Queste righe sono generalmente più larghe delle righe proibite delle Seyfert 1, tuttavia le righe della serie di Balmer, per queste ultime, hanno una larghezza a metà altezza dell'ordine di diverse migliaia di  $\text{km s}^{-1}$ . Le righe strette sono originate da un gas ionizzato con densità elettronica  $n_e \approx 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$  e ci si riferisce ad esse con la dicitura *narrow line*; le righe permesse, invece, hanno una larghezza relativa più alta, fino a  $10^4 \text{ km s}^{-1}$ , e si originano in un gas di densità elettronica pari a  $n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , o più.

Secondo il lavoro [Dibai \(1983\)](#) le Seyfert 1 differiscono in modo sostanziale per diversi aspetti che si possono ricavare dallo studio dello spettro, per il rapporto tra la luminosità media del nucleo e della galassia; nel continuo dello spettro per il rapporto tra luminosità nel range degli X (0.5 – 4.5 KeV) e la luminosità ottica nella banda B; per il rapporto tra le righe di emissione nello spettro, tra il doppietto dell'[OIII] con la riga della serie di Balmer  $H\beta$ ; ed infine per il rapporto tra la luminosità bolometrica, riferita alla luminosità combinata delle bande infrarossa, ottica, e X, e la luminosità critica di Eddington. Di seguito si riporta la tabella contenente i risultati ottenuti nel lavoro menzionato [1.7](#). Un commento su questi risultati permette di dire che statisticamente, nonostante il campione di entrambe le classi di Seyfert non sia corposo:

- le Seyfert 2 hanno un minore rapporto tra la luminosità media nucleare e quella della galassia rispetto alle Seyfert 1, le quali a loro volta hanno un rapporto più basso rispetto a quello dei quasar; ciò è riconducibile al fatto che la luminosità del continuo del buco nero per le Seyfert 2 viene in buona parte oscurato dalla presenza del toro di polveri e gas che lo circonda.
- per la stessa ragione si trova che il rapporto tra la luminosità X e quella ottica è vantaggio delle Seyfert 1.
- per quanto riguarda invece il rapporto  $[OIII]/H\beta$  si ha che esso decresce in modo drammatico nel passaggio da Seyfert 2 a Seyfert 1, e ciò è dovuto al fatto che per queste ultime è visibile nelle righe di emissione anche la parte *broad* dell' $H\beta$ .
- ed infine per il rapporto tra luminosità bolometrica e luminosità critica di Eddington si vede che le Seyfert 1 tendono ad avere all'incirca la luminosità critica.

Parameter	Seyfert galaxies	
	Type 2	Type 1 plus nearby quasars
B-band luminosity of nucleus relative to background star population, %	16±2(15) *	58±3(30) **
Logarithm of x-ray/optical intensity ratio	-5.06±0.09(16)	-3.55±0.05(58)
[O III]/H $\beta$ intensity ratio	11.0±1(25)	0.85±0.08(85)
Space velocity of gas, km/sec	507.4±37(38)	3063.9±158(91)
Logarithmic ratio of luminosity to critical value	-2.28±0.12(25)	-0.83±0.04(72)

\*Rms errors in the mean values are quoted; the number of objects in each sample is parenthesized.

† Only Seyfert 1 galaxies for this parameter.

**Figura 1.7:** Tabella dal lavoro [Dibai \(1983\)](#) dei parametri medi delle galassie di Seyfert. Sono cinque i parametri presi in considerazione dall'autore per portare argomentazioni a favore della tesi sulla separazione tra galassie di Seyfert 1 e 2. Si noti che l'autore ha voluto raggruppare le Seyfert 1 con i quasar più vicini. Inoltre si noti che tra le parentesi tonde vengono riportati dall'autore il numero di oggetti presi come campione per il calcolo del relativo parametro.

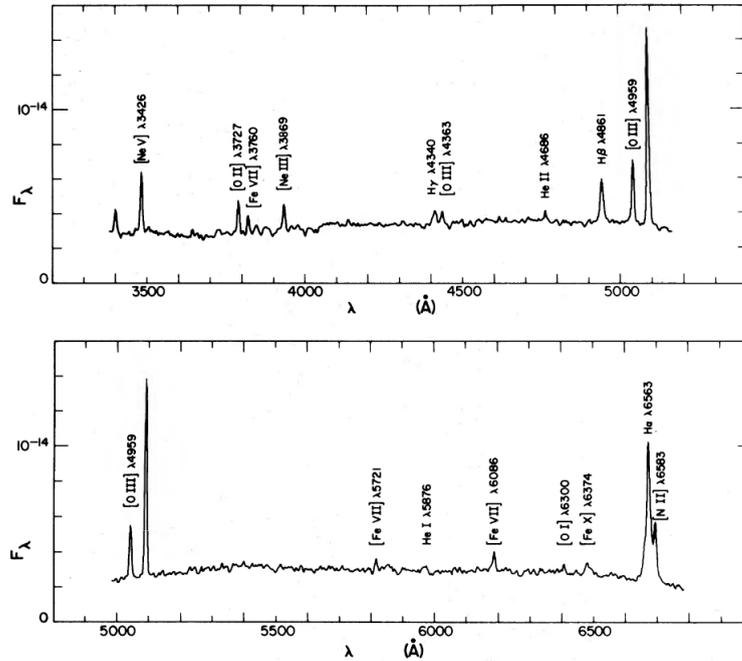
Questa distinzione, che nel lavoro sopra citato vuole quasi essere legata ai meccanismi fisici che alimentano questi oggetti, precede di circa un decennio il lavoro di [Antonucci \(1993\)](#) in cui viene data una lettura globale in relazione alla direzione sotto cui viene osservato il nucleo galattico attivo.

### 1.2.1 Narrow line Seyfert 1

Una delle più interessanti classi della vasta casistica dei nuclei galattici attivi sono le galassie caratterizzate nello spettro da righe in emissione strette. Inizialmente classificate da [Osterbrock & Pogge \(1985\)](#), si distinguono per esibire una ridotta larghezza a metà altezza della riga  $H\beta$ , tipicamente assegnata attorno ai  $2000 \text{ km s}^{-1}$ ; poiché sono AGN di tipo 1, in cui cioè le regioni centrali sono direttamente osservabili, esse sono anche caratterizzate da un rapporto  $[OIII]/H\beta < 3$ . Queste caratteristiche insieme ad un alto rapporto di Eddington, vengono attribuite come conseguenza della presenza di un buco nero di massa relativamente bassa, in rapido accrescimento.

Il primo oggetto che racchiudeva queste caratteristiche nel suo spettro ottico fu la galassia di Seyfert denominata Markarian 359 (Mrk359), su cui due astronomi avevano già posto l'attenzione alcuni anni prima; le osservazioni dello spettro ottico, di cui si riporta lo spettro in [Figura 1.8](#), risalgono al 1977. Le osservazioni evidenziarono che la larghezza delle righe dell' $H I$  e delle proibite sono simili, con la larghezza a metà altezza intorno ai  $300 \text{ km s}^{-1}$ ; in aggiunta ha un continuo molto intenso e righe del ferro di alta ionizzazione. Queste ultime caratteristiche sono più comuni nelle Seyfert 1 e più rare nelle Seyfert 2, tuttavia lo spettro non appartiene nemmeno alla classe delle Seyfert 1.5. Mrk 359 rappresentava in definitiva un raro tipo di galassia di Seyfert; esso doveva far parte di una nuova classe denominata *Narrow Line Seyfert 1* nel lavoro [Osterbrock & Dahari \(1983\)](#).

Le *Narrow Line Seyfert 1* mostrano nello spettro ottico, molto spesso, una forte componente del multipletto del ferro, il che indica la visibilità della regione *broad* e del disco di accrescimento stesso. Ricordando infatti lo schema proposto Urry per l'unificazione degli AGN, si nota che le Seyfert 1 hanno un piccolo angolo tra la direzione del getto e la linea di vista e questo permette la visione della regione da cui originano le righe larghe dello

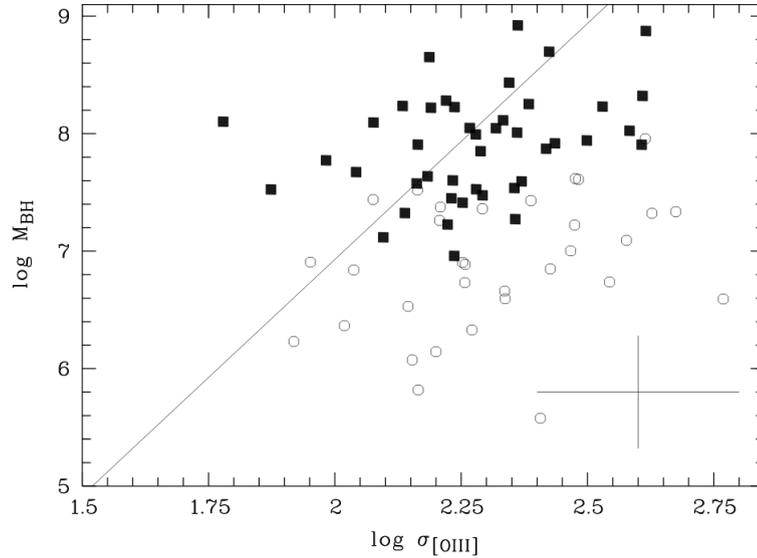


**Figura 1.8:** Spettro ottico dell'oggetto Mrk 359. Spettro tratto dall'articolo [Davidson & Kinman \(1978\)](#) in cui viene studiato Mrk 359 per la sua possibile importanza nel definire una nuova sottoclasse nella famiglia delle Seyfert 1.

spettro.

Le NLS1 sono quindi una classe di galassie in cui si osservano negli spettri ottici le righe permesse caratterizzate da profili più larghi delle righe proibite, ma non larghi quanto quelli delle righe permesse nelle Seyfert 1 tipiche. Un esempio esplicito permette di mettere a confronto le Seyfert 1 e le Seyfert 2. Si dirà che nelle Seyfert 2 le righe permesse e proibite (tutte caratterizzate da un profilo stretto) sono larghe poche centinaia di  $\text{km s}^{-1}$ . Ad esempio: [N II]  $\lambda\lambda 6548, 6583$  e [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$  hanno larghezze di circa  $500 \text{ km s}^{-1}$ , l'[O III] intorno agli  $800 \text{ km s}^{-1}$  perché origina da un gas di alta ionizzazione e perturbato. Nelle Seyfert 1 le righe permesse hanno le stesse caratteristiche ma larghezze attorno ai  $4000 \text{ km s}^{-1}$ ; nelle NLS1 le righe permesse hanno larghezze di  $1000\text{-}2000 \text{ km s}^{-1}$  molto minori delle permesse del Seyfert 1.

Le NLS1 sono una minoranza, circa il 15% di tutte le Seyfert 1, ed è ancora dibattuta la natura reale di questi oggetti, in particolar modo si tenta di comprendere l'effetto che è responsabile per la produzione di righe permesse con campi di velocità piccole. Tra le ipotesi vi è la possibilità che sia la conseguenza di un effetto di proiezione, se le velocità giacciono prevalentemente su un piano orbitale visto di faccia, o di una caratteristica reale, associata al campo gravitazionale del buco nero massiccio. Secondo [Decarli et al. \(2008\)](#) i profili stretti sono dovuti ad un effetto di proiezione e quindi le masse dei buchi neri che alimentano le NLS1 sono simili a quelle delle Seyfert 1, tipicamente dell'ordine di  $10^6 \div 10^8 M_{\odot}$ . Una possibile spiegazione per la ridotta massa che le caratterizza è la giovane età che potrebbero avere questi oggetti ([Mathur, 2000](#)). [Grupe & Mathur \(2004\)](#) sostengono che le NLS1 hanno, in media, masse per il buco nero inferiori rispetto a ciò che prevede la relazione  $M_{BH} - \sigma_*$  (Figura 1.9). Dall'immagine si può vedere in modo chiaro come le NLS1 si posizionino sistematicamente sotto alla retta che definisce la relazione  $M_{BH} - \sigma_*$ . In questo senso sembra che le NLS1 siano sulla via per raggiungere la relazione  $M_{BH} - \sigma_*$ , con i loro buchi neri relativamente piccoli in un bulge già formato e con un



**Figura 1.9:** Grafico relativo alla dispersione di velocità  $\sigma_{[OIII]}$  rispetto a  $\log M_{BH}(H\beta)$  (Grupe & Mathur, 2004). Le NLS1 sono identificate tramite un cerchi aperti, i quadratini neri si riferiscono invece alle *Broad Line Seyfert 1* (BLS1). Le masse dei buchi neri sono date in unità di masse solari. La linea solida invece rappresenta la relazione prevista in Tremaine et al. (2002) per le galassie normali. La croce in basso a destra rappresenta le barre d'errore medie associate alla stima delle masse dei buchi neri.

alto tasso di accrescimento. L'accrescimento è molto alto all'inizio e poi tende a diminuire col passare del tempo; la massa del buco nero in questa relazione non rimane una frazione costante nel grafico massa del bulge–dispersione di velocità.

Proprio a causa della loro età relativamente giovane, si suppone che esse si trovino generalmente in galassie a disco (Crenshaw et al., 2003), inoltre è probabile che non abbiano ancora sviluppato lobi radio, anche se in alcuni casi si osserva la presenza di un getto potente e collimato.

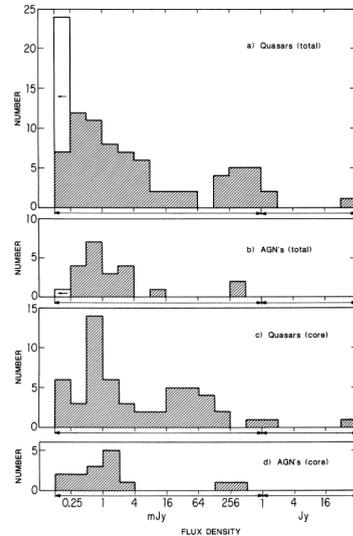
### 1.3 Il parametro di radio brillantezza

Nelle frequenze radio le proprietà degli AGN sono spesso descritte dal parametro di radio brillantezza, definito in diversi modi in letteratura. In questo studio si è scelto di riferirsi alla definizione introdotta da Kellermann et al. (1989). In tale contesto, la brillantezza radio,  $R$ , è un parametro definito come il rapporto tra il flusso a 5 GHz e il flusso del continuo a 4400 Å (flusso nella banda B dell'ottico):

$$R = \frac{F_{5\text{GHz}}}{F_{B\text{-band}}} \quad (1.16)$$

Identificando come *radio loud* le galassie attive con  $R > 10$ , Kellermann et al. (1989) classificano come *radio quiet* la maggior parte delle galassie attive caratterizzate da una densità di flusso radio vicina a quella del flusso ottico. Solo il 15% degli oggetti, molto più brillanti in radio che alle lunghezze d'onda ottiche, viene classificato come *radio loud*. Lo studio condotto in questo articolo si basa su un campione di 114 nuclei attivi brillanti presenti nella survey del Palomar, osservati tramite il *Very Large Array* in configurazione D, alla lunghezza d'onda di 6 cm con una risoluzione di 18 arcsec, e in configurazione A

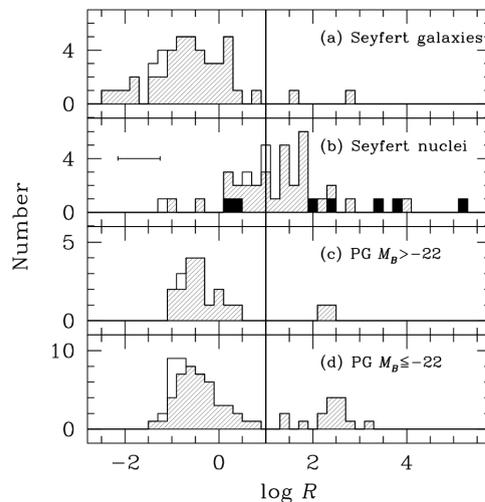
avente una risoluzione di 0.5 arcsec, con una densità di flusso più grande rispetto alla precedente di 0.5 mJy. Le osservazioni sono state condotte nell'arco di circa un anno solare, dal Novembre 1982 al Novembre del 1983. Per la maggior parte delle 114 sorgenti l'emissione radio osservata risulta dominata da una singola componente molto intensa, e per queste è stata fornita la densità di flusso di picco. Qualora le sorgenti più intense fossero caratterizzate da emissioni estese o dalla presenza di componenti multiple, nel catalogo viene fornita la densità di flusso integrata, tipicamente compresa entro il 30% della densità di picco. La densità di flusso a 5 GHz è stata determinata come l'intensità specifica di ogni radio sorgente rilevata sopra la soglia di 0.25 mJy. Il risultato ottenuto dagli autori è mostrato in Figura 1.10 in cui sono evidenti due famiglie distinte, caratterizzate da valori molto diversi del flusso: le sorgenti radio brillanti si distinguono per avere un picco di distribuzione centrato su 0.5 Jy, e una seconda famiglia il cui flusso si trova al di sotto di 0.5 mJy definita come *radio quiet*. Con gli anni è migliorata la statistica inizialmente proposta da Kellermann et al. (1989), in seguito all'adozione di criteri più stringenti nella selezione del campione su cui condurre lo studio è stata ottenuta una stima più bassa per le sorgenti radio brillanti. L'incertezza nella localizzazione delle sorgenti radio è ge-



**Figura 1.10:** Distribuzione della densità di flusso a 6 cm per il campione di 91 quasar (l'oggetto 1138+04 non è stato incluso dagli autori) e per i 22 AGN tratto da Kellermann et al. (1989). Gli oggetti vengono identificati come sorgenti radio quando il loro flusso radio è superiore a 0.25 mJy. Nei pannelli c e b sono riportate le distribuzioni di densità per le componenti compatte delle precedenti classi di oggetti.

neralmente maggiore di quella risultante dalle immagini in ottico e questo comporta delle difficoltà nell'associazione con la corretta controparte ottica. Le posizioni ottica e radio dei nuclei attivi risultano in accordo entro pochi secondi d'arco, e ciò permette di operare un'identificazione non ambigua tra sorgente radio e controparte ottica. In letteratura la statistica sull'incidenza della radio brillante nelle NLS1 è attestata essere attorno al 7 – 10% (Komossa et al., 2006), tuttavia va notato che a seconda di come viene misurato il parametro di radio brillantezza, tale statistica può subire delle variazioni significative. Ho & Peng (2001) affrontano questo problema imputando la causa al modo di calcolare la luminosità che compare nella formula per la *radio loudness*. Precisamente, se viene usata l'emissione radio e ottica integrata dell'intera galassia, allora la maggior parte degli oggetti viene a trovarsi alla sinistra del confine identificato tra il regime *radio-quiet/radio-loud*. Ciò è evidente in Figura 1.11 (Ho & Peng, 2001); il grafico mostra una piccolissima frazione

(all'incirca il 4% del campione) di sorgenti posizionate nel regime radio brillante. Questo



**Figura 1.11:** Grafico tratto da [Ho & Peng \(2001\)](#); vengono mostrati in ascissa la radio brillantezza e in ordinata il numero di oggetti del campione di cui si sono serviti gli autori.

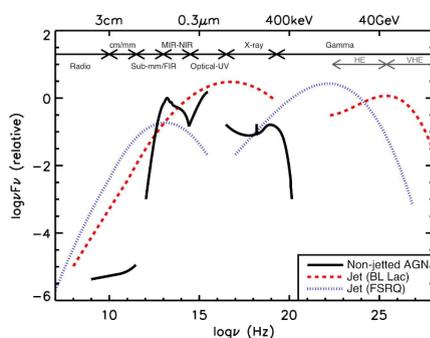
è il risultato normalmente citato in letteratura per le galassie di Seyfert, di cui appunto la gran parte viene classificata come *radio quiet*. Nella stessa immagine, nel pannello in basso invece è mostrato come cambia la statistica quando il valore della brillantezza radio viene calcolato usando misure di luminosità in alta risoluzione del nucleo. In questo caso la frazione del campione classificata come sorgenti radio brillanti arriva fino al 60%.

In tal senso molti oggetti possono spostarsi dal dominio *radio-quiet* a quello *radio-loud* a seconda di come viene misurata la luminosità ottica. Proprio per tale ragione, [Padovani \(2017\)](#) ha proposto di modificare questo tipo di classificazione. La differenza reale e fisica tra le due classi si riduce piuttosto alla presenza (o assenza) di un forte getto relativistico. Viene quindi formulata la proposta di introdurre nuovi termini per distinguere tra queste due classi: *jetted* e *non-jetted* AGN ([Padovani, 2016](#)), sostituendo quindi al parametro di brillantezza radio la possibilità di osservare o meno la presenza di un getto relativistico. In questo contesto le distribuzioni spettrali di energia (SED) di un oggetto privo di getto si distinguono per avere un taglio ad energie più basse rispetto a quelle per gli AGN caratterizzati dalla presenza di getto, come illustrato in [Figura 1.12](#), dove si riporta il grafico delle SED tratto da [Padovani \(2017\)](#).

Padovani adduce altre ragioni in favore della nuova nomenclatura:

- la vecchia distinzione tra oggetti radio quieti e radio brillanti si adatta bene solo al caso di AGN non oscurati dal toro di polveri caratterizzati quindi anche dalla presenza di righe larghe nello spettro, ad esempio quasar e Seyfert 1. Il parametro di radio brillantezza quindi assume significato solamente per i campioni di quasar, mentre perde significato come indicatore dell'intensità del getto se la banda ottica è dominata dall'emissione del getto o dalla galassia ospite;
- inoltre, nel caso di galassie di Seyfert,  $R$  dipende fortemente dalla risoluzione spaziale delle osservazioni ottiche e radio.

[Terashima & Wilson \(2003\)](#) introdussero un modo per aggirare il problema che interessa lo spettro ottico in AGN oscurati dal toro di polveri. In tale configurazione, lo spettro infatti avrà un flusso più debole e ciò porta ad una conseguente sovrastima del parametro



**Figura 1.12:** Grafico tratto da [Padovani \(2017\)](#); rappresentazione schematica di SED di tre AGN. La linea solida nera è associata alla SED di un AGN privo di getto, mentre le linee rossa e blu si riferiscono a due tipologie di blazar, oggetti caratterizzati dalla presenza di un forte getto relativistico.

*R.* Essi definirono quindi la radio brillantezza come il rapporto tra la luminosità radio e la luminosità nell'intervallo 2 – 10 keV,  $R_X$ , meno soggetto all'estinzione. [Padovani \(2017\)](#) mette in guardia anche da questa definizione poiché non in tutti gli AGN radio brillanti l'emissione nell'intervallo X è prodotta con lo stesso meccanismo. Può infatti verificarsi la situazione in cui la luminosità X è dominata dal getto stesso.

Infine l'autore sottolinea come la presenza di getti non identifica necessariamente solo la classe di AGN radio brillanti poiché in questi ultimi si rivela come un'intensità elevata e di natura relativistica; mentre per oggetti classificati come *non-jetted* la struttura radio è simile a quella appena descritta con la differenza del grado di sviluppo più basso, che implica un getto più debole, e lento.

In definitiva, tre criteri sono indispensabili per poter distinguere tra le due classi:

- evidenza diretta di un forte getto; in ogni caso nei campi radio più profondi la gran parte degli AGN ha densità di flusso radio deboli e appaiono non risolti spazialmente, o scarsamente risolti.
- $\gamma$ -ray  $> 1$  MeV; anche in questo caso solo AGN con il getto possono raggiungere queste energie.
- correlazione tra l'emissione del lontano infrarosso e radio per gli oggetti *non-jetted*; gli AGN *jetted*, a causa dell'intensa emissione radio associata al getto, mostrano un eccesso nell'emissione radio che li esclude dalla suddetta relazione.

# Capitolo 2

## Dati

### 2.1 Campione

I dati su cui si svilupperà l'analisi sono composti da un campione di 296 NLS1 estratto dall'archivio della *Sloan Digital Sky Survey* data release 7 [SDSS-DR7] selezionato secondo le modalità illustrate in [Cracco et al. \(2016\)](#).

I criteri usati per la selezione vengono descritti in modo dettagliato da [Cracco et al. \(2016\)](#) e di seguito sono riportati solo quelli più rilevanti ai fini dell'analisi.

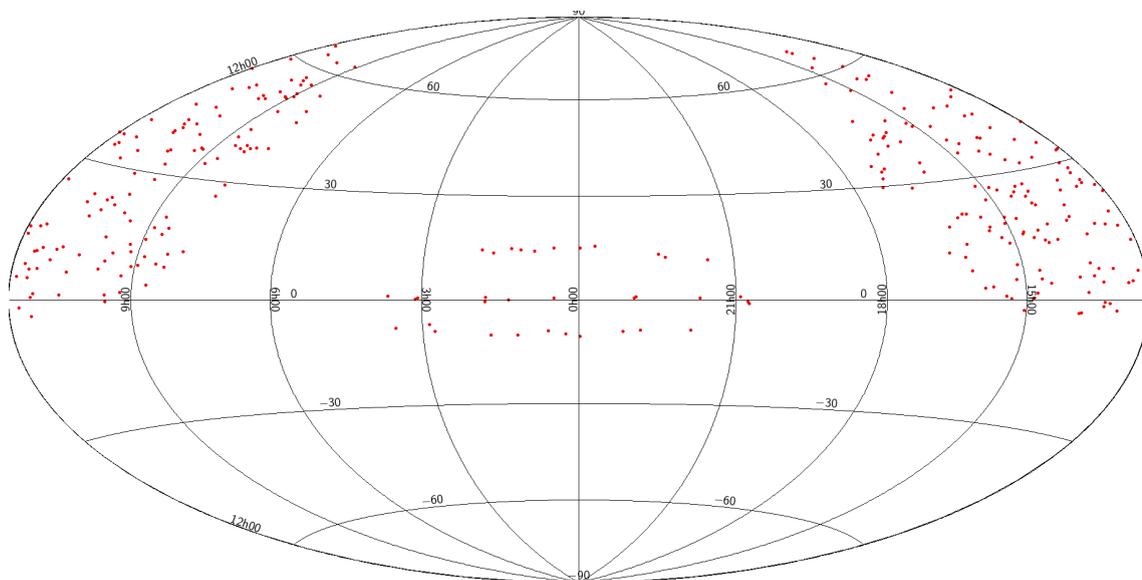
Sono stati selezionati *Quasi Stellar Objects* con redshift compreso tra  $0.028 < z < 0.345$  i cui spettri mostrano le righe proibite di [OII]  $\lambda 3727$  e di [SII]  $\lambda\lambda 6717, 6731$ , e la cui larghezza a metà altezza [FWHM] è compresa tra  $800 - 3000 \text{ km s}^{-1}$ . Gli estremi di questo particolare intervallo sono giustificati dal fatto che il limite inferiore rappresenta una zona di confine con le Seyfert di tipo 2 e le intermedie, mentre il limite superiore è impostato in modo arbitrario sopra i  $2000 \text{ km s}^{-1}$  per evitare possibili perdite di oggetti causate da misure inaccurate. Inoltre questi oggetti devono mostrare prominenti righe  $H\beta$  e dell'ossigeno nello spettro, caratterizzate da un rapporto segnale-rumore per la riga [OI]  $\lambda 6300$  più grande di 3. Il campione risultante è così composto di 2372 tra *Low-Ionization Emission-line Regions*, *Seyfert 2* e *intermediate-type Seyfert*. Gli autori hanno escluso queste ultime dal campione iniziale ottenendo così un sottocampione di 360 candidati NLS1, dei quali 296 sono galassie di tipo NLS1 spettroscopicamente confermate.

Questo tipo di selezione ha lo scopo di superare discrepanze incontrate in lavori precedenti in cui non si era distinto tra NLS1, Seyfert 2 e intermedie, con la conseguenza di una diversa statistica sull'incidenza di oggetti radio brillanti.

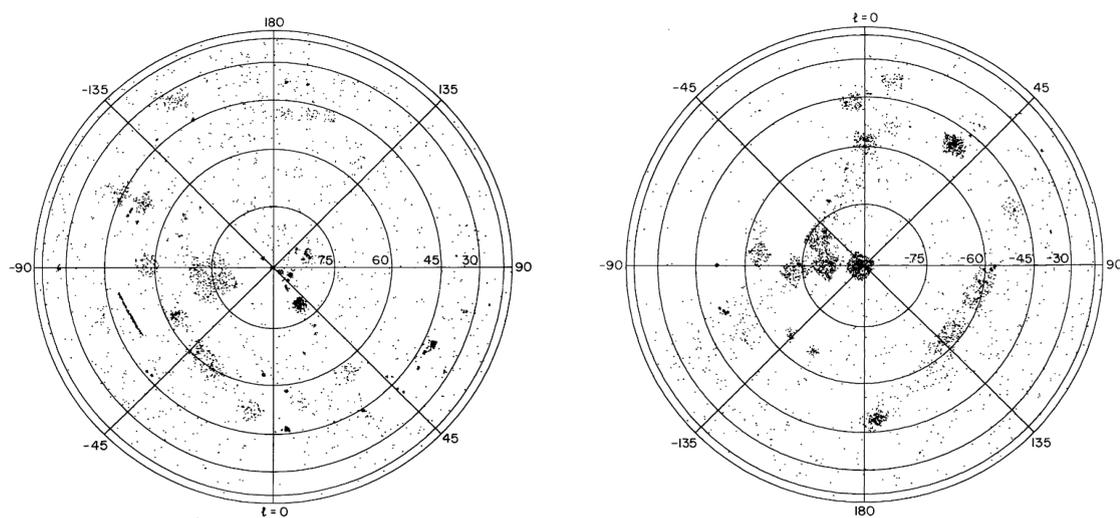
Di questi 296 oggetti sono state fornite le coordinate, il nome identificativo SDSS associato, il redshift e la densità di flusso misurata nel continuo a  $5100 \text{ \AA}$ . In appendice [A](#) è riportata la tabella contenente i dati forniti. In [Figura 2.1](#) invece mostriamo la distribuzione sulla volta celeste di tali oggetti.

### 2.2 Test di completezza

Con il graduale miglioramento delle tecniche osservative necessarie a localizzare ed identificare i nuclei attivi, il numero di oggetti conosciuti è andato rapidamente crescendo. Se agli inizi degli anni '90 gli oggetti noti erano dell'ordine di  $10^4$  ([Veron-Cetty & Veron \(1991\)](#), [Hewitt & Burbidge \(1993\)](#) di cui si riporta in [Figura 2.2](#) la distribuzione spaziale per i due emisferi tratta da quest'ultimo lavoro), oggi il loro numero è stimato in diversi milioni [Flesch \(2017\)](#). E' possibile indagare la distribuzione degli AGN come funzione del redshift, in modo da determinare come la popolazione evolve con il tempo.



**Figura 2.1:** Nel pannello i punti di colore rosso identificano la posizione degli oggetti appartenenti al campione selezionato in [Cracco et al. \(2016\)](#). Le coordinate usate sono quelle equatoriali a J2000 in una visualizzazione ellittica bidimensionale.



**Figura 2.2:** Grafici della distribuzione spaziale dei QSO nell'emisfero nord (pannello di sinistra) e sud (pannello di destra) ([Hewitt & Burbidge, 1993](#))

La determinazione della densità spaziale e della funzione di luminosità degli AGN è un'impresa molto complessa, i cui risultati sono peraltro sensibili a diversi tipi di effetti di selezione. Nonostante queste difficoltà, è stato chiaro fin dagli albori della ricerca sulla popolazione degli AGN che la densità comovente dei QSO varia fortemente con il redshift, con un gran numero di QSO a  $z \sim 2$ . Per effetto del redshift, il picco di emissione degli spettri dei QSO viene portato nel dominio visibile, rendendoli gli oggetti più facilmente osservabili in questo intervallo cosmologico; a redshift superiori, invece, la radiazione visibile corrisponde a radiazione che ionizza l'idrogeno, assorbita nelle vicinanze della sorgente dalle polveri e dai gas, e quindi impossibile da osservare.

Proprio in questo intervallo di redshift le tecniche per l'eccesso ultravioletto sono più sensibili, perciò originariamente non era del tutto chiaro se la densità dedotta era un picco reale nella distribuzione dei QSO nella densità spaziale comovente oppure il semplice risultato di un effetto di selezione.

Per poter comprendere se i risultati che si otterranno dall'analisi rappresentano effettivamente le proprietà reali delle NLS1 o se sono soggetti ad effetti di selezione, è stato applicato il test  $V/V_{\max}$ .

Questo metodo ha il vantaggio di essere indipendente dalle funzioni di luminosità ottica e radio. Per eludere le limitazioni introdotte con il test  $\log N - \log S$ , Schmidt (1967) ideò un test per l'evoluzione che non fosse sensibile alla completezza del campione, e che in particolar modo fosse utile quando ci sono diversi vincoli osservativi, come ad esempio sia limiti radio che ottici. Questo test è conosciuto come *luminosity-volume test*, o più comunemente conosciuto con il nome della statistica usata,  $V/V_{\max}$  test (Schmidt, 1968). Supponendo che una sorgente rilevata si trovi a distanza  $r$  dall'osservatore, in uno spazio euclideo, il flusso misurato dall'osservatore è:

$$F = L/4\pi r^2 \quad (2.1)$$

con

$$F \geq S \quad (2.2)$$

dove  $S$  è il flusso limite associato agli strumenti usati per l'acquisizione della survey.

Questa stessa sorgente in linea di principio può essere rilevabile fino ad una distanza massima corrispondente al flusso limite, secondo la relazione:

$$r_{\max} = \left(\frac{L}{4\pi S}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

Tale distanza massima racchiude un volume sferico attorno all'osservatore  $V_{\max} = \frac{4\pi r_{\max}^3}{3}$  entro cui una sorgente di luminosità  $L$  può essere ancora rilevata.

Ora, se si considera un insieme di oggetti distribuiti all'interno di un volume con densità uniforme, ci si aspetta che la frazione di oggetti conteggiati sia proporzionale a quella di volume campionato. Di conseguenza è possibile costruire una statistica  $V/V_{\max}$  dove  $V$  è il volume sferico di raggio pari alla distanza di ciascun oggetto, mentre  $V_{\max}$  è il volume sferico definito dalla massima distanza alla quale la sorgente è osservabile. Se gli oggetti sono distribuiti uniformemente nello spazio, senza effetti di selezione, ci si aspetta che siano collocati a diverse frazioni del volume massimo, per cui il valor medio del rapporto  $V/V_{\max}$  deve essere approssimativamente pari a 0.5. Ciò si dimostra calcolando il valor medio di  $V$  per un campione a densità costante:

$$\langle V \rangle = \frac{\int_{\Omega} \int_0^{r_{\max}} \frac{4\pi r^3}{3} n(r) r^2 dr d\Omega}{\int_{\Omega} \int_0^{r_{\max}} n(r) r^2 dr d\Omega} \quad (2.4)$$

da cui si ricava la seguente espressione:

$$\langle V \rangle = \frac{\frac{4\pi}{3} n_0 \int_0^{r_{max}} r^5 dr}{n_0 \int_{\Omega} \int_0^{r_{max}} n(r) r^2 dr d\Omega} \quad (2.5)$$

$$\langle V \rangle = \frac{4\pi n_0 \int_0^{r_{max}} r^5 dr}{3 n_0 \int_0^{r_{max}} r^2 dr} \quad (2.6)$$

$$\langle V \rangle = \frac{4\pi r_{max}^6 / 6}{3 r_{max}^3 / 3} = \frac{4\pi r_{max}^3}{3 \cdot 2} \quad (2.7)$$

così, per una densità uniforme, si ha che:

$$\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle = \frac{1}{2} \quad (2.8)$$

La distribuzione di densità è studiata proprio tramite il parametro  $V/V_{max}$ , il quale fornisce per ogni sorgente la misura della sua posizione nel massimo volume entro cui essa rimane osservabile.

L'analisi oggetto della tesi sarà centrata nelle lunghezze d'onda del radio e dell'ottico. Il catalogo radio che è stato usato per ottenere i flussi radio delle sorgenti del campione è il *Faint Images of the Radio Sky at Twenty-centimeters* (FIRST), il cui flusso limite a  $\lambda = 20$  cm è 1 mJy. Per quanto riguarda invece la parte ottica, il catalogo di riferimento è *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), le cui osservazioni spettroscopiche sono limitate ad una magnitudine più brillante di  $m_i = 19.1$  mag.

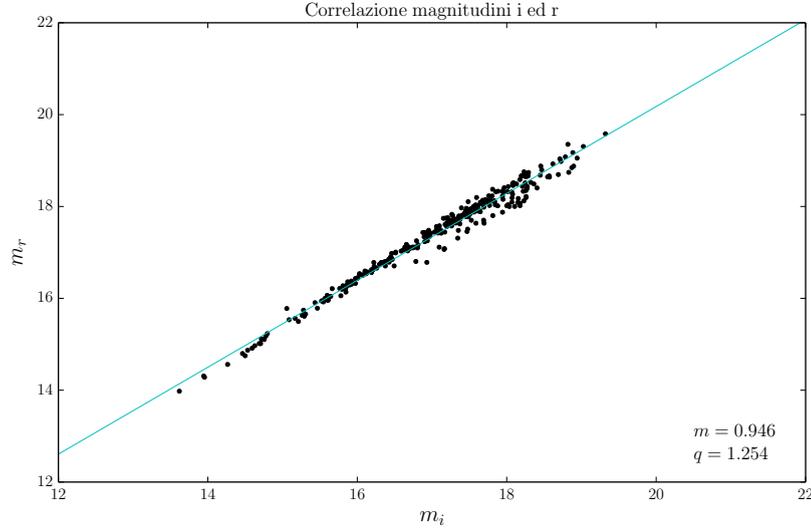
Insieme alle coordinate degli oggetti del campione sono stati forniti anche i dati riguardanti le magnitudini di ciascuno di essi in diverse bande fotometriche, tra cui quelle nella banda  $i$  ed  $r$ . Utili per cercare una correlazione tra esse e identificare quindi quella che è la magnitudine limite nella banda  $r$  propria della SDSS, banda in cui è stato condotto il test del volume. Nel diagramma in Figura 2.3 è riportata la correlazione ottenuta tramite la regressione lineare sui dati del campione. Avendo ottenuto le informazioni sulla pendenza della relazione e sull'intercetta, rispettivamente  $m = 0.946$  e  $q = 1.254$ , queste sono state usate per individuare la magnitudine limite in banda  $r$  per la SLOAN Digital Sky Survey, survey usata per ottenere gli spettri e le immagini ottiche delle sorgenti del campione. La magnitudine limite in banda  $r$  risultante è  $m_r = 19.3226$  mag che sarà approssimata a  $m_r = 19.3$  mag. La magnitudine ottenuta sarà utile per lo svolgimento del test del volume, di cui si riporta in Appendice B.1 il codice integrale usato per implementarlo. Di seguito vengono riportati i passaggi fondamentali che hanno permesso di ottenere la stima sulla completezza del campione.

Questa magnitudine sarà usata nel calcolo della massima distanza di luminosità di ciascuna sorgente usando l'espressione riportata di seguito 2.9:

$$d_{max} = d_L \cdot 10^{\frac{m_r - m_r fiber}{5}} \quad (2.9)$$

dove  $d_L$  rappresenta la distanza di luminosità propria della sorgente,  $m_r$  è la magnitudine limite in banda  $r$  della SDSS ottenuta precedentemente e  $m_r fiber$  è la magnitudine della fibra centrata nella sorgente specifica in banda  $r$  corretta per l'effetto dell'estinzione galattica.

Per tener conto della natura non Euclidea del problema, in ambito cosmologico, il test è stato effettuato calcolando il volume proprio di ciascuna sorgente a partire dal redshift. Per



**Figura 2.3:** Diagramma della correlazione lineare tra le magnitudini degli oggetti del campione nelle bande fotometriche  $i$  ed  $r$ . La distribuzione dei dati è rappresentata dai punti neri mentre la retta di colore azzurro individua l'interpolazione lineare.

ottenere tale volume si è provveduto ad integrare numericamente l'espressione riportata nel volume [Peterson \(1997\)](#):

$$V_i(z) = \int_0^{z'} \frac{d_L^2 \cdot c \, dz}{H_0(1+z)^3(1+2q_0)^{1/2}} \quad (2.10)$$

calcolando l'integrale tra  $z = 0$  ed il redshift effettivo di ogni sorgente, con un passo  $dz = 10^{-4}$ . Nell'equazione 2.10  $H_0 = 69.9$  km/s/Mpc è la costante di Hubble,  $c = 299792.458$  km/s,  $d_L$  è la distanza di luminosità definita nell'equazione 2.11, ed infine  $q_0 = 0.5$  come suggerito nel testo preso come riferimento.

$$d_L = \frac{c}{H_0 \cdot q_0^2} \left[ z q_0 + (q_0 - 1) \left( -1 + \sqrt{2q_0 z + 1} \right) \right] \quad (2.11)$$

Una volta calcolati questi valori è necessario trovare il valore massimo del redshift per cui la distanza di luminosità propria della sorgente eguaglia la distanza di luminosità calcolata in 2.9 e da questo si può quindi ottenere il volume massimo per ciascuna sorgente dato dal volume proprio già calcolato a cui si somma l'integrale di volume tra  $z_i$  dell'oggetto e  $z_{max}$ .

A questo punto si procede con la valutazione del test impostando l'espressione 2.12:

$$\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{V_i(z)}{V_i(z_{max})} \quad (2.12)$$

dove  $N$  è il numero di oggetti che compongono il campione; il risultato ottenuto è:

$$\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle = 0.46$$

il che indica una lieve disomogeneità nella distribuzione delle sorgenti, rimanendo comunque molto prossimo al valore di 0.5, atteso come riferimento per una distribuzione perfettamente uniforme. Tuttavia il valore ricavato è inferiore a questo limite, il che indica assenza di effetti di evoluzione all'interno del campione e in definitiva la sua stazionarietà.



## Capitolo 3

# Analisi dati

### 3.1 Radio

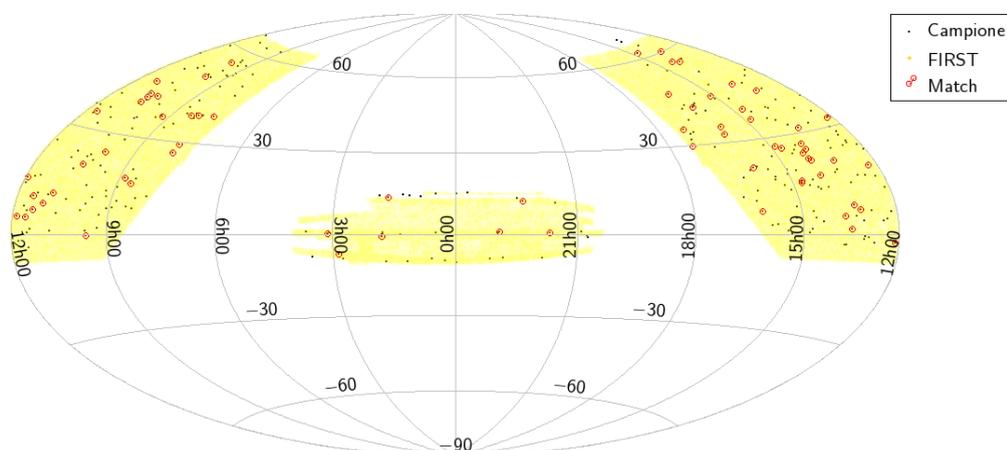
Per calcolare il parametro di radio brillantezza è necessario condurre uno studio multifrequenze, nelle lunghezze d'onda radio e in quelle ottiche, rispettivamente a  $4400 \text{ \AA}$  e a  $5 \text{ GHz}$  come descritto dalla relazione 1.16 presente in [Kellermann et al. \(1989\)](#). Operativamente si dovrà condurre una ricerca a livello di cataloghi radio e spettri ottici, dai quali ottenere tramite diversi metodi i valori delle relative densità di flusso. Calcolare quindi il parametro di radio brillantezza per ciascun oggetto contenuto nel campione ed infine verificare se l'incidenza di oggetti radio brillanti per il campione studiato rispecchia la letteratura.

#### 3.1.1 Raccolta dei dati

Ad oggi le survey nelle frequenze radio che coprono la maggior parte del cielo sono molto poche, e le ragioni sono diverse. Il motivo più importante è legato alla diminuzione del flusso integrato a frequenze via via più alte. Ciò comporta la necessità di un allungamento dei tempi per l'acquisizione. In queste condizioni, le osservazioni sono principalmente condotte su regioni piuttosto ristrette della sfera celeste e tendenzialmente non riguardano tutto il cielo ma, come detto, solo una parte con particolari proprietà da studiare o caratteristiche da verificare.

L'emissione dell'idrogeno neutro a  $21 \text{ cm}$ , che corrisponde a  $1.4 \text{ GHz}$ , è di grande importanza e molti sono i cataloghi costruiti su survey condotte a più riprese nell'arco degli ultimi 40 anni. Servendosi del portale [VizieR](#) è possibile richiedere i cataloghi relativi alle sole frequenze radio. Ordinando poi per il grado di completezza, si ha una lista di cataloghi a diverse frequenze radio ordinati per numero di oggetti o per estensione e copertura del cielo. I cataloghi a  $1.4 \text{ GHz}$  sono abbastanza numerosi, tra quelli più completi vi sono la *NRAO VLA sky survey* (NVSS) [Condon et al. \(1998\)](#), catalogo esteso all'82% della sfera celeste ad esclusione della calotta polare Sud, dalla declinazione  $\delta = -40^\circ$ ; e il *Faint Images of the Radio Sky at Twenty-centimeters* (FIRST) [Helfand et al. \(2015\)](#), sviluppato sulla base di un progetto concepito nel 1990 e le cui osservazioni sono state iniziate nell'Aprile del 1993, per essere poi portate a termine nella primavera del 2001. Ad oggi, le immagini di questo programma contengono 946 432 sorgenti catalogate.

Si è scelto di usare come catalogo radio il FIRST per la sua completezza ed estensione sulla sfera celeste. Le misure di flusso in esso catalogate vengono da una configurazione delle antenne detta configurazione B. In questa configurazione viene rilevato il flusso del core, mentre invece il catalogo NVSS, lavorando in configurazione D, configurazione compatta del Very Large Array (VLA), può osservare il flusso di strutture estese come i getti.



**Figura 3.1:** Incrocio tra il catalogo FIRST e gli oggetti contenuti nel campione iniziale. L'area ombreggiata è la regione su cui si estende il catalogo FIRST, i punti blu sono le 296 sorgenti del campione iniziale, mentre i cerchi rossi indicano gli incroci trovati.

Per cominciare, si è scaricato l'intero catalogo, reperibile nel portale **VizieR**, e si è scelto di includere le colonne del nome FIRST associato all'oggetto, delle coordinate sessagesimali e decimali, della densità di flusso di picco e quella integrata a 1.4 GHz misurate in mJy, e dell'errore relativo associato a tali misure. Tra le indicazioni che vengono fornite a margine di ogni parametro, di rilievo sono quelle per le misure di flusso, derivate attraverso l'interpolazione di un modello ellittico gaussiano sulla sorgente e corrette per l'effetto di *CLEAN bias* aggiungendo alla densità di flusso di picco 0.25 mJy, mentre la densità di flusso integrata è stata moltiplicata per  $1 + (0.25/F)$ , dove con  $F$  si indica il flusso di picco. L'incertezza sulla densità di flusso di picco è data dal rumore nella posizione della sorgente, mentre l'incertezza relativa per la densità di flusso integrata è considerevolmente più grande in relazione alla dimensione della sorgente e alla morfologia. Per sorgenti molto brillanti l'accuratezza di entrambe queste misure è limitata per il 5% da effetti sistematici. Inoltre nel caso di sorgenti non perfettamente descritte dal modello ellittico gaussiano, è probabile che il valore della densità di flusso integrata non sia una misura così accurata. In alcuni casi può capitare che il flusso integrato tabulato risulti più debole rispetto a quello di picco. Ciò può verificarsi, in base alla morfologia della sorgente, a causa del fatto che le osservazioni a più alta risoluzione non possono rilevare la presenza di componenti diffuse. Si intende dunque incrociare i dati del catalogo FIRST con le coordinate del campione iniziale formato da oggetti SDSS. I metodi usati per condurre il match tra i due cataloghi sono due, dapprima si è usata la funzione `All Match` del software `Topcat` e in un secondo momento si è costruita una macro in `Python` in cui ciascuna delle coordinate del campione iniziale è stata confrontata con tutte le coordinate contenute nel FIRST.

Il primo tentativo di incrocio tra le coordinate del campione e il FIRST, operato con `Topcat` attraverso l'opzione sopra descritta, si è condotto impostando un raggio di confidenza di 6 secondi d'arco, di poco superiore alla FWHM riportata nell'articolo di riferimento. Il confronto ha prodotto un sottocatalogo di 69 oggetti la cui distribuzione sulla volta celeste è rappresentata in Figura 3.1.

Al fine di valutare l'attendibilità del risultato ottenuto, è stato utilizzato il codice riportato in appendice B.2, adottando anche in questo caso un raggio di confidenza di 6 secondi d'arco.

Le principali difficoltà che si incontrano nell'associare controparti ottiche a sorgenti radio

derivano dalla diversa precisione con cui l'oggetto può essere localizzato nelle due frequenze. Generalmente l'emissione radio appare più estesa rispetto a quella ottica. L'immagine radio infatti è molto più sviluppata di quella ottica e di conseguenza la densità tipica dei cataloghi radio è molto più bassa rispetto a quella di cataloghi ottici. Le posizioni di un oggetto, determinate a diverse frequenze, non appaiono quindi perfettamente coincidenti e per ottenere una associazione è necessario cercare le controparti entro un opportuno raggio di confidenza, basato sulla larghezza a metà altezza degli oggetti puntiformi nel catalogo caratterizzato dalla risoluzione inferiore.

L'esito di questa verifica è stato positivo e in perfetto accordo con quello fornito da Topcat infatti il numero di oggetti rilevati è esattamente 69. In tabella 3.1 sono riportati il nome SDSS, le coordinate ottiche, il flusso di picco a 1.4 GHz e quello integrato, il flusso del continuo a 5100 Å, il redshift e la separazione che la macro ha calcolato tra la posizione della sorgente ottica e la posizione radio.

**Tabella 3.1:** Catalogo match

Catalogo match							
SDSS ID	RA	DEC	F	F*	MEAN 5100	z	Separazione
(1)	degree	degree	mJy	mJy	(6)	(7)	arcsec
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
J014644.82-004043.1	26.68677	-0.67866	1.06	4.54	42.30	0.08267	0.900
J225452.22+004631.3	343.7176	0.77539	1.05	0.66	70.58	0.09079	0.576
J073623.13+392617.7	114.09639	39.43827	3.50	3.63	110.20	0.11807	0.540
J025105.28-070230.1	42.77202	-7.04172	6.08	6.02	12.69	0.32679	0.324
J080409.24+385348.8	121.03851	38.89689	2.88	2.68	42.12	0.21137	0.072
J221918.53+120753.1	334.82721	12.13144	1.09	1.51	68.07	0.08137	0.936
J030639.58+000343.2	46.66492	0.062	3.28	3.17	62.53	0.10738	0.324
J075245.60+261735.7	118.19	26.29327	1.10	1.33	67.61	0.08218	0.828
J133724.32+600541.7	204.35136	60.09493	4.99	4.56	11.31	0.23384	0.144
J120700.30-021927.1	181.75126	-2.32421	1.34	0.79	11.95	0.30848	0.288
J144012.74+615633.0	220.05312	61.94252	3.46	2.86	45.89	0.27543	0.288
J114954.98+044812.8	177.47911	4.80358	1.59	1.76	31.15	0.26956	1.692
J134206.56+050523.8	205.52737	5.08997	3.80	3.85	32.47	0.26599	0.324
J162750.54+473623.5	246.96062	47.60654	1.48	4.07	37.57	0.26236	1.296
J094842.67+502931.4	147.17782	50.49207	5.39	5.83	103.70	0.05638	0.360
J171930.56+293412.8	259.87735	29.57024	1.86	1.29	18.80	0.18042	2.700
J214054.55+002538.1	325.22733	0.42728	0.80	0.76	105.60	0.08389	1.764
J075101.42+291419.1	117.75595	29.23866	1.74	1.52	79.74	0.12077	0.540
J095833.94+560224.4	149.64144	56.04012	1.14	0.78	11.39	0.21639	0.468
J101645.11+421025.5	154.18798	42.17376	1.52	1.47	140.90	0.05529	0.360
J112813.02+102308.3	172.05427	10.38565	1.79	1.13	121.70	0.05044	0.504
J135516.56+561244.6	208.819	56.2124	6.14	6.29	67.94	0.12169	0.180
J103438.59+393828.2	158.66082	39.64119	23.98	25.94	81.07	0.04309	0.108
J103604.66+412517.8	159.01945	41.42163	1.45	1.17	23.52	0.11984	0.972
J103859.58+422742.2	159.74826	42.46174	2.76	2.44	36.39	0.22031	0.252
J111239.56+454141.3	168.16487	45.69481	1.25	1.49	25.21	0.1363	1.080
J134243.57+464224.0	205.68156	46.70667	1.38	1.26	38.59	0.08642	0.144
J131510.07+432547.0	198.79196	43.42975	1.19	1.94	40.14	0.08607	0.756
J112014.85+063341.1	170.06189	6.56144	1.04	1.75	12.28	0.3159	0.900
J105007.75+113228.6	162.53232	11.54129	1.34	1.52	140.70	0.13348	0.720
J144825.09+355946.6	222.10457	35.99629	1.44	1.48	69.21	0.11313	0.504
J150740.92+445331.5	226.92054	44.89211	1.01	2.30	11.93	0.31397	0.900
J113655.95+343237.0	174.23314	34.54361	1.65	1.28	28.90	0.19241	0.252
J133205.28+312736.4	203.02204	31.46013	6.07	6.31	94.57	0.09011	0.576
J132255.43+080941.6	200.73096	8.16156	4.36	6.56	156.90	0.05035	0.468
J085045.32+172002.8	132.68884	17.33414	1.57	1.12	12.84	0.3432	0.144
J083615.37+155409.8	129.06407	15.90274	1.42	1.13	15.88	0.20563	1.044
J120945.20+321701.1	182.43836	32.28364	1.66	1.95	40.60	0.14435	0.504
J095707.16+243316.1	149.27987	24.55448	1.01	1.57	60.17	0.08194	0.792
J140827.82+240924.6	212.11593	24.15685	3.59	3.02	71.42	0.1302	0.288
J135852.00+251140.2	209.7167	25.1945	2.93	2.72	49.23	0.08886	0.360
J135845.38+265808.4	209.68909	26.96902	1.82	1.17	11.29	0.33079	0.288

Continua alla pagina successiva

Tabella3.1 – continuazione della pagina precedente

Catalogo match								
SDSS ID	RA	DEC	F	F*	Mean 5100	z	Separazione	
J144240.79+262332.5	220.66999	26.39239	3.17	3.4	56.77	0.10714	0.288	
J145108.76+270926.9	222.78651	27.15748	3.43	3.74	374.3	0.06451	0.720	
J121830.84+183458.2	184.62851	18.58286	1.38	0.71	30.87	0.19734	0.288	
J131156.15+064858.3	197.98398	6.8162	1.59	1.97	30.73	0.12773	0.648	
J132046.67+210846.4	200.19446	21.14625	1.49	1.59	39.20	0.08958	0.648	
J140259.03+172056.0	210.74599	17.3489	1.88	2.27	72.23	0.06005	0.504	
J140621.89+222346.5	211.59121	22.39626	1.94	2.33	120.60	0.09791	0.396	
J140234.44+215951.5	210.64354	21.99767	1.20	0.87	105.30	0.06637	0.216	
J144156.56+160421.1	220.4857	16.07253	2.12	1.70	21.96	0.11295	0.180	
J171304.46+352333.5	258.2686	35.39266	11.13	11.24	78.98	0.08387	0.216	
J013859.33+132108.2	24.74724	13.35228	2.80	7.40	12.50	0.24342	0.972	
J093609.13-002639.7	144.03808	-0.44438	1.15	0.70	19.45	0.14113	0.180	
J133138.03+013151.6	202.90849	1.53103	3.45	2.99	37.59	0.08048	0.360	
J081849.26+383416.1	124.70527	38.57115	1.00	2.08	25.41	0.16037	0.576	
J113320.91+043255.1	173.33714	4.54866	4.94	5.02	15.49	0.24812	0.108	
J140914.35+565625.7	212.3098	56.94048	2.96	2.81	17.88	0.23857	0.108	
J091313.72+365817.2	138.3072	36.97145	1.09	0.84	30.55	0.10729	0.216	
J110333.00+083449.0	165.88753	8.58028	1.00	1.71	16.69	0.16312	1.080	
J143952.91+392358.9	219.97048	39.39972	1.74	1.11	18.03	0.11202	0.396	
J155909.63+350147.5	239.79013	35.02986	3.55	3.39	224.10	0.03108	0.252	
J160508.87+323921.4	241.287	32.65597	1.05	1.05	32.06	0.09141	1.044	
J115523.74+150756.9	178.84894	15.13249	1.64	1.97	25.38	0.28734	0.576	
J160831.56+070818.2	242.13154	7.1384	1.20	1.67	11.38	0.15337	0.216	
J155520.18+211914.7	238.83411	21.32077	1.03	0.82	9.42	0.28931	5.688	
J102258.20+202237.9	155.74251	20.37721	1.16	0.80	28.09	0.12959	0.720	
J144431.62+153643.2	221.13175	15.61201	3.66	4.26	77.60	0.04956	0.288	
J161259.83+421940.3	243.24931	42.32787	3.44	3.60	17.75	0.23366	0.324	

**Note.** Col. (1): nome identificativo SDSS. Col. (2): Ascensione retta. Col. (3): Declinazione. Col. (4): Flusso di picco a 1.4 GHz. Col. (5): Flusso integrato a 1.4 GHz. Col. (6): Densità media a 5100. Col. (7): Redshift. Col. (8): Separazione.

Le osservazioni effettuate da radio telescopi a terra, sono concentrate su una frequenza di lavoro che, per effetto del redshift, non corrisponde alla frequenza di emissione nel sistema di riferimento della sorgente. Se le sorgenti del campione si trovassero tutte alla stessa distanza, la frequenza campionata dalle osservazioni sarebbe a sua volta la stessa. Questa considerazione tuttavia non rappresenta il caso in questione poiché, come si legge in [Cracco et al. \(2016\)](#), gli oggetti sono contenuti in un intervallo di redshift che va da  $z = 0.028$  a  $z = 0.345$ .

A causa dell'espansione dell'Universo, le sorgenti osservate a diversi redshift vengono campionate in diversi sistemi di riferimento a riposo. L'effetto del redshift sui fotoni è quello di far diminuire la frequenza, ovvero un fotone di colore blu emesso da una sorgente posta ad un redshift diverso da zero, verrà rilevato da un osservatore a  $z = 0$  come un fotone più rosso rispetto alla sua lunghezza d'onda di emissione.

Questo effetto, che per l'intervallo limitato di redshift oggetto di questa analisi è un effetto da correggere, permette più in generale di accedere a regioni altrimenti invisibili nello spettro degli AGN. Inoltre, considerato che lo spettro degli AGN è uno spettro di potenza, il redshift agirà in modo rigido sullo spettro facendolo diventare più rosso; un fotone che viene quindi rilevato a 1.4 GHz dai radio telescopi a terra è stato emesso ad una frequenza più alta cioè a  $\lambda < 21cm$ .

Si rende dunque necessario correggere i flussi tabulati nel catalogo FIRST per il fattore derivante dal redshift. Tale trasformazione va sotto il nome di correzione K. Nota la distanza di una sorgente, la sua luminosità, tenendo conto anche del redshift, è data dalla formula:

$$L = 4\pi d_L^2 F \cdot (1+z)^{\alpha+1}, \quad (3.1)$$

dove con  $\alpha$  si indica l'indice spettrale proprio dell'oggetto considerato. Dunque il flusso può essere corretto nel modo seguente:

$$F_z = F_{obs} \cdot (1+z)^{\alpha+1} \quad (3.2)$$

dove  $F_{obs}$  è il flusso che viene tabulato nel FIRST a 1.4 GHz e  $z$  è il redshift proprio di ogni sorgente riportato in tabella 3.1 .

Con l'ausilio di una macro contenente l'equazione 3.2 per la correzione del flusso sono stati corretti i flussi a 1.4 GHz del catalogo FIRST che verranno successivamente impiegati per ottenere i flussi a 5 GHz già corretti.

Per chiarezza si riportano in tabella 3.2 tutti i valori del flusso a 1.4 GHz corretti per redshift per ognuno dei tre valori di indice spettrale  $\alpha = 0.0, 0.5, 1.0$  assunti per caratterizzare lo spettro di potenza delle sorgenti.

**Tabella 3.2:** Misure radio per  $\alpha = 0.0, \alpha = 0.5, \alpha = 1.0$

Misure radio per $\alpha = 0.0, 0.5, 1.0$											
SDSS ID	RA	DEC	$z$	<b>F</b>	<b>F'</b>	$F*_{0.0}$	$F*_{0.0}'$	$F*_{0.5}$	$F*_{0.5}'$	$F*_{1.0}$	$F*_{1.0}'$
(1)	degree (2)	degree (3)	(4)	mJy (5)	mJy (6)	mJy (7)	mJy (8)	mJy (9)	mJy (10)	mJy (11)	mJy (12)
J014644.82-004043.1	26.68677	-0.67866	0.08267	1.06	4.54	1.15	4.92	1.19	5.11	1.24	5.32
J225452.22+004631.3	343.71760	0.77539	0.09079	1.05	0.66	1.15	0.72	1.20	0.75	1.25	0.79
J073623.13+392617.7	114.09639	39.43827	0.11807	3.50	3.63	3.91	4.06	4.14	4.29	4.38	4.54
J025105.28-070230.1	42.77202	-7.04172	0.32679	6.08	6.02	8.07	7.99	9.29	9.20	10.70	10.60
J080409.24+385348.8	121.03851	38.89689	0.21137	2.88	2.68	3.49	3.25	3.84	3.57	4.23	3.93
J221918.53+120753.1	334.82721	12.13144	0.08137	1.09	1.51	1.18	1.63	1.23	1.70	1.27	1.77
J030639.58+000343.2	46.66492	0.06200	0.10738	3.28	3.17	3.63	3.51	3.82	3.69	4.02	3.89
J075245.60+261735.7	118.19000	26.29327	0.08218	1.10	1.33	1.19	1.44	1.24	1.50	1.29	1.56
J133724.32+600541.7	204.35136	60.09493	0.23384	4.99	4.56	6.16	5.63	6.84	6.25	7.60	6.94
J120700.30-021927.1	181.75126	-2.32421	0.30848	1.34	0.79	1.75	1.03	2.01	1.18	2.29	1.35
J144012.74+615633.0	220.05312	61.94252	0.27543	3.46	2.86	4.41	3.65	4.98	4.12	5.63	4.65
J114954.98+044812.8	177.47911	4.80358	0.26956	1.59	1.76	2.02	2.23	2.27	2.52	2.56	2.84
J134206.56+050523.8	205.52737	5.08997	0.26599	3.80	3.85	4.81	4.87	5.41	5.48	6.09	6.17
J162750.54+473623.5	246.96062	47.60654	0.26236	1.48	4.07	1.87	5.14	2.10	5.77	2.36	6.49
J094842.67+502931.4	147.17782	50.49207	0.05638	5.39	5.83	5.69	6.16	5.85	6.33	6.01	6.51
J171930.56+293412.8	259.87735	29.57024	0.18042	1.86	1.29	2.20	1.52	2.39	1.65	2.59	1.80
J214054.55+002538.1	325.22733	0.42728	0.08389	0.80	0.76	0.87	0.82	0.90	0.86	0.94	0.89
J075101.42+291419.1	117.75595	29.23866	0.12077	1.74	1.52	1.95	1.70	2.06	1.80	2.19	1.91
J095833.94+560224.4	149.64144	56.04012	0.21639	1.14	0.78	1.39	0.95	1.53	1.05	1.69	1.15
J101645.11+421025.5	154.18798	42.17376	0.05529	1.52	1.47	1.60	1.55	1.65	1.59	1.69	1.64
J112813.02+102308.3	172.05427	10.38565	0.05044	1.79	1.13	1.88	1.19	1.93	1.22	1.98	1.25
J135516.56+561244.6	208.81900	56.21240	0.12169	6.14	6.29	6.89	7.06	7.29	7.47	7.73	7.91
J103438.59+393828.2	158.66082	39.64119	0.04309	23.98	25.94	25.01	27.06	25.55	27.63	26.09	28.22
J103604.66+412517.8	159.01945	41.42163	0.11984	1.45	1.17	1.62	1.31	1.72	1.39	1.82	1.47
J103859.58+422742.2	159.74826	42.46174	0.22031	2.76	2.44	3.37	2.98	3.72	3.29	4.11	3.63
J111239.56+454141.3	168.16487	45.69481	0.13630	1.25	1.49	1.42	1.69	1.51	1.80	1.61	1.92
J134243.57+464224.0	205.68156	46.70667	0.08642	1.38	1.26	1.50	1.37	1.56	1.43	1.63	1.49
J131510.07+432547.0	198.79196	43.42975	0.08607	1.19	1.94	1.29	2.11	1.35	2.20	1.40	2.29
J112014.85+063341.1	170.06189	6.56144	0.31590	1.04	1.75	1.37	2.30	1.57	2.64	1.80	3.03
J105007.75+113228.6	162.53232	11.54129	0.13348	1.34	1.52	1.52	1.72	1.62	1.83	1.72	1.95
J144825.09+355946.6	222.10457	35.99629	0.11313	1.44	1.48	1.60	1.65	1.69	1.74	1.78	1.83
J150740.92+445331.5	226.92054	44.89211	0.31397	1.01	2.30	1.33	3.02	1.52	3.46	1.74	3.97
J113655.95+343237.0	174.23314	34.54361	0.19241	1.65	1.28	1.97	1.53	2.15	1.67	2.35	1.82
J133205.28+312736.4	203.02204	31.46013	0.09011	6.07	6.31	6.62	6.88	6.91	7.18	7.21	7.50
J132255.43+080941.6	200.73096	8.16156	0.05035	4.36	6.56	4.58	6.89	4.69	7.06	4.81	7.24
J085045.32+172002.8	132.68884	17.33414	0.34320	1.57	1.12	2.11	1.50	2.44	1.74	2.83	2.02
J083615.37+155409.8	129.06407	15.90274	0.20563	1.42	1.13	1.71	1.36	1.88	1.50	2.06	1.64
J120945.20+321701.1	182.43836	32.28364	0.14435	1.66	1.95	1.90	2.23	2.03	2.39	2.17	2.55
J095707.16+243316.1	149.27987	24.55448	0.08194	1.01	1.57	1.09	1.70	1.14	1.77	1.18	1.84
J140827.82+240924.6	212.11593	24.15685	0.1302	3.59	3.02	4.06	3.41	4.31	3.63	4.59	3.86
J135852.00+251140.2	209.71670	25.19450	0.08886	2.93	2.72	3.19	2.96	3.33	3.09	3.47	3.22
J135845.38+265808.4	209.68909	26.96902	0.33079	1.82	1.17	2.42	1.56	2.79	1.80	3.22	2.07
J144240.79+262332.5	220.66999	26.39239	0.10714	3.17	3.40	3.51	3.76	3.69	3.96	3.89	4.17
J145108.76+270926.9	222.78651	27.15748	0.06451	3.43	3.74	3.65	3.98	3.77	4.11	3.89	4.24
J121830.84+183458.2	184.62851	18.58286	0.19734	1.38	0.71	1.65	0.85	1.81	0.93	1.98	1.02
J131156.15+064858.3	197.98398	6.81620	0.12773	1.59	1.97	1.79	2.22	1.90	2.36	2.02	2.51
J132046.67+210846.4	200.19446	21.14625	0.08958	1.49	1.59	1.62	1.73	1.69	1.81	1.77	1.89
J140259.03+172056.0	210.74599	17.34890	0.06005	1.88	2.27	1.99	2.41	2.05	2.48	2.11	2.55
J140621.89+222346.5	211.59121	22.39626	0.09791	1.94	2.33	2.13	2.56	2.23	2.68	2.34	2.81
J140234.44+215951.5	210.64354	21.99767	0.06637	1.20	0.87	1.28	0.93	1.32	0.96	1.36	0.99
J144156.56+160421.1	220.48570	16.07253	0.11295	2.12	1.70	2.36	1.89	2.49	2.00	2.63	2.11
J171304.46+352333.5	258.26860	35.39266	0.08387	11.13	11.24	12.06	12.18	12.56	12.68	13.08	13.20
J013859.33+132108.2	24.74724	13.35228	0.24342	2.80	7.40	3.48	9.20	3.88	10.26	4.33	11.44
J093609.13-002639.7	144.03808	-0.44438	0.14113	1.15	0.70	1.31	0.80	1.40	0.85	1.50	0.91
J133138.03+013151.6	202.90849	1.53103	0.08048	3.45	2.99	3.73	3.23	3.87	3.36	4.03	3.49
J081849.26+383416.1	124.70527	38.57115	0.16037	1.00	2.08	1.16	2.41	1.25	2.60	1.35	2.80
J113320.91+043255.1	173.33714	4.54866	0.24812	4.94	5.02	6.17	6.27	6.89	7.00	7.70	7.82
J140914.35+565625.7	212.30980	56.94048	0.23857	2.96	2.81	3.67	3.48	4.08	3.87	4.54	4.31
J091313.72+365817.2	138.3072	36.97145	0.10729	1.09	0.84	1.21	0.93	1.27	0.98	1.34	1.03

Continua alla pagina successiva

Tabella 3.2 – continuazione della pagina precedente

Misure radio per $\alpha = 0.0, 0.5, 1.0$											
SDSS ID	RA	DEC	z	F	F'	$F^*_{0.0}$	$F'^*_{0.0}$	$F^*_{0.5}$	$F'^*_{0.5}$	$F^*_{1.0}$	$F'^*_{1.0}$
J110333.00+083449.0	165.88753	8.58028	0.16312	1.00	1.71	1.16	1.99	1.25	2.15	1.35	2.31
J143952.91+392358.9	219.97048	39.39972	0.11202	1.74	1.11	1.93	1.23	2.04	1.30	2.15	1.37
J155909.63+350147.5	239.79013	35.02986	0.03108	3.55	3.39	3.66	3.50	3.72	3.55	3.77	3.60
J160508.87+323921.4	241.287	32.65597	0.09141	1.05	1.05	1.15	1.15	1.20	1.20	1.25	1.25
J115523.74+150756.9	178.84894	15.13249	0.28734	1.64	1.97	2.11	2.54	2.40	2.88	2.72	3.26
J160831.56+070818.2	242.13154	7.13840	0.15337	1.20	1.67	1.38	1.93	1.49	2.07	1.60	2.22
J155520.18+211914.7	238.83411	21.32077	0.28931	1.03	0.82	1.33	1.06	1.51	1.20	1.71	1.36
J102258.20+202237.9	155.74251	20.37721	0.12959	1.16	0.80	1.31	0.90	1.39	0.96	1.48	1.02
J144431.62+153643.2	221.13175	15.61201	0.04956	3.66	4.26	3.84	4.47	3.94	4.58	4.03	4.69
J161259.83+421940.3	243.24931	42.32787	0.23366	3.44	3.60	4.24	4.44	4.71	4.93	5.24	5.48

**Note.** Col. (1): nome identificativo SDSS. Col. (2): Ascensione retta J2000 in gradi decimali. Col. (3): Declinazione J2000 in gradi decimali. Col. (4): Redshift. Col. (5): Flusso di picco a 1.4 GHz dal FIRST. Col. (6): Flusso integrato a 1.4 GHz dal FIRST. Col. (7): Flusso di picco calcolato a 1.4 GHz corretto per redshift assumendo  $\alpha = 0.0$ . Col. (8): Flusso integrato a 1.4 GHz corretto per redshift assumendo  $\alpha = 0.0$ . Col. (9): Flusso di picco calcolato a 1.4 GHz corretto per redshift assumendo  $\alpha = 0.5$ . Col. (10): Flusso integrato a 1.4 GHz corretto per redshift assumendo  $\alpha = 0.5$ . Col. (11): Flusso di picco calcolato a 1.4 GHz corretto per redshift assumendo  $\alpha = 1.0$ . Col. (12): Flusso integrato a 1.4 GHz corretto per redshift assumendo  $\alpha = 1.0$ .

### 3.1.2 Calcolo delle densità di flusso

Per l'analisi oggetto di questa tesi è richiesta la densità di flusso a 5 GHz, corrispondente a una lunghezza d'onda di 6 cm. Dopo ricerche approfondite sul portale [VizieR](#), si è riscontrata l'assenza di un catalogo che rispondesse esattamente a questa lunghezza d'onda radio. Il primo catalogo radio *full sky* a 5 GHz, *The VLA Sky Survey* (VLASS) è stato cominciato proprio nel Settembre 2017 ([Lacy et al., 2016](#)), il programma di osservazioni prevede di coprire l'80% del cielo con una risoluzione di 2.5 arcsec.

Questa prima fase di elaborazione è stata molto complicata in quanto è stato necessario scegliere come procedere per l'identificazione del flusso a 5 GHz, che compare al numeratore della definizione del parametro di radio brillantezza.

Inizialmente si è ritenuto opportuno ricavare il flusso, per gli stessi 69 oggetti, sfruttando il catalogo Lahateenmaki a 37 GHz in modo da calcolare l'indice spettrale tra questi due valori del flusso radio (FIRST e Lahateenmaki) e successivamente dedurre quello che doveva essere il valore corrispondente di flusso a 5 GHz. Tuttavia questa tecnica è stata abbandonata a causa della diversità dell'acquisizione del flusso nei due cataloghi, motivo per cui la comparazione degli stessi perdeva di significato. Questa considerazione ha trovato una conferma evidente nel tentativo di calcolare l'indice spettrale, esso infatti prevedeva un aumento di flusso andando verso frequenze via via più alte, mentre la previsione classica per lo spettro di potenza delle galassie attive ha una pendenza decrescente verso frequenze più alte. Si ritiene che questo problema nasca dalla non simultaneità delle osservazioni in alta frequenza, tipicamente effettuate in risposta ad un repentino aumento di luminosità, detto *flare*. I diagrammi delle osservazioni contenuti in [Planck Collaboration \(2016\)](#) mostrano come, nella maggior parte dei casi in cui si dispone di frequenze osservate quasi simultaneamente, la pendenza dello spettro è in accordo con le aspettative.

Per tale ragione si è pensata una procedura alternativa che permettesse di estrapolare il flusso a 5 GHz. Noto un punto sullo spettro e assumendone una specifica forma, è possibile determinarne il valore ad un'altra frequenza. Se per lo spettro si assume una legge di potenza nella forma:

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (3.3)$$

in termini logaritmici, si ha:

$$\log F_{\nu_2} - \log F_{\nu_1} = -\alpha (\log \nu_2 - \log \nu_1) \quad (3.4)$$

dove  $\nu_1$  e  $\nu_2$  sono due frequenze arbitrarie. Adottando questa notazione, quando l'indice spettrale  $\alpha$  è positivo, la densità di flusso  $F_\nu$  della sorgente decresce all'aumentare della frequenza.

Dal momento che l'indice spettrale non è in generale noto, si è scelto di calcolare il flusso a 5 GHz assumendo 3 valori indicativi, precisamente  $\alpha = 0.0, 0.5, 1.0$ , in modo da estrapolare il flusso a 5 GHz, partendo dall'emissione a 1.4 GHz, sfruttando la formula 3.2, in una scrittura più conveniente:

$$\log F_{\nu_5} = -\alpha \cdot (\log \nu_5 - \log \nu_{1.4}) + \log F_{\nu_{1.4}} \quad (3.5)$$

dove  $F_{\nu_5}$  rappresenta il flusso a 5 GHz,  $\nu_5$  la frequenza di 5 GHz,  $\nu_{1.4}$  la frequenza di 1.4 GHz e  $F_{\nu_{1.4}}$  il flusso a 1.4 GHz. Anche il calcolo del flusso è stato effettuato adoperando un apposito codice, riportato integralmente in appendice B.3, ottenendo automaticamente i valori di interesse per tutti i 69 oggetti nell'assunzione dei diversi indici spettrali. I valori adottati per l'indice spettrale sono valori caratteristici di galassie attive il cui spettro di potenza risulta essere rispettivamente: piatto o altresì *flat spectrum* ( $\alpha = 0.0$ ), di caratteristiche intermedie ( $\alpha = 0.5$ ) e ripido (*steep spectrum*) ( $\alpha = 1.0$ ).

## 3.2 Ottico

### 3.2.1 Conversione spettri per IRAF

Una volta ottenuti i valori del flusso radio a 5 GHz è necessario ricavare la densità di flusso del continuo nelle lunghezze d'onda ottiche a 4400 Å. La misura dell'intensità del continuo si è ottenuta dagli spettri ottici usando IRAF, un programma di riduzione e analisi delle immagini che fornisce un'ampia gamma di strumenti per l'elaborazione delle immagini e degli spettri prodotto da *National Optical Astronomy Observatories*.

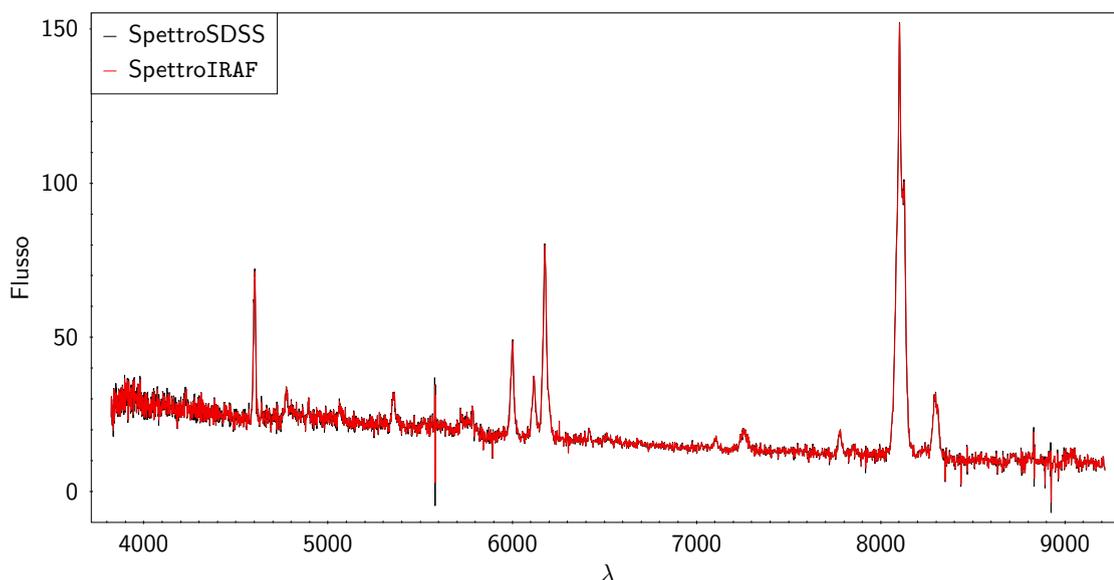
Una serie di passaggi hanno permesso di ricavare la misura del flusso. Dapprima sono stati scaricati gli spettri ottici dal portale SLOAN andando ad inserire le coordinate di ciascun oggetto, usando la Data Release 14 [DR14], il catalogo più recente e più aggiornato, nonostante gli oggetti del campione iniziale siano stati identificati usando la DR7 come si legge in Cracco et al. (2016). Ciò si è reso necessario per uniformarsi al cambiamento nella struttura dei dati pubblicati dalla SDSS nelle versioni più recenti.

Nella Sloan Digital Sky Survey gli spettri per molti oggetti vengono acquisiti simultaneamente; ciò è possibile perché gli spettrografi sono connessi attraverso delle fibre ottiche a una piastra in alluminio sul piano focale del telescopio. La piastra è costruita in modo che i fori siano collocati nelle stesse posizioni degli oggetti di cui si intende raccogliere lo spettro, e quindi è unica per ogni regione di cielo. Con questo accorgimento ogni spettro può quindi essere identificato tramite tre numeri: *Plate*, *MJD* e *FiberID*. Rispettivamente sono: un numero intero che indica quale piastra della SDSS è stata usata per raccogliere lo spettro; un intero indicante la data Giuliana modificata della notte in cui è stata condotta l'osservazione, e siccome alcuni oggetti sono stati osservati in più notti, allora ogni singola osservazione ha un valore diverso per MJD; e un intero per il numero della fibra.

Direttamente online è possibile vedere un'anteprima della forma dello spettro di cui si scarica il formato FITS. Il formato con cui vengono scaricati gli spettri non è direttamente leggibile da IRAF. I dati contenuti fino alla Data Release 7 della *Sloan Digital Sky Survey* hanno un formato compatibile con le funzionalità di IRAF, mentre gli spettri a partire dalla DR9 rispettano un nuovo standard chiamato *spec file*. In esso, la lunghezza d'onda, il flusso

e altri dati sono memorizzati in una tabella binaria FITS. La capacità di contenuti di questo nuovo tipo di file è molto superiore rispetto ai vecchi *spSpec* file. Tuttavia per estrarre e tracciare gli spettri dai *spec* file in IRAF è necessario installare il pacchetto STSDAS per la lettura delle tabelle. Questo pacchetto contiene un varietà di funzionalità riguardanti le tabelle, ad esempio l'ordinamento, la ricerca, la tracciabilità, e la conversione da e in FITS, Hodge (1996). Il file che viene scaricato contiene diverse sezioni, tra le quali la prima è generalmente un'immagine, mentre le altre possono essere tabelle di diverso tipo. Gli spettri che vengono scaricati sono già calibrati in flusso e lunghezza d'onda. Inoltre i dati SDSS descrivono le righe spettrali usando le lunghezze d'onda nel vuoto. In ogni caso le lunghezze d'onda delle transizioni atomiche solitamente sono catalogate nel sistema di temperatura e pressione standard [S.T.P.]. Quindi per riconoscere e associare le righe spettrali con le transizioni atomiche corrispondenti si richiede la conversione dei dati SDSS ai valori equivalenti nel sistema standard. La costante adottata per la conversione delle lunghezze d'onda tra aria e vuoto è data in Morton (1991). Il file scaricato è così corretto. Attraverso un apposito codice, i FITS sono stati convertiti in un formato leggibile da IRAF. Ognuno di questi file FITS contiene due colonne, la prima rappresenta la lunghezza d'onda e la seconda descrive invece la densità di flusso corrispondente.

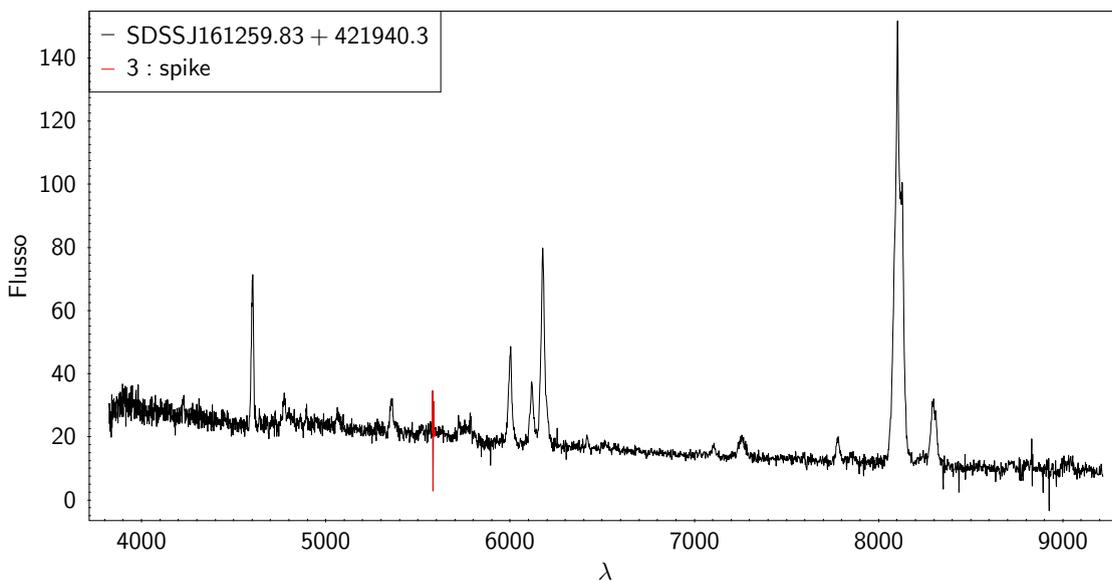
Per accertarsi della fedeltà nella conversione degli spettri da un formato all'altro è stata effettuata la sovrapposizione dei dati prima e dopo la procedura. Nell'immagine 3.2 è verificata la buona conversione. Il primo passo per l'analisi degli spettri delle 69 NLS1



**Figura 3.2:** Nell'asse delle ascisse è presente la lunghezza d'onda in angstrom, nelle ordinate il flusso in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . In nero è stampato lo spettro che è stato scaricato dalla SLOAN, a cui è stato sovrapposto lo spettro in rosso convertito tramite la macro che è stata fornita dal gruppo di ricerca. Dalla sovrapposizione dei dati si deduce come la conversione rispetti il formato originale.

identificate in radio è consistito nel controllo della presenza dei cosiddetti *spike*, ovvero disturbi presenti in una regione molto stretta dello spettro, dovuti ad un difetto sulla superficie rivelatrice del CCD impiegato insieme allo spettrografo, o agli effetti di un raggio cosmico non adeguatamente rimosso. Difetti comuni del rivelatore si incontrano nella disuniforme sensibilità tra colonne di pixel adiacenti oppure in gruppi di pixel contaminati da esposizioni multiple. Questi difetti producono quindi righe nello spettro, il cui pattern

non compromette la qualità delle osservazioni quando esso viene riconosciuto. La correzione si effettua modificando lo spettro nella regione interessata attraverso una funzionalità di IRAF. Visivamente quindi si osservano righe molto strette in assorbimento o in emissione più intense del rumore, e generalmente sempre più deboli delle principali righe di emissione caratteristiche. Esse si trovano in posizioni non associate a righe conosciute dello spettro o eventualmente sovrapposte a queste, ma in una configurazione riconoscibile. Nell'immagine 3.3 si mostra un esempio di questa situazione che si è presentata durante l'analisi degli spettri del campione. È mostrato lo spettro relativo all'oggetto SDSS J161259.83+421940.3. Si noti la riga di colore rosso a  $\lambda = 5579 \text{ \AA}$ , caso molto evidente di *spike*.



**Figura 3.3:** Nell'asse delle ascisse è presente la lunghezza d'onda in angstrom, nelle ordinate il flusso in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . Si vede un esempio di *spike* evidenziato con colore rosso, riga che evidentemente non è propria dello spettro, ma prodotta a causa di pixel difettosi sulla superficie del sensore usato per l'acquisizione degli spettri.

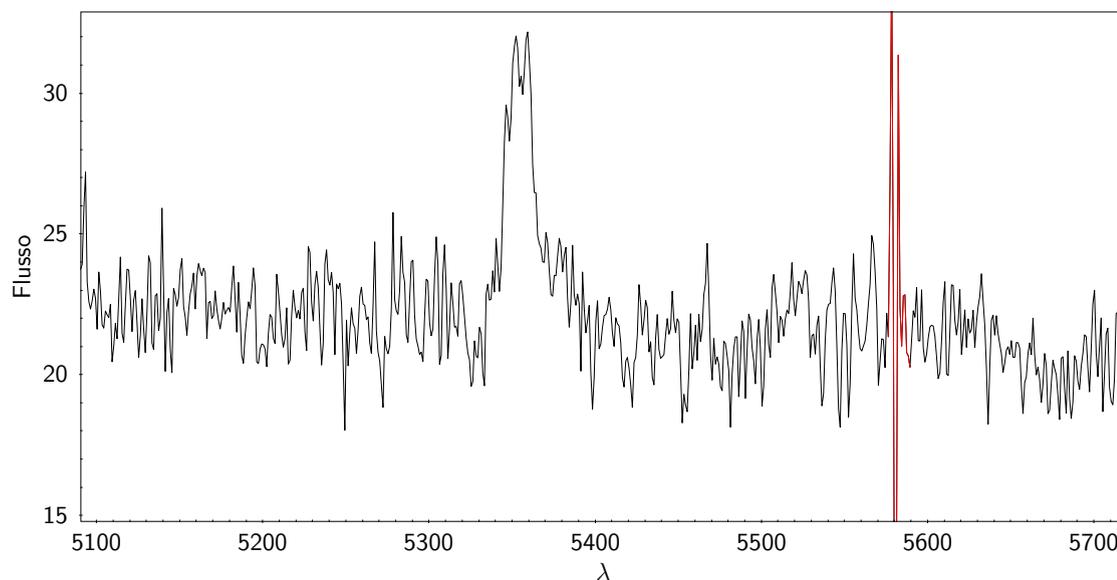
In un ingrandimento, in Figura 3.4, è possibile apprezzare la conformazione di questi difetti nello spettro.

In vista della misurazione del continuo, qualora uno *spike* cadesse nelle immediate vicinanze di  $4400 \text{ \AA}$ , è necessario procedere alla correzione manuale dello spettro, interpolando tramite IRAF un segmento vincolato dai dati raccolti alle due estremità dello *spike* (Figura 3.5).

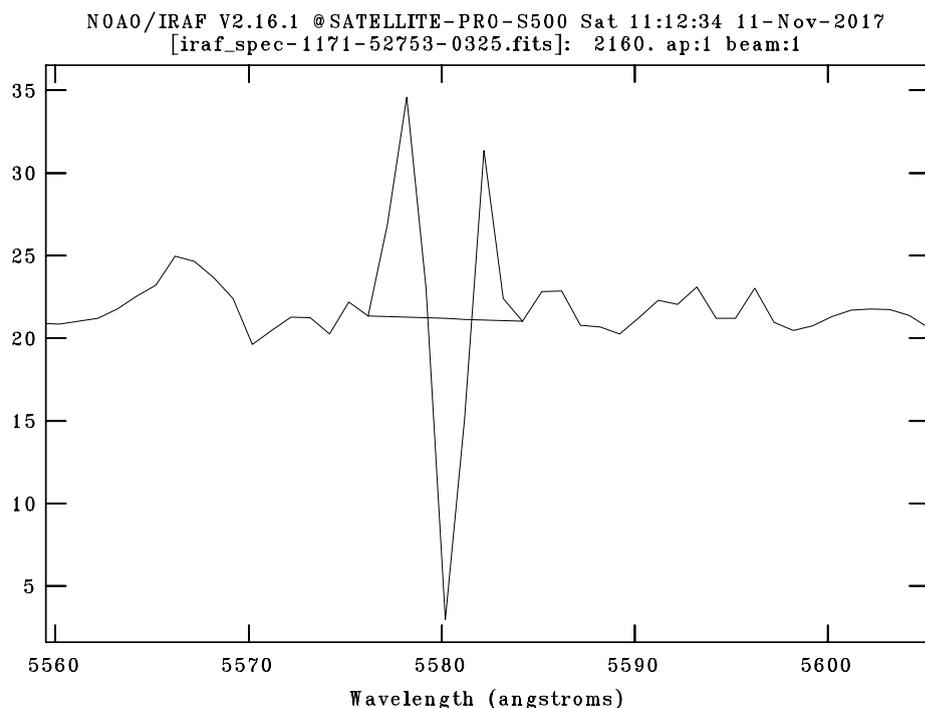
Gli spettri così preparati sono pronti per essere analizzati, ma, prima di poter effettuare delle misure, è necessario riportarli al sistema di riferimento di emissione, rimuovendo gli effetti di estinzione Galattica e redshift. Importante è l'ordine con cui si va a correggere gli spettri per questi due effetti. Infatti è necessario correggere prima per gli effetti dovuti alla nostra Galassia e solo successivamente si corregge per il redshift cosmologico. La polvere, che agisce nell'ottico, si mescola con l'idrogeno neutro che invece agisce nelle lunghezze d'onda dell'ultravioletto e dei raggi X. Si comincia dunque con la correzione per estinzione.

### 3.2.2 Correzione per estinzione galattica

In astronomia, per estinzione si intende l'assorbimento e lo scattering di radiazione per la presenza di polvere e gas frapposti tra la sorgente emittente e l'osservatore. L'estinzione è



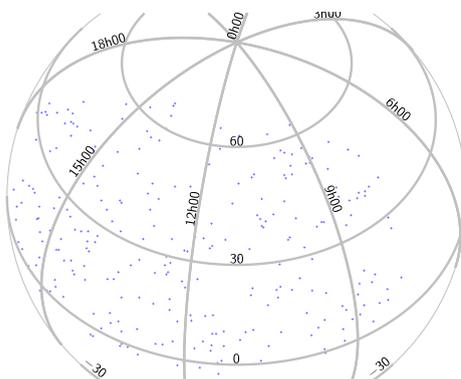
**Figura 3.4:** Nell'asse delle ascisse è presente la lunghezza d'onda in angstrom, nelle ordinate il flusso in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . Lo zoom nell'asse delle lunghezze d'onda consente di notare lo *spike* di colore rosso, che sarà successivamente rimosso forzando l'interpolazione dello spettro attraverso la funzionalità di IRAF richiamata tramite il tasto x.



**Figura 3.5:** Nell'asse delle ascisse è presente la lunghezza d'onda in angstrom, nelle ordinate il flusso in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . L'interpolazione lineare consente di recuperare lo spettro attraverso la sostituzione dello *spike* con un segmento che collega i due punti dello spettro appena prima e subito dopo. Ciò comporta una modifica allo spettro e ad eventuali misure di flusso.

stata documentata a partire dal 1930 quando Trumpler affrontò il problema dell'assorbimento della luce nel sistema galattico, (Trumpler, 1930). In quegli anni già si distingueva tra assorbimento generale, selettivo e monocromatico intendendo mettere in luce le differenze di questi effetti sugli spettri; era già stato ipotizzato che l'estinzione agisse sul colore in modo diverso a seconda della lunghezza d'onda.

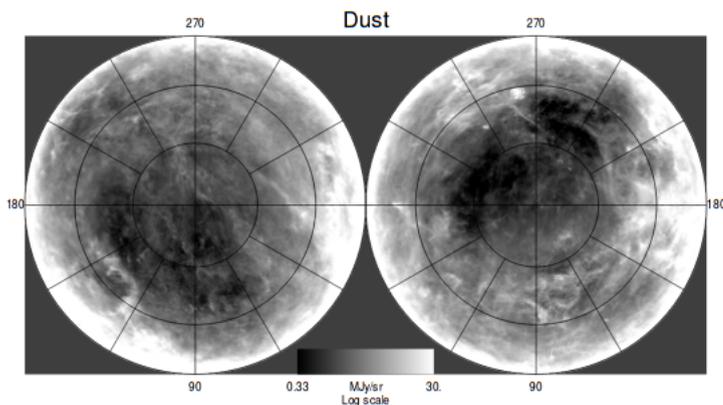
Verso la metà del secolo scorso sono stati notati gli effetti sugli spettri e associati alla presenza di polveri e gas all'interno della Galassia, di cui le prime principalmente concentrate sul piano galattico. Oggi è risaputo come nelle bande ottica e infrarossa, l'estinzione agisca prevalentemente sulle lunghezze d'onda minori rispetto a quelle maggiori. In questo senso l'osservazione del centro della Galassia è ostacolata dalla presenza di polvere che agisce da assorbitore della maggior parte dei fotoni ottici. Nelle frequenze infrarosse invece è possibile osservare le stelle più vicine al centro. Poiché l'estinzione agisce in modo differenziale sulle lunghezze d'onda, l'effetto complessivo sarà un'alterazione del colore delle sorgenti stesse che sono oggetto dell'osservazione. L'effetto è evidente in corrispondenza delle bande di polvere di galassie perché la luce non solo viene attenuata, ma il colore che viene misurato risulta arrossato, da qui il termine *reddening*. L'estinzione dunque modifica la forma dello spettro della sorgente osservata. Si faccia riferimento allo studio condotto nella tesi *Sorgenti Gamma nel Lockman Hole*, (2015), dove si è studiata la densità di colonna nella regione del *Lockman hole*, direzione privilegiata attraverso cui poter osservare sorgenti extragalattiche con un contributo minimo all'estinzione grazie alla bassa densità di colonna di idrogeno neutro. Tale regione occupa una posizione molto alta in latitudine galattica ed ha una densità di idrogeno inferiore al resto del cielo Lockman et al. (1986). Nella Figura 3.6 si vuole mostrare in modo chiaro come le dimensioni di questa regione siano molto piccole e come invece la distribuzione delle sorgenti appartenenti al campione iniziale sia ampia.



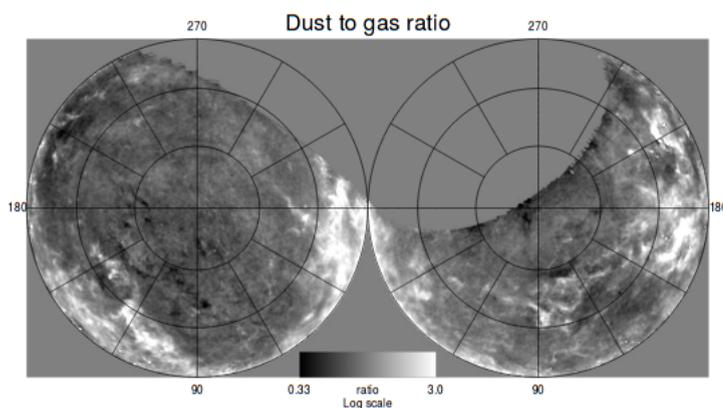
**Figura 3.6:** In figura sono rappresentate con punti blu le posizioni delle sorgenti contenute nel campione iniziale, e la vista è centrata sulle coordinate del Lockman hole,  $\alpha = 10^h 45' 00''$ ,  $\beta = +58^\circ 00' 00''$  (in coordinate galattiche:  $l = 150^\circ$ ,  $b = +53^\circ$ ). Questa regione è conosciuta per essere una delle regioni di cielo con la densità di idrogeno neutro più bassa e di conseguenza soggetta ad un minimo effetto di estinzione.

Per stimare gli effetti dell'estinzione, sono state condotte molte survey per mappare la presenza di idrogeno neutro all'interno della Galassia, il principale responsabile per l'assorbimento di radiazione. Tali mappe sono quasi del tutto coincidenti con la distribuzione delle polveri galattiche. Nonostante la maggior concentrazione delle polveri sia sul piano galattico, dei lunghi filamenti sono presenti anche ad alte latitudini, si veda la Figura 3.7.

Inoltre è possibile avere anche un confronto del rapporto tra polvere e gas nella Figura 3.8.



**Figura 3.7:** Mappa *full sky* delle polveri dei poli Galattici nord e sud, tratta da [Schlegel et al. \(1998\)](#)

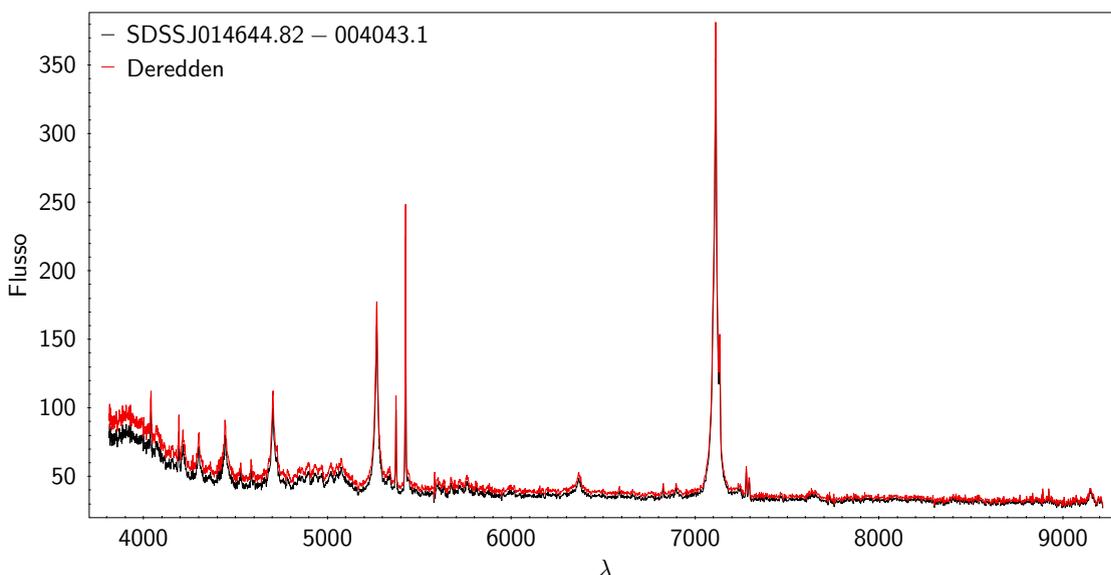


**Figura 3.8:** Mappa *full sky* del rapporto tra la polvere e il gas dei poli Galattici nord e sud, tratta da [Schlegel et al. \(1998\)](#)

Nel caso specifico affrontato in questa tesi per correggere l'estinzione galattica si sono ricavati i valori di estinzione corrispondenti a ciascun oggetto dal portale NED, Nasa Extra Galactic Database. Interrogando il database in funzione delle coordinate di ciascun oggetto è possibile ottenere gli assorbimenti in magnitudini di Landolt, ricavando il parametro  $A(V)$  l'assorbimento totale in magnitudine nella banda V, vengono utilizzati nella funzionalità `deredden` di IRAF per operare la correzione per arrossamento degli spettri ottici. In tabella sono riportate le magnitudini di correzione per ciascuna coppia di coordinate. Completata la ricerca di tali magnitudini, riportate nella colonna 6 della tabella che si trova in appendice A, viene richiamato all'interno di IRAF il comando `deredden`, appartenente al pacchetto `noao.oned` che prende in input gli spettri e li corregge per estinzione interstellare usando la funzione empirica di estinzione selettiva costruita da [Cardelli et al. \(1989\)](#). Tale funzione richiede due parametri in input: il valore dell'estinzione assoluta a  $5550 \text{ \AA}$  nella banda V,  $A(V)$ , ed il rapporto  $R(V)$  dell'estinzione rispetto all'eccesso di colore tra  $4350 \text{ \AA}$  e  $5550 \text{ \AA}$ , ovvero  $E(B-V)$ . In questa analisi si è assunto che  $R(V)$  avesse il valore tipico dell'estinzione media interstellare,  $R(V) = 3.1$ .

Dal confronto dello spettro della sorgente SDSS J014644.82-004043.1, caratterizzata da una magnitudine di estinzione pari a  $A(V) = 0.237 \text{ mag}$  (la massima tra gli oggetti del campione e quindi quella che mostra l'erosione più marcata dello spettro nelle lunghezze

d'onda del blu per effetto dell'estinzione galattica), mostrato in Figura 3.9 prima e dopo la *dereddening*, è ben visibile la natura di questa correzione.



**Figura 3.9:** Negli assi in ordinata è rappresentato il flusso e in ascissa le lunghezze d'onda. Si noti il confronto tra lo spettro dello stesso oggetto prima della correzione per estinzione, di colore nero, e dopo la correzione, di colore rosso. Si noti che alle lunghezze d'onda più piccole, la correzione risulta essere molto più importante rispetto alle lunghezze d'onda rosse.

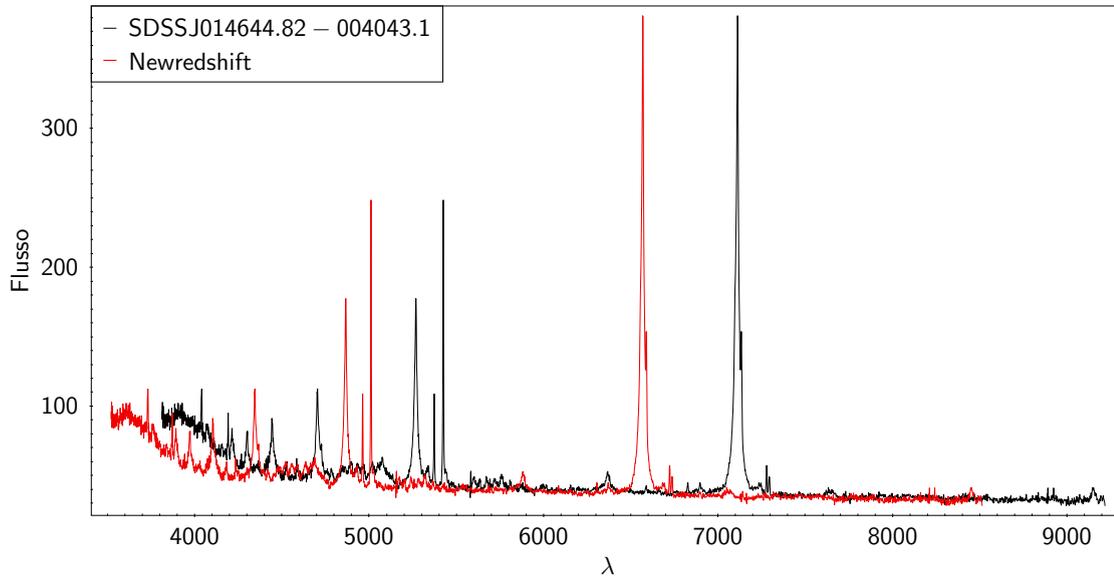
In conclusione, come ci si aspettava, l'effetto dell'arrossamento è più forte alle lunghezze d'onda blu nel range ottico e vicino infrarosso. Infatti come si può vedere lo spettro di colore rosso appare avere un flusso più intenso a  $\lambda < 6000 \text{ \AA}$  proprio per effetto della correzione che va a ristabilire quello che era il flusso originale emesso dalla sorgente prima di attraversare il mezzo interstellare nella nostra Galassia.

### 3.2.3 Correzione per redshift

Il valore del redshift per ciascuna sorgente del campione è stato fornito insieme alle coordinate iniziali e sarà il parametro che la funzionalità `newredshift` di IRAF prenderà in input per correggere gli spettri. Questo pacchetto, contenuto in `stsdas`, si occupa di cambiare la scala delle lunghezze d'onda dello spettro, spostandole dal valore di redshift catalogato a un altro valore che viene assegnato, in questa analisi  $z = 0$  cioè il valore corrispondente al sistema di riferimento di emissione dello spettro. In input viene dato lo spettro appena corretto per arrossamento insieme al valore di redshift `oldz` e il nuovo valore di redshift a cui si vuole portare lo spettro `newz`. In output viene restituito un nuovo spettro riportato al sistema di riferimento proprio di emissione. In Figura 3.10 si può vedere il risultato complessivo grazie alla sovrapposizione tra lo spettro corretto per arrossamento e quello corretto anche per redshift. Anche in questo passaggio è stato scritto uno `script` al fine di automatizzare su tutto il campione la configurazione del comando `newredshift`.

### 3.2.4 Misura del flusso del continuo

Le procedure fin qui descritte hanno predisposto gli spettri alla misura del flusso del continuo a  $4400 \text{ \AA}$ , con l'eccezione della stima del contributo dovuto ai multipletti di righe del Fe II. È risaputo, infatti, che le NLS1 presentano un continuo generalmente più ripido



**Figura 3.10:** Negli assi in ordinata è rappresentato il flusso e in ascissa le lunghezze d’onda. Gli spettri in figura si riferiscono all’oggetto SDSS J161259.83+421940.3. Lo spettro di colore nero è lo spettro corretto per arrossamento ma non ancora per redshift, mentre allo spettro rosso è stata applicata la correzione per redshift. L’effetto di questa correzione consiste nel trasformare la scala di lunghezze d’onda osservate ( $\lambda_{oss}$ ) in una scala di lunghezze d’onda proprie ( $\lambda_{em}$ ) secondo la relazione  $\lambda_{em} = \lambda_{oss}/(1+z)$ , dove  $z$  è per l’appunto il redshift della sorgente.

delle altre Seyfert 1 ed intense righe di Fe II, il cui contributo nella stima della radio brillantezza verrà analizzato a parte.

La misura del continuo di ciascun spettro è stata ottenuta tramite la funzionalità `splot` di IRAF, una funzionalità interattiva per l’analisi e la visione degli spettri. Preparato lo spettro, il task permette di ottenere una statistica della regione attorno al cursore per ciascun oggetto: il valore del continuo [avg], lo scarto quadratico medio [rms] e il rapporto segnale-rumore [snr]. Il valore del flusso del continuo a 4400 Å è stato valutato prendendo un intervallo di lunghezze d’onda di ampiezza pari a 30 Å centrato su 4400 Å. Tale intervallo viene scelto in modo tale da non includere forti righe di emissione, al fine di evitare una sovrastima dell’intensità del continuo. I valori ottenuti sono stati riportati in tabella 3.3.

**Tabella 3.3:** Misura del continuo a 4400 Å

Misura del continuo			
SDSS ID	avg	rms	snr
(1)	$10^{-17} \cdot \frac{erg}{cm^2s}$	(3)	(4)
J014644.82-004043.1	53.40	1.433	37.27
J225452.22+004631.3	78.28	1.387	56.45
J073623.13+392617.7	130.40	0.993	131.24
J025105.28-070230.1	13.65	1.463	9.33
J080409.24+385348.8	41.74	0.435	95.96
J221918.53+120753.1	77.91	1.964	39.67
J030639.58+000343.2	70.33	1.552	45.32
J075245.60+261735.7	86.68	2.500	34.67
J133724.32+600541.7	14.36	0.788	18.23
J120700.30-021927.1	14.74	0.738	19.98
J144012.74+615633.0	66.21	1.942	34.09
J114954.98+044812.8	41.23	1.222	33.74
J134206.56+050523.8	40.46	0.380	106.33

Continua alla pagina successiva

Tabella3.3 – continuazione della pagina precedente

Misura del continuo			
SDSS ID	avg	rms	snr
J162750.54+473623.5	49.18	0.699	70.36
J094842.67+502931.4	118.5	3.244	36.52
J171930.56+293412.8	22.64	0.708	31.96
J214054.55+002538.1	122.50	3.269	37.47
J075101.42+291419.1	110.90	2.825	39.25
J095833.94+560224.4	14.72	0.699	21.02
J101645.11+421025.5	182.30	5.055	36.07
J112813.02+102308.3	144.80	4.269	33.93
J135516.56+561244.6	89.45	1.674	53.43
J103438.59+393828.2	90.91	3.511	25.89
J103604.66+412517.8	24.67	1.162	21.24
J103859.58+422742.2	40.37	1.469	27.49
J111239.56+454141.3	32.33	1.599	20.22
J134243.57+464224.0	44.12	1.588	27.79
J131510.07+432547.0	47.34	1.703	27.80
J112014.85+063341.1	15.65	0.871	17.98
J105007.75+113228.6	180.20	2.179	82.73
J144825.09+355946.6	88.79	2.112	42.04
J150740.92+445331.5	14.66	0.602	24.36
J113655.95+343237.0	36.11	1.146	31.51
J133205.28+312736.4	130.90	5.216	25.10
J132255.43+080941.6	200.80	4.77	42.10
J085045.32+172002.8	15.21	0.802	18.96
J083615.37+155409.8	20.09	1.080	18.60
J120945.20+321701.1	56.48	1.662	33.98
J095707.16+243316.1	72.51	1.978	36.67
J140827.82+240924.6	85.27	1.671	51.02
J135852.00+251140.2	55.49	1.503	36.91
J135845.38+265808.4	13.73	0.533	25.77
J144240.79+262332.5	67.65	2.489	27.18
J145108.76+270926.9	486.30	10.450	46.56
J121830.84+183458.2	39.98	1.585	25.22
J131156.15+064858.3	38.95	1.359	28.67
J132046.67+210846.4	40.21	1.527	26.34
J140259.03+172056.0	79.54	2.465	32.27
J140621.89+222346.5	171.30	6.825	25.10
J140234.44+215951.5	103.00	2.367	43.53
J144156.56+160421.1	22.07	0.943	23.41
J171304.46+352333.5	101.30	4.517	22.44
J013859.33+132108.2	14.99	1.058	14.17
J093609.13-002639.7	21.12	1.583	13.34
J133138.03+013151.6	34.50	1.582	21.81
J081849.26+383416.1	30.06	1.027	29.27
J113320.91+043255.1	18.77	0.928	20.23
J140914.35+565625.7	18.39	1.054	17.45
J091313.72+365817.2	37.37	2.002	18.67
J110333.00+083449.0	19.17	0.858	22.34
J143952.91+392358.9	25.98	0.645	40.27
J155909.63+350147.5	297.70	11.000	27.07
J160508.87+323921.4	34.21	1.340	25.53
J115523.74+150756.9	31.43	1.131	27.78
J160831.56+070818.2	12.60	0.904	13.94
J155520.18+211914.7	11.67	0.899	12.97
J102258.20+202237.9	28.23	1.145	24.66
J144431.62+153643.2	81.31	2.976	27.32
J161259.83+421940.3	21.96	1.025	21.43

**Note.** Col. (1): nome identificativo SDSS. Col. (2): valore medio del continuo. Col. (3): scarto quadratico medio. Col. (4): rapporto segnale-rumore.

Per convertire le intensità specifiche misurate negli spettri ottici, espresse in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ , in flussi espressi in unità di frequenza, direttamente confrontabili con le misure effettuate nel dominio radio, si è fatto ricorso alla relazione:

$$F_\lambda d\lambda = F_\nu d\nu \quad (3.6)$$

$$F_\nu = F_\lambda \left. \frac{d\lambda}{d\nu} \right|_{4400} \quad (3.7)$$

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = \left| \frac{c}{\nu_{4400}^2} \right| = 6.46 \cdot 10^{-29} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s Hz}} \quad (3.8)$$

$$1 \text{ mJy} = 10^{-26} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s Hz}} \quad (3.9)$$

$$F_\nu = F_\lambda \cdot 6.46 \cdot 10^{-3} \text{ mJy} \quad (3.10)$$

Dove  $F_\lambda$  è il valore di flusso medio, misurato tramite IRAF. Una volta calcolato il valore corrispondente del flusso in mJy per ciascun oggetto, sono stati calcolati i valori del parametro di radio brillantezza R come rapporto tra i valori del flusso in radio e in ottico riportati in tabella 4.1.

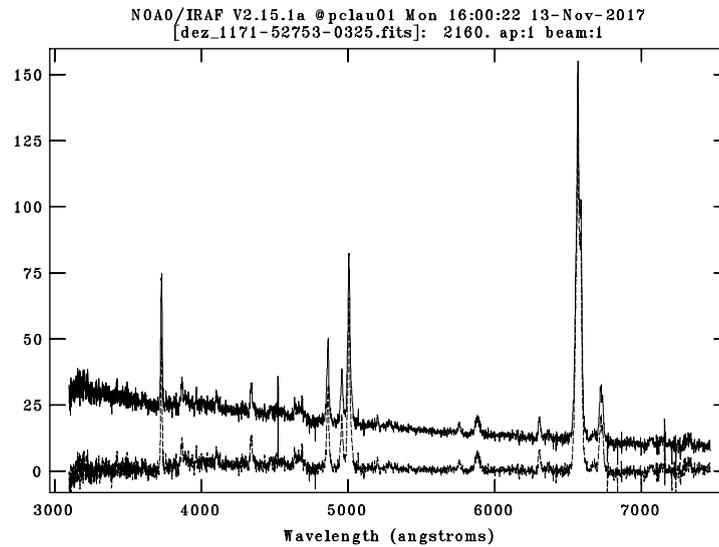
I risultati ottenuti sono stati utilizzati per calcolare la radio brillantezza, nell'assunzione che l'emissione radio segua una legge di potenza con indice spettrale  $\alpha = 0.0, 0.5, 1.0$ . I valori ricavati sono elencati nella tabella 4.1.

### 3.2.5 Sottrazione delle righe del ferro

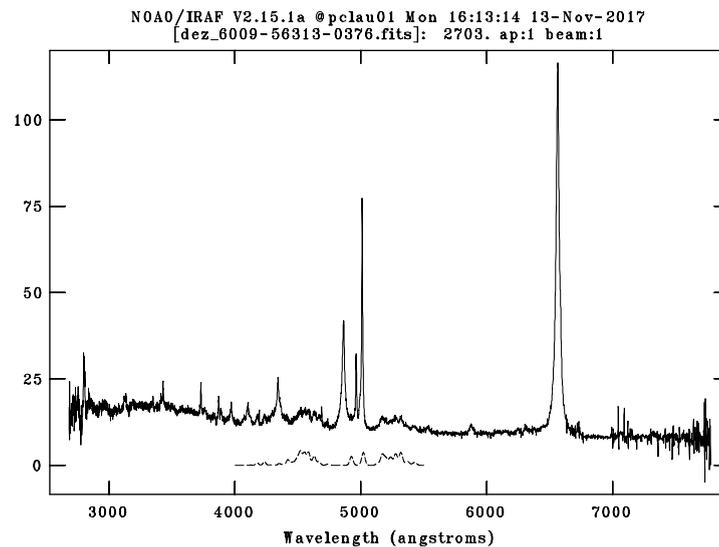
Come preannunciato all'inizio della sezione precedente, lo spettro visibile delle NLS1 può contenere importanti contributi da parte delle righe di Fe II che, se non opportunamente considerati, rischiano di indurre una sovrastima del continuo, alterando le proprietà statistiche del campione. Per valutare l'entità del fenomeno, si è scelto di ripetere le determinazioni di intensità del continuo, sottraendo dagli spettri le righe del ferro.

Per la sottrazione del ferro è necessario isolare le righe di emissione degli spettri usando il task `splot` di IRAF che permette diverse operazioni, tra cui la normalizzazione, l'interpolazione, e la sottrazione del continuo che richiamata tramite il tasto “-”, Figura 3.11. Il pacchetto si occupa di interpolare il continuo usando l'algoritmo ICFIT. Tipicamente è possibile scartare in modo interattivo le righe spettrali dal fit, così da ottenere una soluzione ottimale per il continuo. La procedura consiste nel definire manualmente gli intervalli di lunghezza d'onda, su cui calcolare l'interpolazione, evitando regioni caratterizzate dalla presenza di intense righe spettrali o di elevato rumore. Gli intervalli di sensibilità sono creati in modo opportuno, andando a prendere delle regioni molto strette dello spettro che corrispondono allo spazio alla base tra le righe più intense dello spettro. In generale sono stati scelti come intervalli il continuo tra le righe H $\beta$  e del Fe II, tra l'H $\alpha$  e lo [SII], cercando ovviamente di includere le estremità dell'intervallo di copertura spettrale, ma tenendo anche conto dei problemi derivanti dalla minore sensibilità della strumentazione a piccole lunghezze d'onda e dalla presenza del *Big Blue Bump*, che, in alcuni casi, rende estremamente complessa l'interpolazione della parte blu dello spettro. Per la stima del contributo del ferro, è fondamentale che il continuo sia circa zero, in modo che le righe e i multipletti di Fe II risultino bene isolati, e che non siano erroneamente portati a valori negativi, che renderebbero impossibile la convergenza dell'interpolazione numerica.

A questo punto, gli spettri a cui è stato sottratto il continuo sono stati usati per interrogare il software online <http://servo.aob.rs/FeIIAGN/> sviluppato da Kovacevic et al. (2010), che permette di ricavare l'intensità dei multipletti di Fe II, attraverso una soluzione iterativa, limitata a 3000 cicli, come suggerito nelle istruzioni consigliate. Lo spettro dell'AGN che viene caricato deve conformarsi ai limiti di lunghezza d'onda previsti dal codice. Inoltre vengono suggeriti dei parametri iniziali da impostare:



**Figura 3.11:** Nell'asse delle ascisse è riportata la lunghezza d'onda in  $\text{\AA}$ , nelle ordinate il flusso in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . Si veda l'effetto della sottrazione del continuo dallo spettro di partenza. Lo spettro tratteggiato, che si trova sul fondo del grafico rappresenta lo spettro a cui è stato sottratto il continuo.



**Figura 3.12:** Nell'asse delle ascisse è riportata la lunghezza d'onda in  $\text{\AA}$ , nelle ordinate il flusso in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . È mostrato il fit (linea tratteggiata) del Fe II calcolato dal portale `servo.aob` sullo spettro che è stato caricato per l'oggetto SDSS J135845.38+265808.4.

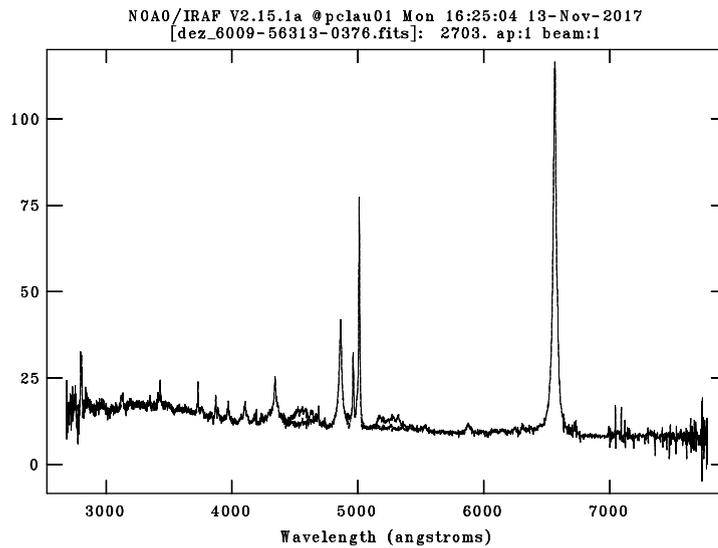
- la temperatura del gas a 10 000 K, la larghezza Doppler delle righe del Fe II a 1500 km/s (che per le NLS1 è più opportuno vincolare a  $1000 \text{ km s}^{-1}$ );
- lo spostamento delle righe del Fe II a 0 km/s perché si assume che tali righe siano originate dalla stessa regione di emissione dello spettro;
- l'intensità delle righe dei gruppi di Fe II, tenendo presente che ogni gruppo contiene diverse righe, con proprietà di transizione comuni (con lo stesso livello di arrivo della

transizione).

Il parametro di intensità rappresenta l'intensità di una delle righe nel gruppo, mentre l'intensità relativa delle altre righe è calcolata usando il modello.

Il file di output consiste in un template del Fe II nell'intervallo di lunghezze d'onda che va da  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$  a  $\lambda = 5500 \text{ \AA}$  sotto forma di uno spettro, che contiene tutti i singoli gruppi di righe del Fe II (F, S, G, P, I Zw 1), le intensità relative di ogni riga del multipletto, ed infine tutti i parametri del fit. Il primo di questi file di output, *Fe II template* può essere usato per sottrarre il ferro dagli spettri corretti per estinzione galattica e per redshift, come mostrato in Figura 3.12.

La sottrazione del contributo del ferro viene effettuata adoperando le funzioni aritmetiche del comando `splot` di IRAF ed il risultato dell'operazione è mostrato in Figura 3.13.



**Figura 3.13:** Nell'asse delle ascisse è riportata la lunghezza d'onda in  $\text{\AA}$ , nelle ordinate il flusso in unità di  $10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . Il grafico mostra il risultato della sottrazione del Fe II per l'oggetto SDSS J135845.38+265808.4.

# Capitolo 4

## Risultati

### 4.1 Caratteristiche radio e ottiche del campione

Ottenuti tutti i flussi richiesti per calcolare il parametro di radio brillantezza secondo la definizione introdotta da [Kellermann et al. \(1989\)](#) si deve convertire il flusso ottico da  $10^{-17} \cdot \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$  a mJy adoperando la relazione 3.10 della sezione 3.2.4. A questo punto si calcola il parametro di radio brillantezza corrispondente facendo il rapporto tra il flusso radio e quello ottico.

Di seguito si riportano le due tabelle riassuntive dei flussi ottici in mJy, dei flussi radio a 5GHz per i tre valori dell'indice spettrale ( $\alpha = 0.0$ ,  $\alpha = 0.5$ ,  $\alpha = 1.0$ ), e del corrispondente valore della radio brillantezza. La tabella 4.1 si riferisce al calcolo del parametro di radio brillantezza quando il flusso ottico viene misurato prima della sottrazione del contributo dei multipletti del ferro; mentre in tabella 4.2 il parametro di radio brillantezza è stato ottenuto tramite la misura del flusso ottico a cui è stato sottratto il contributo del ferro. Le sorgenti classificate come radio brillanti vengono evidenziate da righe di colore rosso all'interno di ciascuna tabella. Da questa analisi risulta evidente che il contributo del ferro non è particolarmente rilevante ai fini della definizione di radio-brillantezza, infatti il massimo di variazione percentuale nel flusso ottico è del 8.79%, e questo si ripercuote nel calcolo del valore di radio brillantezza con una variazione pari al 9.2% per  $\alpha = 0.0$ , 4.8% per  $\alpha = 0.5$  e al 2.5% per  $\alpha = 1.0$ . Alcuni oggetti catalogati come radio quieti possono diventare radio brillanti quando il valore di R è molto vicino al limite identificato in [Kellermann et al. \(1989\)](#), e ciò si traduce in un aumento in generale del numero di oggetti radio brillanti quando il contributo del ferro viene trattato per essere rimosso dal continuo ottico. Nel campione qui adottato l'aumento è modesto e differente a seconda dell'indice spettrale considerato: per  $\alpha = 0.0$  si passa da 28 oggetti (contributo del ferro presente) a 29; per  $\alpha = 0.5$  da 9 a 12 oggetti; e infine per  $\alpha = 1.0$  il numero resta invariato.

**Tabella 4.1:** Tabella del flusso ottico, radio e del parametro di radio brillantezza.

Parametro di Radio Brillantezza per $\alpha = 0.0$ , $\alpha = 0.5$ , $\alpha = 1.0$							
SDSS ID	$F_{\text{ott}}$ mJy	$F_{\text{rad}}$ mJy	R	$F_{\text{rad}}$ mJy	R	$F_{\text{rad}}$ mJy	R
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
J014644.82-004043.1	0.345	1.148	3.327	0.607	1.760	0.321	0.932
J225452.22+004631.3	0.506	1.145	2.265	0.606	1.198	0.321	0.634
J073623.13+392617.7	0.842	3.913	4.645	2.071	2.458	1.096	1.301
J025105.28-070230.1	0.088	8.067	91.483	4.269	48.408	2.259	25.615
J080409.24+385348.8	0.270	3.489	12.939	1.846	6.846	0.977	3.623
J221918.53+120753.1	0.503	1.179	2.342	0.624	1.239	0.330	0.656

Continua alla pagina successiva

Tabella4.1 – continuazione della pagina precedente

Parametro di Radio Brillanza per $\alpha = 0.0$ , $\alpha = 0.5$ , $\alpha = 1.0$							
SDSS ID	$F_{\text{ott}}$	$F_{\text{rad}}$	R	$F_{\text{rad}}$	R	$F_{\text{rad}}$	R
J030639.58+000343.2	0.454	3.632	7.995	1.922	4.230	1.017	2.238
J075245.60+261735.7	0.560	1.190	2.126	0.630	1.125	0.333	0.595
J133724.32+600541.7	0.093	6.157	66.370	3.258	35.120	1.724	18.584
J120700.30-021927.1	0.095	1.753	18.414	0.928	9.744	0.491	5.156
J144012.74+615633.0	0.428	4.413	10.318	2.335	5.460	1.236	2.889
J114954.98+044812.8	0.266	2.019	7.579	1.068	4.010	0.565	2.122
J134206.56+050523.8	0.261	4.811	18.406	2.546	9.739	1.347	5.154
J162750.54+473623.5	0.318	1.868	5.881	0.989	3.112	0.523	1.647
J094842.67+502931.4	0.766	5.694	7.438	3.013	3.936	1.594	2.083
J171930.56+293412.8	0.146	2.196	15.012	1.162	7.944	0.615	4.203
J214054.55+002538.1	0.791	0.867	1.096	0.459	0.580	0.243	0.307
J075101.42+291419.1	0.716	1.950	2.722	1.032	1.440	0.546	0.762
J095833.94+560224.4	0.095	1.387	14.583	0.734	7.716	0.388	4.083
J101645.11+421025.5	1.178	1.604	1.362	0.849	0.721	0.449	0.381
J112813.02+102308.3	0.935	1.880	2.010	0.995	1.064	0.526	0.563
J135516.56+561244.6	0.578	6.887	11.919	3.644	6.307	1.928	3.337
J103438.59+393828.2	0.587	25.013	42.592	13.236	22.538	7.004	11.926
J103604.66+412517.8	0.159	1.624	10.189	0.859	5.391	0.455	2.853
J103859.58+422742.2	0.261	3.368	12.915	1.782	6.834	0.943	3.616
J111239.56+454141.3	0.209	1.420	6.801	0.752	3.599	0.398	1.904
J134243.57+464224.0	0.285	1.499	5.260	0.793	2.783	0.420	1.473
J131510.07+432547.0	0.306	1.292	4.226	0.684	2.236	0.362	1.183
J112014.85+063341.1	0.101	1.369	13.537	0.724	7.163	0.383	3.790
J105007.75+113228.6	1.164	1.519	1.305	0.804	0.690	0.425	0.365
J144825.09+355946.6	0.574	1.603	2.795	0.848	1.479	0.449	0.782
J150740.92+445331.5	0.095	1.327	14.013	0.702	7.415	0.372	3.924
J113655.95+343237.0	0.233	1.967	8.434	1.041	4.463	0.551	2.362
J133205.28+312736.4	0.846	6.617	7.825	3.501	4.141	1.853	2.191
J132255.43+080941.6	1.297	4.580	3.530	2.423	1.868	1.282	0.989
J085045.32+172002.8	0.098	2.109	21.462	1.116	11.357	0.590	6.009
J083615.37+155409.8	0.130	1.712	13.191	0.906	6.980	0.479	3.694
J120945.20+321701.1	0.365	1.900	5.206	1.005	2.755	0.532	1.458
J095707.16+243316.1	0.468	1.093	2.333	0.578	1.234	0.306	0.653
J140827.82+240924.6	0.551	4.057	7.366	2.147	3.898	1.136	2.062
J135852.00+251140.2	0.358	3.19	8.900	1.688	4.709	0.893	2.492
J135845.38+265808.4	0.089	2.422	27.307	1.282	14.450	0.678	7.646
J144240.79+262332.5	0.437	3.510	8.031	1.857	4.250	0.983	2.249
J145108.76+270926.9	3.141	3.651	1.162	1.932	0.615	1.022	0.325
J121830.84+183458.2	0.258	1.652	6.398	0.874	3.385	0.463	1.791
J131156.15+064858.3	0.252	1.793	7.126	0.949	3.771	0.502	1.995
J132046.67+210846.4	0.260	1.623	6.250	0.859	3.307	0.455	1.750
J140259.03+172056.0	0.514	1.993	3.879	1.055	2.052	0.558	1.086
J140621.89+222346.5	1.107	2.130	1.925	1.127	1.018	0.596	0.539
J140234.44+215951.5	0.665	1.280	1.923	0.677	1.018	0.358	0.538
J144156.56+160421.1	0.143	2.359	16.549	1.249	8.757	0.661	4.634
J171304.46+352333.5	0.654	12.064	18.435	6.383	9.755	3.378	5.162
J013859.33+132108.2	0.097	3.482	35.954	1.842	19.025	0.975	10.067
J093609.13-002639.7	0.136	1.312	9.618	0.694	5.090	0.367	2.693
J133138.03+013151.6	0.223	3.728	16.726	1.972	8.850	1.044	4.683
J081849.26+383416.1	0.194	1.160	5.975	0.614	3.162	0.325	1.673
J113320.91+043255.1	0.121	6.166	50.850	3.263	26.907	1.726	14.238
J140914.35+565625.7	0.119	3.666	30.860	1.940	16.330	1.027	8.641
J091313.72+365817.2	0.241	1.207	5.000	0.639	2.646	0.338	1.400
J110333.00+083449.0	0.124	1.163	9.392	0.615	4.970	0.326	2.630
J143952.91+392358.9	0.168	1.935	11.529	1.024	6.101	0.542	3.228
J155909.63+350147.5	1.923	3.660	1.903	1.937	1.007	1.025	0.533
J160508.87+323921.4	0.221	1.146	5.186	0.606	2.744	0.321	1.452
J115523.74+150756.9	0.203	2.111	10.398	1.117	5.502	0.591	2.911
J160831.56+070818.2	0.081	1.384	17.004	0.732	8.998	0.388	4.761
J155520.18+211914.7	0.075	1.328	17.615	0.703	9.321	0.372	4.932
J102258.20+202237.9	0.182	1.310	7.185	0.693	3.802	0.367	2.012
J144431.62+153643.2	0.525	3.841	7.313	2.033	3.870	1.076	2.048
J161259.83+421940.3	0.142	4.244	29.915	2.246	15.830	1.188	8.376

**Note.** Col. (1): nome identificativo SDSS. Col. (2): Flusso misurato a 4400 Å. Col. (3): Flusso estrapolato a 5 GHz per l'indice spettrale  $\alpha = 0.0$ . Col. (4): Parametro di radio brillantezza per  $\alpha = 0.0$ . Col. (5): Flusso estrapolato a 5 GHz per l'indice spettrale  $\alpha = 0.5$ . Col. (6): Parametro di radio brillantezza per  $\alpha = 0.5$ . Col. (7): Flusso estrapolato a 5 GHz per l'indice spettrale  $\alpha = 1.0$ . Col. (8): Parametro di radio brillantezza per  $\alpha = 1.0$ .

**Tabella 4.2:** Tabella del flusso ottico, radio e del parametro di radio brillantezza con la sottrazione del Fe II.

Parametro di Radio Brillantezza per $\alpha = 0.0, \alpha = 0.5, \alpha = 1.0$							
SDSS ID	$F_{\text{ott}}$ mJy	$F_{\text{rad}}$ mJy	<b>R</b>	$F_{\text{rad}}$ mJy	<b>R</b>	$F_{\text{rad}}$ mJy	<b>R</b>
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
J014644.82-004043.1	0.316	1.148	3.637	0.607	1.925	0.321	1.018
J225452.22+004631.3	0.502	1.145	2.281	0.606	1.207	0.321	0.639
J073623.13+392617.7	0.897	3.913	4.364	2.071	2.309	1.096	1.222
J025105.28-070230.1	0.083	8.067	96.652	4.269	51.143	2.259	27.063
J080409.24+385348.8	0.269	3.489	12.960	1.846	6.858	0.977	3.629
J221918.53+120753.1	0.495	1.179	2.381	0.624	1.260	0.330	0.667
J030639.58+000343.2	0.437	3.632	8.319	1.922	4.402	1.017	2.329
J075245.60+261735.7	0.508	1.190	2.343	0.630	1.240	0.333	0.656
J133724.32+600541.7	0.089	6.157	68.963	3.258	36.492	1.724	19.310
J120700.30-021927.1	0.091	1.753	19.318	0.928	10.222	0.491	5.409
J144012.74+615633.0	0.406	4.413	10.878	2.335	5.756	1.236	3.046
J114954.98+044812.8	0.279	2.019	7.228	1.068	3.825	0.565	2.024
J134206.56+050523.8	0.272	4.811	17.714	2.546	9.373	1.347	4.960
J162750.54+473623.5	0.307	1.868	6.092	0.989	3.224	0.523	1.706
J094842.67+502931.4	0.748	5.694	7.611	3.013	4.028	1.594	2.131
J171930.56+293412.8	0.140	2.196	15.655	1.162	8.284	0.615	4.383
J214054.55+002538.1	0.806	0.867	1.076	0.459	0.570	0.243	0.301
J075101.42+291419.1	0.675	1.950	2.889	1.032	1.529	0.546	0.809
J095833.94+560224.4	0.089	1.387	15.657	0.734	8.285	0.388	4.384
J101645.11+421025.5	1.105	1.604	1.452	0.849	0.768	0.449	0.407
J112813.02+102308.3	0.904	1.880	2.081	0.995	1.101	0.526	0.583
J135516.56+561244.6	0.534	6.887	12.888	3.644	6.820	1.928	3.609
J103438.59+393828.2	0.566	25.013	44.216	13.236	23.397	7.004	12.381
J103604.66+412517.8	0.160	1.624	10.172	0.859	5.383	0.455	2.848
J103859.58+422742.2	0.259	3.368	12.986	1.782	6.871	0.943	3.636
J111239.56+454141.3	0.198	1.420	7.169	0.752	3.793	0.398	2.007
J134243.57+464224.0	0.266	1.499	5.626	0.793	2.977	0.420	1.575
J131510.07+432547.0	0.295	1.292	4.379	0.684	2.317	0.362	1.226
J112014.85+063341.1	0.097	1.369	14.058	0.724	7.439	0.383	3.936
J105007.75+113228.6	1.252	1.519	1.213	0.804	0.642	0.425	0.340
J144825.09+355946.6	0.570	1.603	2.813	0.848	1.488	0.449	0.788
J150740.92+445331.5	0.094	1.327	14.148	0.702	7.487	0.372	3.962
J113655.95+343237.0	0.223	1.967	8.841	1.041	4.678	0.551	2.475
J133205.28+312736.4	0.794	6.617	8.334	3.501	4.410	1.853	2.334
J132255.43+080941.6	1.304	4.580	3.511	2.423	1.858	1.282	0.983
J085045.32+172002.8	0.094	2.109	22.529	1.116	11.921	0.590	6.308
J083615.37+155409.8	0.118	1.712	14.490	0.906	7.667	0.479	4.057
J120945.20+321701.1	0.341	1.900	5.569	1.005	2.947	0.532	1.559
J095707.16+243316.1	0.454	1.093	2.408	0.578	1.274	0.306	0.674
J140827.82+240924.6	0.537	4.057	7.557	2.147	3.999	1.136	2.116
J135852.00+251140.2	0.342	3.190	9.320	1.688	4.932	0.893	2.610
J135845.38+265808.4	0.085	2.422	28.512	1.282	15.087	0.678	7.983
J144240.79+262332.5	0.426	3.510	8.242	1.857	4.361	0.983	2.308
J145108.76+270926.9	3.061	3.651	1.193	1.932	0.631	1.022	0.334
J121830.84+183458.2	0.237	1.652	6.985	0.874	3.696	0.463	1.956
J131156.15+064858.3	0.239	1.793	7.494	0.949	3.965	0.502	2.098
J132046.67+210846.4	0.242	1.623	6.700	0.859	3.545	0.455	1.876
J140259.03+172056.0	0.494	1.993	4.035	1.055	2.135	0.558	1.130
J140621.89+222346.5	1.067	2.130	1.997	1.127	1.057	0.596	0.559
J140234.44+215951.5	0.663	1.280	1.929	0.677	1.021	0.358	0.540
J144156.56+160421.1	0.137	2.359	17.164	1.249	9.082	0.661	4.806
J171304.46+352333.5	0.618	12.064	19.523	6.383	10.331	3.378	5.467
J013859.33+132108.2	0.090	3.482	38.579	1.842	20.414	0.975	10.802
J093609.13-002639.7	0.130	1.312	10.072	0.694	5.329	0.367	2.820
J133138.03+013151.6	0.218	3.728	17.113	1.972	9.055	1.044	4.792
J081849.26+383416.1	0.186	1.160	6.241	0.614	3.303	0.325	1.748

Continua alla pagina successiva

Tabella 4.2 – continuazione della pagina precedente

Parametro di Radio Brillanza per $\alpha = 0.0$ , $\alpha = 0.5$ , $\alpha = 1.0$							
SDSS ID	$F_{\text{ott}}$	$F_{\text{rad}}$	<b>R</b>	$F_{\text{rad}}$	<b>R</b>	$F_{\text{rad}}$	<b>R</b>
J113320.91+043255.1	0.121	6.166	51.149	3.263	27.066	1.726	14.322
J140914.35+565625.7	0.110	3.666	33.325	1.940	17.634	1.027	9.331
J091313.72+365817.2	0.236	1.207	5.122	0.639	2.710	0.338	1.434
J110333.00+083449.0	0.118	1.163	9.860	0.615	5.218	0.326	2.761
J143952.91+392358.9	0.160	1.935	12.121	1.024	6.414	0.542	3.394
J155909.63+350147.5	1.870	3.660	1.958	1.937	1.036	1.025	0.548
J160508.87+323921.4	0.213	1.146	5.372	0.606	2.843	0.321	1.504
J115523.74+150756.9	0.210	2.111	10.056	1.117	5.321	0.591	2.816
J160831.56+070818.2	0.078	1.384	17.721	0.732	9.377	0.388	4.962
J155520.18+211914.7	0.064	1.328	20.885	0.703	11.051	0.372	5.848
J102258.20+202237.9	0.176	1.310	7.430	0.693	3.932	0.367	2.080
J144431.62+153643.2	0.510	3.841	7.535	2.033	3.987	1.076	2.110
J161259.83+421940.3	0.124	4.244	34.305	2.246	18.152	1.188	9.605

**Note.** Col. (1): nome identificativo SDSS. Col. (2): Flusso misurato a 4400 Å. Col. (3): Flusso estrapolato a 5 GHz per  $\alpha = 0.0$ . Col. (4): Parametro di radio brillanza per  $\alpha = 0.0$ . Col. (5): Flusso estrapolato a 5 GHz per  $\alpha = 0.5$ . Col. (6): Parametro di radiobrilanza per  $\alpha = 0.5$ . Col. (7): Flusso estrapolato a 5 GHz per  $\alpha = 1.0$ . Col. (8): Parametro di radiobrilanza per  $\alpha = 1.0$ .

## 4.2 Relazione fra massa del buco nero e radio brillanza

Una questione dibattuta riguarda la possibilità dell'esistenza di una relazione tra la massa del buco nero e la sua radio brillanza. In letteratura questo argomento non è stato ancora del tutto chiarito e dunque vi sono pareri discordanti.

Risulta difficile determinare la massa del buco nero usando la dinamica galattica, poiché il nucleo domina sulla luce della galassia ospite nella maggior parte dei casi. Inoltre, essendo i redshift molto alti, le dimensioni angolari della galassia ospite sono piccole. Quindi sono stati sviluppati metodi indiretti per misurare la massa dei buchi neri nei quasar, (Oshlack et al., 2002). Le masse e le dimensioni delle regioni di emissione di righe dei nuclei galattici attivi possono dunque essere misurate grazie a tecniche dette di *reverberation-mapping*, le quali si servono del ritardo del segnale luminoso che raggiunge l'osservatore in tempi diversi a seconda della regione da cui è partito. Secondo questo metodo le variazioni di intensità del continuo luminoso, dopo un certo ritardo, sono riflesse anche nel flusso delle righe in emissione. Il ritardo è interpretato come il tempo impiegato dalla luce per compiere il tragitto tra il nucleo della galassia e le nubi dove originano le righe larghe, e dunque fornisce un'indicazione sul raggio della regione detta appunto *broad line region*. Ovviamente questa tecnica richiede osservazioni sistematiche su un intervallo di tempo di anni per avere delle misure accurate.

Grazie alle evidenze che il gas che emette le righe dell'idrogeno  $H\beta$  nella *broad line region* sia virializzato, si può dedurre che le velocità delle nubi siano legate in modo univoco con la larghezza delle righe di emissione larghe, cosicché se le velocità sono considerate kepleriane, la massa del buco nero centrale può essere ricavata. Il metodo con cui è stata stimata la massa del buco nero centrale si avvale dunque di un'assunzione molto forte, e attualmente difficilmente verificabile (Peterson & Wandel, 2000) (Wandel et al., 1999) e (Laor, 1998).

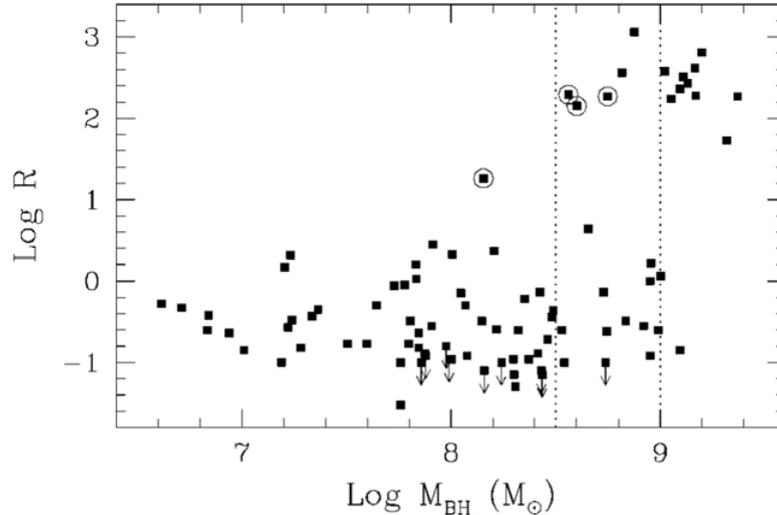
La massa viene calcolata dalla formula:

$$M_{BH} = \frac{R_{BLR} \times v^2}{G} \quad (4.1)$$

dove  $R_{BLR}$  rappresenta il raggio della *broad line region*,  $v$  è la velocità Doppler del gas all'interno delle nubi, ed infine  $G$  è la costante di gravitazione universale.

Congiunto a questo problema, si delinea anche un quesito sull'esistenza di un limite per la massa del buco nero sopra cui le sorgenti sono preferenzialmente radio brillanti, ed infine se le galassie radio-loud e radio-quiet mostrano la stessa dispersione nella distribuzione delle masse dei buchi neri.

In letteratura il primo tentativo di verificare la relazione che intercorre tra la massa del buco nero di un nucleo attivo e la sua potenza radio è apparso nel lavoro di Laor (2000), di cui si riporta il grafico più significativo in Figura 4.1. La distribuzione dei valori di  $R$



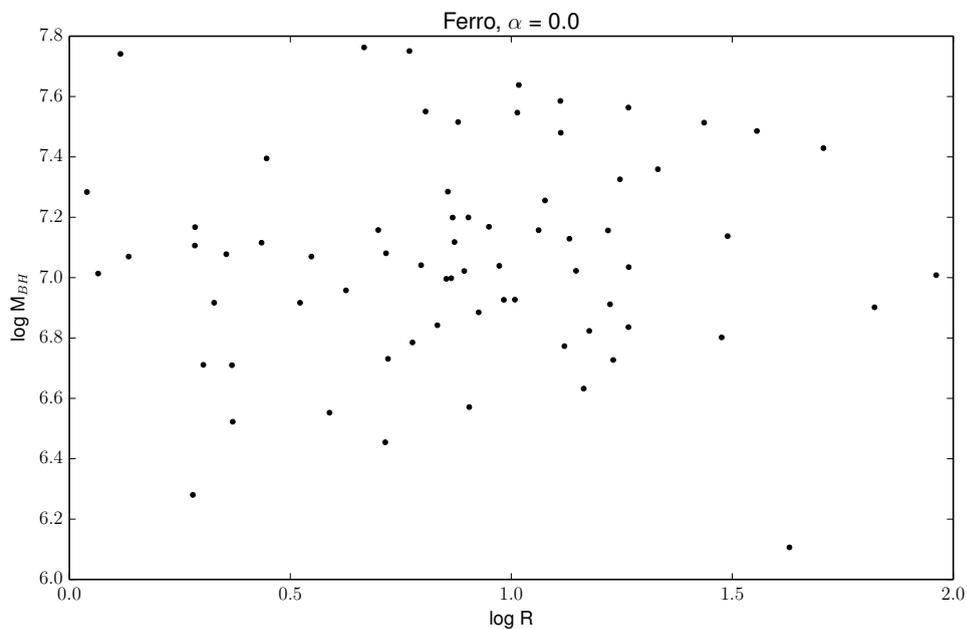
**Figura 4.1:** Radio brillantezza contro massa del buco nero per il campione studiato da Boroson & Green (1992) di 87 quasar a  $z < 0.5$ . Molti quasar con  $M_{BH} > 10^9 M_{\odot}$  sono radio brillanti ( $\log R > 1$ ), ed essenzialmente tutti i nuclei attivi con  $M_{BH} < 3 \times 10^8 M_{\odot}$  sono radio quieti.

appare bimodale, con un minimo attorno a  $R = 10$ , valore usato comunemente per distinguere gli oggetti radio brillanti rispetto quelli radio quieti.

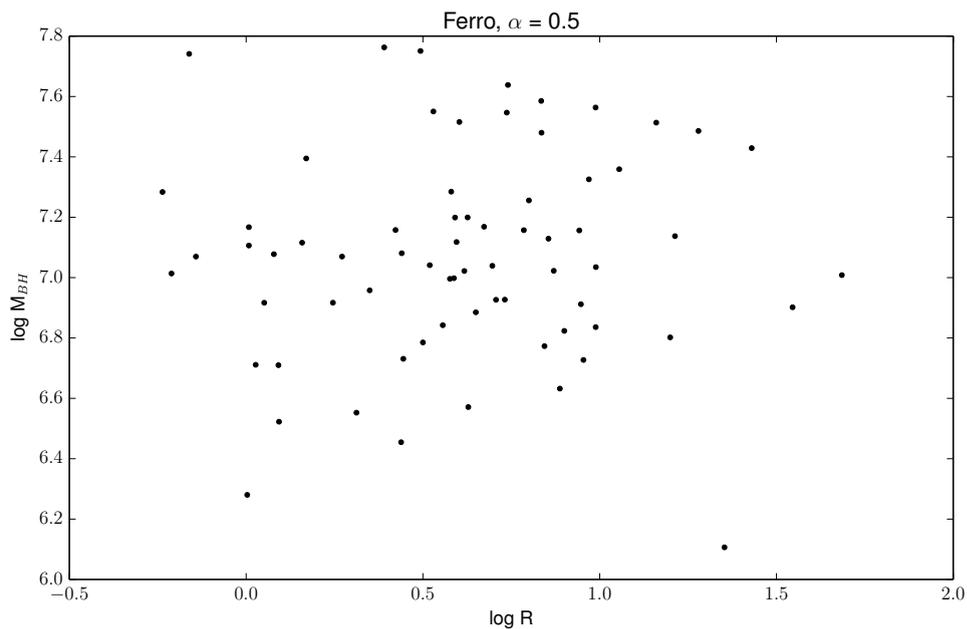
In questa tesi si avevano a disposizione le stime delle masse dei buchi neri di ogni oggetto appartenente al campione e dunque avendo calcolato il parametro di radio brillantezza si è ritenuto opportuno costruire dei grafici analoghi, tramite i quali verificare l'ipotesi secondo cui la brillantezza radio non è legata alla massa del buco nero da una relazione evidente.

Di seguito sono presentati sei grafici divisi in due gruppi principali, quello in cui il parametro di radio brillantezza è stato calcolato senza interpolare le righe del multipletto del  $FeII$  Figure 4.2, 4.3, 4.4 e quello in cui il contributo del ferro è stato accuratamente sottratto Figure 4.5, 4.6, 4.7; come già discusso nella sezione precedente, sottrarre il ferro dal continuo produce un cambiamento nel parametro di radio brillantezza poiché il flusso ottico risulta più basso e così  $R$  sarà più grande. Per ciascuno di questi due gruppi si sono costruiti tre grafici utilizzando i risultati ottenuti tramite l'assunzione dei tre diversi indici spettrali radio presi in considerazione. I grafici vengono rappresentati in termini logaritmici per agevolarne la lettura. Nell'asse delle ascisse compare il logaritmo della radio brillantezza e nell'asse delle ordinate il logaritmo delle masse dei buchi neri.

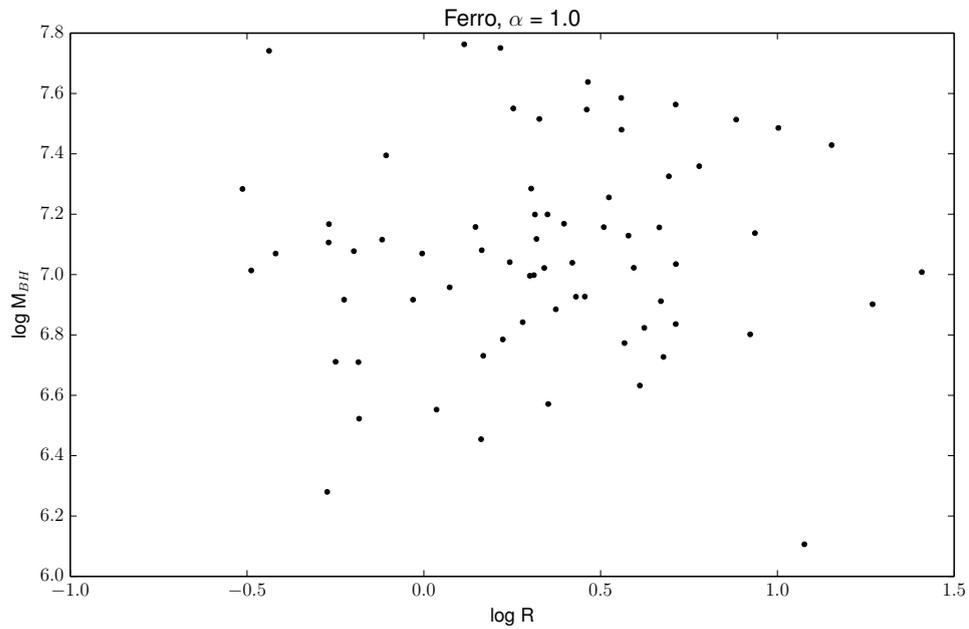
Ciò che si osserva è l'assenza di una relazione esplicita tra le due quantità d'interesse, sia quando il ferro viene rimosso sia quando viene misurato insieme al continuo della sorgente. Inoltre non vi è nessun cambiamento rilevante al variare dell'indice spettrale in ogni gruppo singolarmente. I punti, che rappresentano gli oggetti del campione infatti sono distribuiti in modo uniforme tra gli assi, e per un determinato valore della massa del buco nero gli oggetti assumono valori di  $R$  su tutto l'intervallo dell'asse delle ascisse.



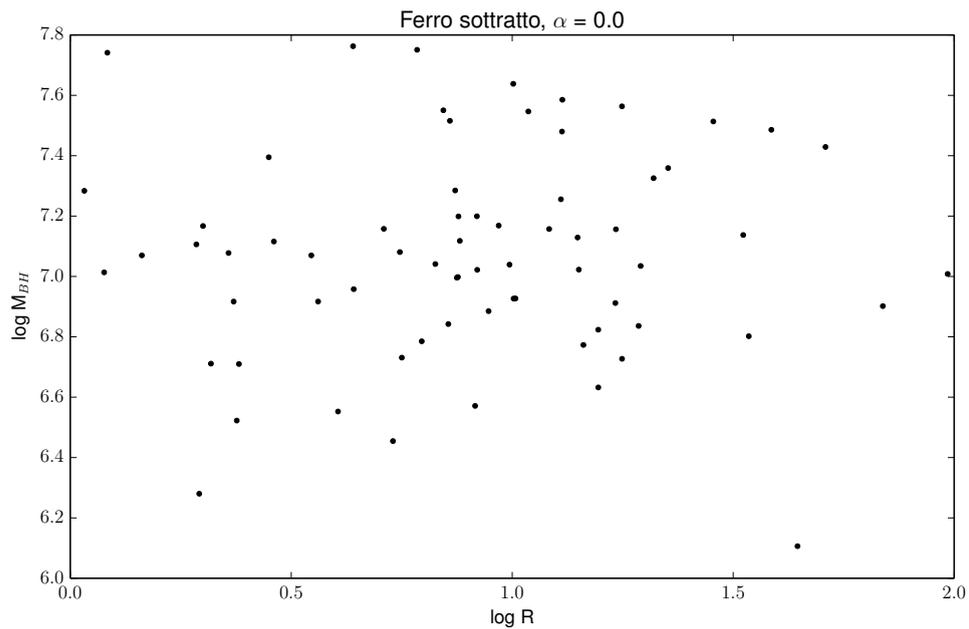
**Figura 4.2:** Radio brillantezza contro massa dei buchi neri nel caso in cui il contributo del multipletto del ferro non è stato sottratto al continuo e l'indice spettrale per il continuo è stato fissato ad  $\alpha = 0.0$ .



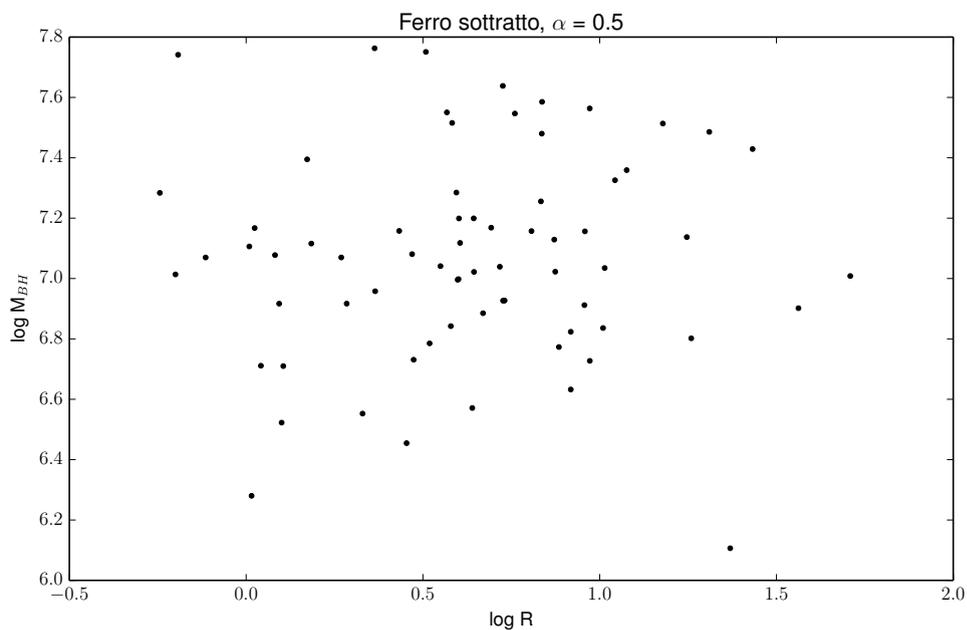
**Figura 4.3:** Radio brillantezza contro massa dei buchi neri nel caso in cui il contributo del multipletto del ferro non è stato sottratto al continuo e l'indice spettrale per il continuo è stato fissato ad  $\alpha = 0.5$ .



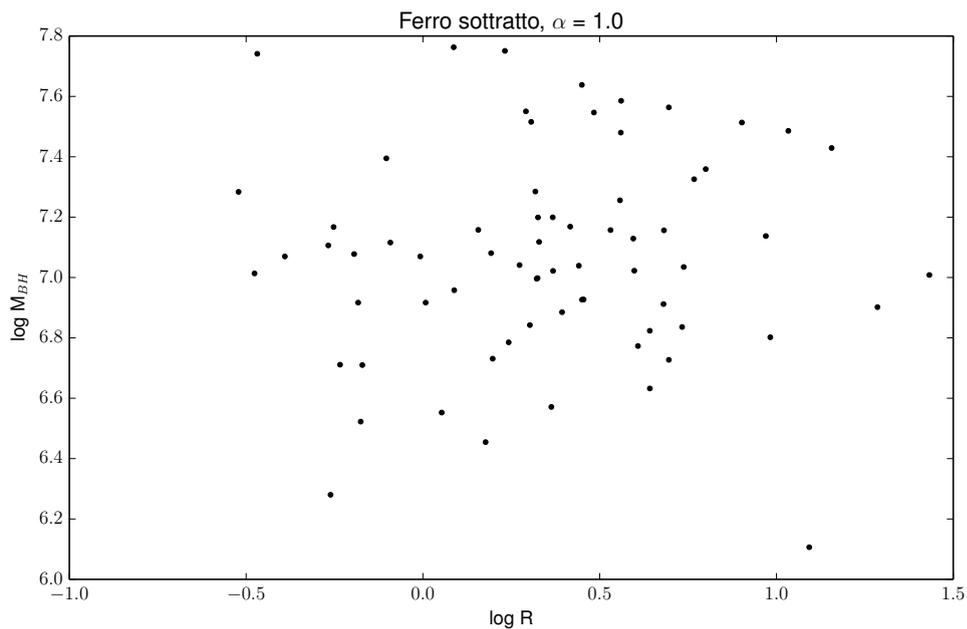
**Figura 4.4:** Radio brillantezza contro massa dei buchi neri nel caso in cui il contributo del multipletto del ferro non è stato sottratto al continuo e l'indice spettrale per il continuo è stato fissato ad  $\alpha = 1.0$ .



**Figura 4.5:** Radio brillantezza contro massa dei buchi neri nel caso in cui il contributo del multipletto del ferro è stato sottratto al continuo e l'indice spettrale per il continuo è stato fissato ad  $\alpha = 0.0$ .



**Figura 4.6:** Radio brillantezza contro massa dei buchi neri nel caso in cui il contributo del multipletto del ferro è stato sottratto al continuo e l'indice spettrale per il continuo è stato fissato ad  $\alpha = 0.5$ .



**Figura 4.7:** Radio brillantezza contro massa dei buchi neri nel caso in cui il contributo del multipletto del ferro è stato sottratto al continuo e l'indice spettrale per il continuo è stato fissato ad  $\alpha = 1.0$ .

Al termine di quest'analisi si può concludere che, massa e radio brillantezza non sono parametri tra loro vincolati. Per questa ragione si può ipotizzare che non esistano vincoli circa la massa minima e massima che un buco nero deve possedere per alimentare una sorgente radio brillante.

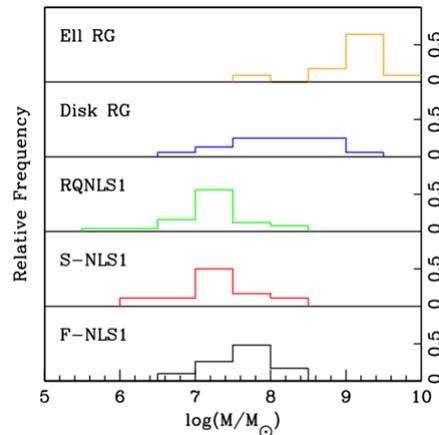
### 4.3 Proprietà delle galassie ospiti del campione di NLS1

Il problema della natura delle galassie NLS1 è tema di un acceso dibattito in letteratura. Attualmente si ritiene che la maggior parte di questi oggetti venga ospitato da galassie a disco, piuttosto che da ellittiche e questo avvalorerebbe l'ipotesi di una loro formazione relativamente recente.

L'analisi della morfologia degli ospiti dei nuclei galattici attivi e del loro ambiente è possibile, attualmente, solo a bassi redshift poiché è richiesta un'alta risoluzione spaziale e un buon modello per la *point spread function* della sorgente centrale, allo scopo di sottrarre la luce del nucleo dalla galassia ospite.

Più alta risulta la luminosità del nucleo rispetto al contributo dell'ospite, più diventa complicata la sottrazione del nucleo puntiforme; la situazione migliora quando si lavora nelle lunghezze d'onda del vicino infrarosso, dove gli studi morfologici degli ospiti sono possibili fino a un redshift  $z \sim 2$ . L'analisi per redshift ancora superiori sarà possibile in futuro quando entreranno in funzione il *James Webb Space Telescope* (JWST), e l'*European Extremely Large Telescope* (E-ELT), i quali supereranno la risoluzione spaziale e la sensibilità degli attuali strumenti coinvolti nella ricerca. Il campione di NLS1 selezionate nella Sloan costituisce una importante risorsa per indagare la morfologia delle galassie che ospitano questo tipo di nuclei, tuttavia le immagini ottenute dalla survey hanno risoluzione e sensibilità sufficiente per distinguere gli ospiti solo in un limitato numero di casi. Per valutare la possibilità di osservare la componente diffusa delle galassie attive del nostro campione, si è scelto di lavorare sulla fotometria in banda  $r$ , dove il contributo delle popolazioni stellari delle galassie contrasta meglio con la luminosità del nucleo e gli effetti di estinzione da mezzo interstellare non sono particolarmente rilevanti.

Uno dei criteri per indagare la natura delle galassie che ospitano nuclei galattici attivi è la massa della galassia, poiché le galassie a disco tendono ad essere meno massicce delle ellittiche. [Berton et al. \(2015\)](#) affrontano la discussione sulla massa tipica della popolazione *flat* e *steep-spectrum*, la cui distribuzione di massa è molto simile e generalmente diversa da quella associata a un campione di controllo di radio galassie ellittiche. Le distribuzioni di massa dedotte all'interno di questo lavoro vengono confermate anche da [Järvelä et al. \(2015\)](#). In Figura 4.8, grafico tratto da [Berton et al. \(2015\)](#), si vedono le distribuzioni di massa per diverse categorie di galassie di Seyfert messe a confronto con quella per un campione di galassie ellittiche. Si nota distintamente che la distribuzione delle masse dipende fortemente dal tipo di galassia ospitante, spirale o ellittica. L'istogramma si interpreta nel contesto della relazione  $M_{BH} \propto \sigma_*$ , dove  $\sigma_*$  rappresenta la dispersione di velocità stellare; quest'ultima nel caso di bulge di galassie a disco risulta essere sistematicamente più bassa che nelle ellittiche e questo conduce inevitabilmente a stime più contenute per le masse dei buchi neri. La massa del buco nero centrale è ben correlata con la dispersione di velocità delle stelle nello sferoide, in tutta la galassia per le ellittiche, mentre per il solo bulge centrale quando si tratta di galassie a spirale:  $M_{BH} \sim \sigma^4$ . Questa relazione indica uno stretto legame tra la crescita del buco nero e l'evoluzione della galassia, che giustifica quindi gli sforzi di comprendere la popolazione madre di queste galassie di Seyfert. Per la misura della dispersione di velocità vengono sfruttati dei modelli di spettri stellari e una dispersione di velocità lungo la linea di vista per modellare la galassia ospite. Vi sono



**Figura 4.8:** Istogramma relativo alla distribuzione delle masse del campione, (Berton et al., 2015). Dal basso verso l'alto: (1) in nero, *flat-spectrum* radio-loud NLS1; (2) in rosso, *steep-spectrum* radio-loud NLS1; (3) in verde, radio-quiet NLS1; (4) in blu, radio galassie con morfologia a disco; (5) in arancio, radio galassie ellittiche.

diversi fattori che producono incertezza nella stima della dispersione di velocità, uno fra questi, come si legge in Grier et al. (2013), riguarda la non unicità del modello che riproduce le caratteristiche di assorbimento stellare della galassia ospite; perciò spesso viene usato un valore medio proveniente dall'uso di diversi modelli per gli spettri. I valori di massa del buco nero riportati in questo lavoro vedono per le radio galassie a disco un valore medio e una mediana rispettivamente di  $3.8 \times 10^8 M_{\odot}$  e  $1.1 \times 10^8 M_{\odot}$ , mentre per le ellittiche si hanno valori di  $1.8 \times 10^9 M_{\odot}$  e  $1.4 \times 10^9 M_{\odot}$ .

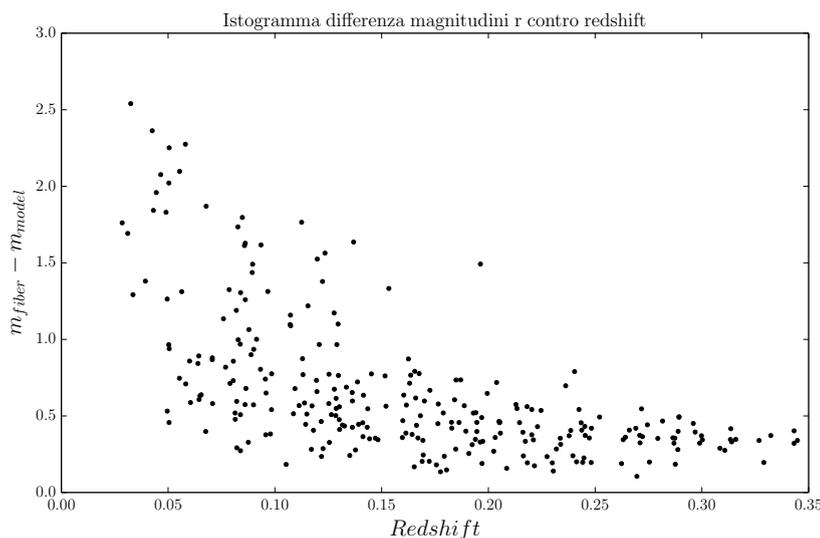
Nell'ambito di questa tesi si è voluto approfondire il problema della popolazione madre per il campione adottato, e due sono state le tecniche adottate per cercare di fare luce sull'argomento. Dapprima si è provato a stimare manualmente la morfologia delle sorgenti tramite l'acquisizione dal database della SLOAN Digital Sky Survey delle immagini ottiche delle galassie appartenenti al campione, e successivamente si è pensato ad un metodo che fosse più oggettivo basato sulle magnitudini già catalogate nei dati forniti inizialmente e sulle magnitudini dei modelli ottenute dalle misure fotometriche della survey.

Una volta acquisite le immagini ottiche si sono ordinate le sorgenti per il redshift in modo da mettere in evidenza l'eventuale presenza di strutture estese a disco per gli oggetti più vicini all'osservatore. Ciò che risalta in modo lampante è la graduale perdita di dettaglio sulla struttura della galassia a mano a mano che il redshift aumenta. Per la selezione completa delle immagini si veda in Appendice C. Stando alla valutazione soggettiva, è possibile osservare che solo fino a  $z \leq 0.14$ , ovvero per il primo centinaio di oggetti, è riconoscibile in modo distinto la presenza di strutture di disco, di barre, di bracci più o meno avvolti e dimensioni relative dei bulge galattici.

Dopo aver constatato la difficoltà nel distinguere componenti di disco in oggetti molto distanti la cui risoluzione spaziale diventa sempre più bassa e per cui la componente del disco viene quasi del tutto sovrastata da quella del nucleo centrale molto più brillante, si è pensato di passare al confronto delle magnitudini poiché in mancanza di dettagli sufficienti nell'immagine, la distinzione tra sferoidi e dischi visti di faccia diviene estremamente difficoltosa.

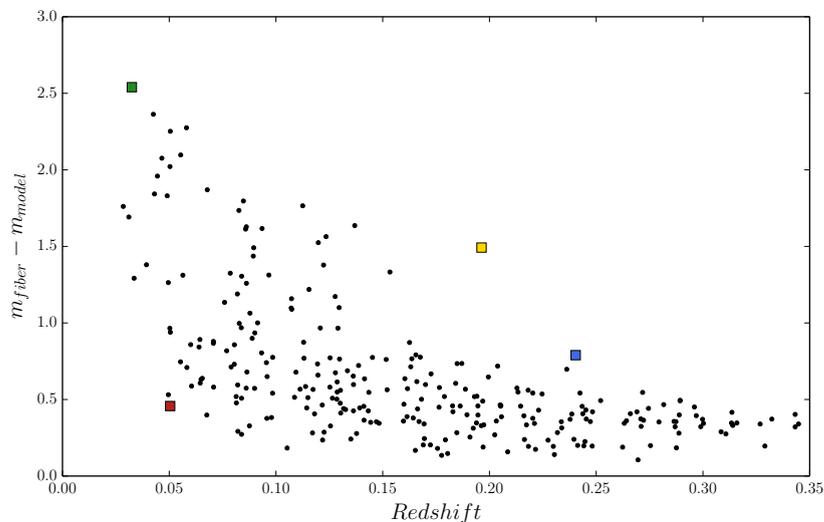
Per questa ragione la distinzione tra una morfologia compatta di tipo ellittico e un disco diventa opinabile quando il valore di  $z$  non è più trascurabile. Ciò si può verificare esaminando il grafico sui cui assi sono riportati il redshift e la differenza tra la magnitudine

della fibra e del modello in banda r, entrambe corrette per estinzione galattica. Secondo questa tecnica un oggetto esteso è caratterizzato da una magnitudine del modello più brillante rispetto a quella della fibra. Ciò si verifica perché, a differenza di un nucleo irrisolto, la componente estesa contribuisce ad un aumento della luminosità per l'intera galassia. Quando la differenza tra le due magnitudini è superiore a  $\sim 0.9$  mag si è in presenza di oggetti ospitati in galassie brillanti, in cui risulta evidente la presenza di un disco, ben visibile anche nelle immagini in Appendice C; ciò si verifica fino ad un redshift  $z \leq 0.20$ . Oltre tale valore le differenze tra le magnitudini considerate sono ridotte e non consentono di dedurre in modo oggettivo se la galassia ospite sia un disco o uno sferoide naturale, come si vede in Figura 4.9. Per tale ragione, l'aver delle magnitudini molto simili non è indicazione del fatto che l'oggetto sia ospitato in una galassia ellittica. Come test di

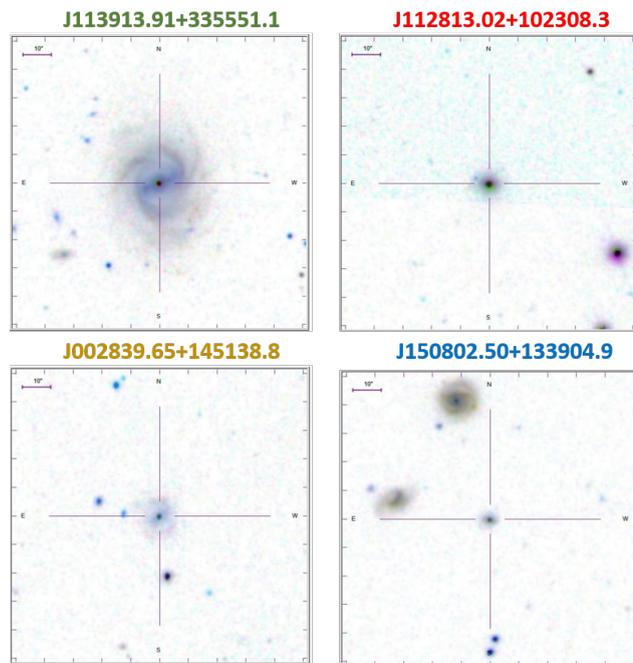


**Figura 4.9:** Distribuzione delle differenze tra la magnitudine della fibra e del modello in banda r per ciascun oggetto del campione in funzione del redshift.

controllo sono state ispezionate manualmente 14 immagini di sorgenti che nel grafico si ritengono importanti per trarre una stima indicativa delle differenze minime che deve esserci tra le magnitudini perché si possa affermare che si tratti con buona probabilità di un oggetto risolto. Tale grafico è rappresentato in Figura 4.10. In esso sono state prese quattro sorgenti, contraddistinte dai quattro punti evidenziati con colori differenti, di cui si è studiata l'immagine digitale, la differenza tra le magnitudini e il redshift associato. Si può affermare che quando la differenza tra la magnitudine di fibra e quella del modello è superiore a  $m_{fib} - m_{mod} \sim 0.899$  mag e il redshift superiore a  $z \sim 0.22$  le sorgenti appaiono non risolte o comunque prive di una evidente componente di disco, mentre invece quando si rimane a redshift bassi, a sinistra nella figura, è possibile distinguere bene tra spirali e sferoidi in quanto le spirali mostrano dettagli molto particolareggiati che consentono di fare una classificazione anche più fine. Questo criterio resta valido anche per gli oggetti che si trovano a un redshift maggiore, uno dei quali ha una differenza tra le magnitudini superiore al limite stimato e l'altro appena inferiore. L'oggetto di colore giallo è infatti classificato come una spirale mentre invece quello di colore blu appare solo marginalmente risolto. Si riportano le immagini digitali di questi quattro oggetti presi a confronto in Figura 4.11. Per avere la sicurezza che le conclusioni siano corrette sono stati valutati molti più casi rispetto ai quattro descritti, e si sono indagati soprattutto quelli limite, ovvero



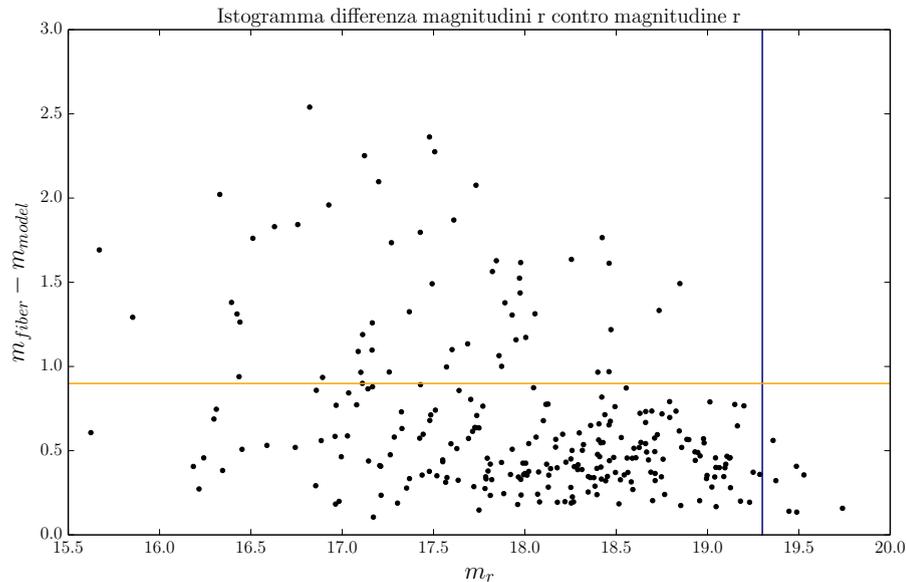
**Figura 4.10:** Distribuzione delle differenze tra la magnitudine della fibra e del modello in banda r per ciascun oggetto del campione in funzione del redshift. Quadrantino verde,  $J113913.91+335551.1$  galassia a spirale,  $m_{fib} - m_{mod} = 2.54$  e  $z = 0.033$ ; quadrantino rosso,  $J112813.02 + 102308.3$ , apparentemente uno sferoide,  $m_{fib} - m_{mod} = 0.46$  e  $z = 0.050$ ; quadrantino giallo,  $J002839.65 + 145138.8$ , galassia a spirale,  $m_{fib} - m_{mod} = 1.49$  e  $z = 0.196$ ; quadrantino blu,  $J150802.50+133904.9$ , non distinguibile con certezza come spirale,  $m_{fib} - m_{mod} = 0.78$  e  $z = 0.240$ .



**Figura 4.11:** Immagini digitali contenute in SDSS sky server DR13. Nel pannello in alto a sinistra:  $J113913.91+335551.1$ ; nel pannello in alto a destra:  $J112813.02+102308.3$ ; nel pannello in basso a sinistra:  $J002839.65+145138.8$ ; ed infine nel pannello in basso a destra:  $J150802.50+133904.9$ .

con una differenza di magnitudini intermedia e scorrendo tutto l'intervallo di redshift del campione per vedere come cambia il dettaglio delle immagini. Tramite il confronto tra la differenza di magnitudini e la magnitudine di ciascun oggetto in

banda r, si possono fare delle ulteriori considerazioni (4.12). In Sezione 2.12 si era calcolata



**Figura 4.12:** Nel grafico sono riportate in ordinata la differenza tra le magnitudini della fibra e del modello in banda r, e sull'asse delle ascisse le magnitudini in banda r di ciascun oggetto. La linea verticale di colore blu posta a  $m_r = 19.3$  mag identifica la magnitudine limite della SDSS in banda r dedotta tramite la correlazione lineare con la magnitudini in banda i (Sezione 2.12). Gli oggetti che si trovano al di sotto della linea orizzontale di colore arancio, posta a  $m_{fiber} - m_{model} = 0.899$  mag, appaiono nelle immagini ottiche della SLOAN come sorgenti puntiformi, mentre per quelli che si trovano al di sopra si riconosce la componente del disco della galassia ospite.

la magnitudine limite in banda r per la SDSS come correlazione lineare tra le magnitudini in banda i ed r nota la magnitudine limite in banda i ( $m_i = 19.1$  mag). Ci si aspetta che gli oggetti più brillanti della magnitudine limite della SDSS si posizionino alla sinistra della linea che identifica tale limite; in Figura 4.12 la linea verticale blu identifica tale limite, e si notano alcuni punti con magnitudini più alte del limite, ma in ogni caso molto prossime al limite della survey spettroscopica. Per ognuno di questi oggetti è stato cercato nel database della SDSS lo spettro associato per verificare che esso fosse comunque stato acquisito. Ciò che risulta evidente da questo test è la presenza di sorgenti non risolte con una magnitudine superiore a quella limite definita nell'articolo del catalogo di cui esiste lo spettro ma la cui fotometria non è sufficiente per distinguere l'*host*, l'immagine ottica infatti è puntiforme e non mostra indizi sulla presenza di una componente di disco. La linea orizzontale di colore arancio ( $m_{fiber} - m_{model} = 0.899$  mag) delimita la parte del campione di cui è possibile osservare nelle immagini la componente della galassia ospite (parte superiore) da quella in cui gli oggetti appaiono solo nella loro componente nucleare. Il campione in questi termini risulta non completo per lo studio morfologico poiché una buona parte degli oggetti si viene a trovare nel quadrante in basso a sinistra nel grafico presentato.



## Capitolo 5

# Conclusioni

In questa tesi si è voluta verificare l'incidenza della brillantezza radio nelle galassie NLS1, attenendosi alla definizione che ne viene data in [Kellermann et al. \(1989\)](#).

A differenza di quanto viene descritto in [Kellermann et al. \(1989\)](#), si è tenuto conto di effetti di estinzione galattica e di redshift, nonché di una dettagliata analisi delle diverse componenti spettrali. I flussi in esso tabulati sono stati confrontati tra loro apparentemente senza aver considerato tali correzioni. Ciononostante si ritiene che, essendo questo uno dei primi lavori in letteratura che si occupa di radio brillantezza, fosse pensato come uno studio preliminare.

Secondo [Padovani \(2017\)](#), statisticamente la frazione di oggetti radio brillanti nella famiglia dei nuclei galattici attivi si attesta attorno al 7 – 10% di essi. In tal senso si può constatare che la condizione più frequente è quella di avere una bassa emissione radio rispetto a quella ottica. Lo studio condotto nel corso dell'analisi aveva quindi la necessità di verificare se le NLS1 sono compatibili con l'ipotesi che le interpreta come AGN giovani sulla base delle proprietà statistiche studiate da Padovani.

Nell'analisi qui condotta si è calcolata l'incidenza di oggetti *radio loud* in un campione di galassie di Seyfert con la presenza di righe strette nello spettro. Il campione è stato selezionato come descritto in [Cracco et al. \(2016\)](#) impostando criteri che permettono di isolare nella vasta famiglia degli AGN le sorgenti di Seyfert a righe strette. Per ciascun oggetto gli autori hanno ricavato parametri quali la luminosità a 5100 Å, le magnitudini in diverse bande fotometriche e dedotto le masse dei buchi neri delle galassie ospiti.

Ripercorrendo brevemente i passi che hanno portato alla stima della percentuale di oggetti radio brillanti si ricorda che nello spettro di ciascun oggetto si sono misurati: il flusso radio a 5 GHz e il flusso ottico a 4400 Å. Con questi due valori si è potuto calcolare il parametro di radio brillantezza  $R$ . Poiché le campagne di osservazione radio sono molto dispendiose dal punto di vista del tempo necessitato, le survey attualmente disponibili non coprono tutta la superficie del cielo, e dunque il flusso a 5 GHz è stato estrapolato assumendo che lo spettro nelle lunghezze d'onda radio seguisse una legge di potenza  $F_\nu = \nu^{-\alpha}$ , con  $\alpha$  indice spettrale compreso tra i valori  $0 < \alpha < 1$ , da considerarsi rispettivamente: *flat spectrum*, e *steep spectrum*.

Gli oggetti radio brillanti all'interno del campione di 296 NLS1 per l'indice spettrale  $\alpha = 0.0$  sono 28, per  $\alpha = 0.5$  sono 9 e per  $\alpha = 1.0$  sono 5; quando invece il contributo del ferro viene rimosso dal flusso ottico il numero di oggetti radio brillanti cambia a favore di un leggero aumento: per  $\alpha = 0.0$  sono 29, per  $\alpha = 0.5$  sono 12 e per  $\alpha = 1.0$  sono 5. L'incidenza riscontrata tramite questa analisi si attesta in generale sotto il 7% al variare dell'indice spettrale nell'intervallo sopra menzionato e inoltre anche della sottrazione del continuo del ferro che contribuisce ad alzare il livello dell'emissione proprio attorno a

$\lambda = 4400 \text{ \AA}$  e dunque a diminuire di poche unità il numero di oggetti *radio loud*.

Le considerazioni che possiamo trarre da questi dati riguardano l'età e la fase evolutiva delle Narrow Line Seyfert 1 rispetto alla famiglia degli AGN. Poiché l'incidenza di oggetti radio brillanti per le NLS1 è più bassa di quella per gli AGN, si può supporre che le NLS1 siano una fase evolutiva più giovane, una fase attraverso cui i nuclei attivi passano durante la vita della galassia.

Gli indizi che avvalorano questa ipotesi sono: la morfologia, la massa dei buchi neri, e il tasso di accrescimento. L'aspetto morfologico è associato al fatto che dopo aver tentato una classificazione morfologica soggettiva, si è potuto riscontrare come questa sia possibile e attendibile solo per quegli oggetti appartenenti al campione il cui redshift cosmologico non supera il valore  $z \sim 0.15$ . La maggior parte degli oggetti sono ospitati in galassie di tipo disco, che in accordo con quanto ci si può attendere nell'ipotesi che le NLS1 si trovino in galassie di recente formazione, ancora molto ricche di gas.

Per quanto riguarda invece la massa associata al buco nero di questi oggetti, si può osservare dai dati contenuti nel campione iniziale come le masse dei buchi neri delle NLS1 ricavate dagli autori siano sistematicamente più piccole rispetto alle masse dei buchi neri dei nuclei galattici attivi che presentano righe larghe nello spettro.

Infine si porta come ultima argomentazione, sempre dedotta dai parametri presi nell'articolo di riferimento, che tali buchi neri siano alimentati da tassi di accrescimento sufficienti a giustificare la luminosità osservata, il quantitativo relativamente modesto di massa accumulata impone a sua volta un limite di età. Nel caso in cui le righe del Fe II contribuiscono alla misura del flusso del continuo, la percentuale di oggetti radio brillanti per  $\alpha = 0.0$  è del 9.459%, per  $\alpha = 0.5$  è del 3.041% e per  $\alpha = 1.0$  è del 1.689%. La statistica calcolata sulle misure del flusso, a cui è stato sottratto il contributo che proviene dai multipletti del ferro, è rispettivamente del: 9.797%, 4.054% e 1.689%.

Da questi dati si può vincolare il valore dell'indice spettrale andando a confrontare le percentuali ricavate in questa analisi con quelle presenti in letteratura, stimate essere non superiori al 7%. In entrambi i casi studiati, quando il contributo del ferro è presente o quando è stato sottratto, le percentuali inferiori al 7% sono associate a valori dell'indice spettrale compresi tra  $0.5 < \alpha < 1.0$ .

Una incidenza più bassa rispetto a quelle riportate in letteratura è un'ulteriore valido indizio di giovane età delle NLS1, se si suppone che l'emissione radio, essendo prevalentemente dovuta a strutture estese che hanno origine nel nucleo, tende a svilupparsi solo in una fase evolutivamente più avanzata.

# Appendice A

## Campione dati Cracco

Tabella A.1: Campione proveniente da [Cracco et al. \(2016\)](#) di Narrow Line Seyfert 1 SDSS DR7.

Campione Cracco					
SDSS ID	RA J2000	DEC J2000	z	$\lambda L_{\lambda 5100}$	$A_V$
(1)	degree (2)	degree (3)	(4)	(5)	mag (6)
J112606.42+002349.9	171.52679082	0.3972028	0.169509	21.670	0.078
J151956.57+001614.6	229.98571582	0.27072372	0.114405	33.970	0.174
J002752.39+002615.6	6.96833329	0.4376819	0.205359	14.010	0.063
J014644.82-004043.1	26.6867692	-0.6786642	0.082674	42.300	0.107
J225452.22+004631.3	343.71760091	0.77538647	0.090793	70.580	0.237
J011929.07-000839.7	19.87112544	-0.14436666	0.089992	29.270	0.093
J010712.04+140844.9	16.80017843	14.14582545	0.076911	16.130	0.188
J030417.78+002827.3	46.07408351	0.47426218	0.044464	55.990	0.220
J015219.34+141206.5	28.0805991	14.2018265	0.248272	16.550	0.165
J005118.28+135448.1	12.82619536	13.91337115	0.137748	37.510	0.199
J073623.13+392617.7	114.09638635	39.43826662	0.118065	110.200	0.135
J011804.82+143158.6	19.52011903	14.53295677	0.128691	14.940	0.095
J085858.79+533917.9	134.74497702	53.6549756	0.242418	10.880	0.054
J085504.16+525248.3	133.76736381	52.88008713	0.089378	20.83	0.060
J025105.28-070230.1	42.77201546	-7.04171731	0.326791	12.69	0.103
J090545.81+561902.0	136.44088581	56.31724138	0.241311	5.164	0.058
J104230.13+010223.7	160.62557515	1.03992063	0.11548	17.4	0.135
J024546.10-085842.0	41.44208555	-8.97834731	0.148283	30.28	0.074
J033115.63-080015.4	52.81513942	-8.00427982	0.239573	7.891	0.200
J091513.96+014355.3	138.80818731	1.73204476	0.202495	11.79	0.069
J120014.08-004638.7	180.05866712	-0.77741896	0.179356	22.14	0.060
J135756.53+655902.9	209.48555962	65.98415238	0.197031	14.64	0.045
J130713.25-003601.6	196.80522061	-0.60045737	0.170043	22.02	0.051
J130845.69-013053.9	197.19037677	-1.51498988	0.11132	16.79	0.059
J093741.16+564628.3	144.42150709	56.77454904	0.137859	14.88	0.056
J090231.20+520749.6	135.6300288	52.13045586	0.135062	20.5	0.054
J130023.21-005429.7	195.09674261	-0.9082745	0.122136	19.15	0.052
J124904.15-022235.9	192.26732248	-2.37664357	0.087563	28.83	0.068
J090821.73+522103.0	137.09054727	52.35084499	0.075916	26.9	0.038
J143601.55+044807.7	219.00648199	4.80215396	0.194128	16.81	0.089
J144359.75+012956.2	220.99897007	1.49896679	0.295983	13.29	0.113
J142344.92+034441.6	215.93719497	3.7448995	0.313368	6.892	0.081
J134537.81+633130.5	206.40754455	63.52515691	0.175671	20.07	0.042
J163625.41+421346.8	249.10591382	42.2296925	0.141237	22.31	0.035
J001457.47-094511.0	3.73947869	-9.75306398	0.177585	4.539	0.108
J235808.46-102843.1	359.53526226	-10.4786508	0.169361	30.53	0.094
J014105.87-100948.1	25.27449116	-10.16338108	0.126453	24.91	0.079
J215101.17-083716.2	327.75487957	-8.62118331	0.121838	40.45	0.109
J011009.01-100843.5	17.53756455	-10.14541725	0.058084	32.96	0.096
J080409.24+385348.8	121.03850936	38.8968901	0.211373	42.12	0.143
J075525.29+391109.8	118.85537595	39.18607635	0.033537	171.8	0.134
J221918.53+120753.1	334.82720868	12.13143609	0.081373	68.07	0.218
J084025.51+033301.7	130.1062951	3.55049732	0.060474	57.06	0.085
J230842.54-090258.3	347.17726595	-9.04952948	0.212892	9.427	0.113
J235758.79+144623.3	359.4949708	14.77314346	0.168986	7.777	0.109
J083943.57+433018.0	129.93157118	43.50502208	0.137464	9.391	0.068
J234054.28+151628.8	355.22616842	15.27466985	0.166325	44.06	0.080
J094402.50+573209.0	146.01042115	57.53585789	0.184709	15.47	0.036

Continua alla pagina successiva

Tabella A.1 – continuazione della pagina precedente

Campione Cracco					
SDSS ID	RA J2000	DEC J2000	z	$\lambda L_{\lambda 5100}$	$A_V$
J080742.46+375332.1	121.92694588	37.89225814	0.229922	14.95	0.139
J081321.35+393109.0	123.33898843	39.51917069	0.205017	10.81	0.108
J030639.58+000343.2	46.66491866	0.06200163	0.107379	62.53	0.228
J093528.97+531156.6	143.87072031	53.19907856	0.161369	15.04	0.038
J114341.97-014434.4	175.92490996	-1.74291292	0.105248	72.15	0.052
J122950.08+033444.8	187.45869179	3.57911574	0.329019	12.63	0.078
J093701.04+010543.7	144.25436927	1.09547822	0.050508	122.3	0.189
J075245.60+261735.7	118.19000235	26.29327323	0.082176	67.61	0.090
J083622.83+352647.1	129.09512545	35.44641786	0.230414	4.173	0.101
J130803.04+035114.6	197.01267065	3.85405767	0.070691	50.92	0.077
J133724.32+600541.7	204.35135538	60.09492686	0.233838	11.31	0.043
J152517.28+574622.4	231.32203874	57.77290735	0.187033	8.382	0.032
J110423.64+503404.3	166.09851557	50.56787742	0.125248	17.23	0.042
J120700.30-021927.1	181.75125502	-2.3242077	0.308479	11.95	0.071
J144012.74+615633.0	220.05312475	61.94251875	0.275426	45.89	0.052
J150611.66+545005.1	226.54859071	54.83475973	0.193328	8.698	0.036
J114954.98+044812.8	177.47910539	4.8035816	0.269558	31.15	0.067
J134206.56+050523.8	205.52736874	5.08997125	0.265994	32.47	0.081
J162324.11+432533.6	245.85048167	43.42601241	0.287565	9.291	0.035
J132026.49+051113.5	200.11037578	5.18710194	0.098404	32.96	0.097
J162750.54+473623.5	246.96061959	47.60653993	0.262358	37.57	0.041
J121157.48+055801.1	182.98952439	5.96697811	0.067824	35.07	0.061
J094842.67+502931.4	147.17782331	50.49206986	0.056385	103.7	0.040
J113900.50+591347.2	174.75211379	59.22977849	0.11497	32.7	0.039
J171117.97+315226.7	257.82491253	31.87409056	0.244182	12.38	0.131
J150222.60-023139.0	225.59416824	-2.52751556	0.272162	7.089	0.253
J171930.56+293412.8	259.87735482	29.5702372	0.180421	18.8	0.109
J134527.39-030926.9	206.3641564	-3.15749111	0.112517	15.6	0.110
J170534.94+334011.7	256.3955872	33.66993275	0.125342	59.2	0.063
J214054.55+002538.1	325.22733289	0.42727598	0.083887	105.6	0.188
J204527.70-003236.2	311.36543257	-0.54340143	0.296863	12.43	0.255
J155427.26+404441.3	238.61360796	40.74481661	0.117108	17.13	0.041
J222706.46+125756.6	336.77694877	12.96574041	0.130312	49.29	0.202
J084225.43+411517.2	130.60598683	41.25479707	0.298973	9.691	0.100
J083044.43+390307.0	127.68516265	39.0519686	0.322699	5.365	0.094
J103506.08+060141.6	158.77537199	6.02823375	0.244474	13.99	0.084
J075101.42+291419.1	117.75594857	29.23865787	0.120768	79.74	0.118
J104241.08+520012.8	160.67116709	52.00357169	0.136213	18.48	0.031
J103754.65+525133.7	159.4777166	52.85938812	0.300779	8.536	0.057
J095833.94+560224.4	149.64143814	56.04011747	0.216387	11.39	0.022
J084716.87+334858.8	131.82032808	33.81634993	0.216156	21.78	0.084
J095901.95+445220.5	149.7581334	44.87236143	0.236206	9.254	0.038
J091536.36+053906.8	138.90152789	5.65190377	0.186282	8.941	0.115
J101645.11+421025.5	154.18797765	42.17376125	0.05529	140.9	0.042
J162012.75+400906.1	245.0531473	40.15171105	0.028472	83.63	0.026
J155829.58+433157.2	239.62326108	43.53258109	0.189467	8.908	0.037
J112813.02+102308.3	172.05427314	10.3856461	0.050441	121.7	0.079
J135516.56+561244.6	208.81900274	56.2124018	0.12169	67.94	0.021
J091702.20+371122.3	139.25917782	37.18953473	0.196857	9.173	0.039
J085509.71+080916.8	133.79049832	8.15467213	0.292921	15.13	0.148
J090431.21+075330.8	136.13005834	7.89190357	0.08377	16.66	0.145
J102912.58+404219.7	157.30244313	40.70548096	0.147066	21.37	0.040
J103438.59+393828.2	158.66082362	39.64118636	0.043091	81.07	0.043
J103604.66+412517.8	159.0194492	41.42162575	0.119838	23.52	0.040
J103859.58+422742.2	159.74826273	42.46174034	0.22031	36.39	0.041
J111239.56+454141.3	168.16487091	45.69480706	0.1363	25.21	0.038
J134243.57+464224.0	205.68155806	46.70667408	0.086416	38.59	0.094
J125845.37+431944.6	194.68907897	43.3290618	0.176551	13.63	0.044
J113246.66+062624.4	173.19442546	6.44011954	0.083933	24.67	0.104
J083129.98+083828.3	127.87492757	8.64119828	0.218262	5.74	0.080
J131510.07+432547.0	198.79195918	43.42974686	0.086066	40.14	0.047
J142749.30+380617.6	216.95543435	38.10491514	0.264183	19.71	0.029
J124013.80+473354.8	190.05754121	47.56522436	0.117372	10.76	0.048
J143717.18+430222.5	219.32161108	43.03959493	0.203213	5.947	0.041
J112014.85+063341.1	170.06189118	6.56144073	0.315898	12.28	0.166
J105007.75+113228.6	162.53232375	11.54129466	0.133481	140.700	0.079
J144825.09+355946.6	222.10457412	35.99628834	0.113135	69.21	0.036
J121815.83+483432.6	184.56597205	48.57572886	0.203848	11.06	0.036
J105752.69+105037.9	164.46955695	10.84388326	0.22031	22.07	0.055
J114047.58+073058.2	175.19828326	7.51619265	0.130115	52.27	0.117
J120816.84+122517.5	182.07020085	12.42154419	0.136882	18.5	0.073
J150507.30+435004.8	226.28044259	43.83466739	0.093501	23.05	0.046
J150740.92+445331.5	226.92053899	44.89210853	0.313967	11.93	0.056
J075216.55+500251.3	118.06899357	50.04759557	0.263138	9.806	0.163

Continua alla pagina successiva

Tabella A.1 – continuazione della pagina precedente

Campione Cracco					
SDSS ID	RA J2000	DEC J2000	z	$\lambda L_{\lambda 5100}$	$A_V$
J081324.00+542236.7	123.35003068	54.37686549	0.042556	39.34	0.123
J093846.49+283615.2	144.69373541	28.60422741	0.12851	16.55	0.052
J114003.26+152721.4	175.01358654	15.45596395	0.194621	7.469	0.082
J100137.00+353423.1	150.40419199	35.57309002	0.143235	32.39	0.034
J100347.89+351130.5	150.94956963	35.19181589	0.162557	14.01	0.025
J114820.37+362111.8	177.0848917	36.35328986	0.192979	13.62	0.057
J141303.68+131216.4	213.26535695	13.20458323	0.152049	16.25	0.060
J141616.11+134732.6	214.06713684	13.7924129	0.141476	30.27	0.073
J105128.41+335850.8	162.86840598	33.98078424	0.182726	9.138	0.069
J112045.82+362938.8	170.19094816	36.49411163	0.28927	9.917	0.052
J134503.10+381504.3	206.26293506	38.25121022	0.237792	10.78	0.029
J134821.53+383349.0	207.0897378	38.5636285	0.247254	10.93	0.042
J113655.95+343237.0	174.23313521	34.54361137	0.192411	28.9	0.049
J113913.91+335551.1	174.8079756	33.93087544	0.032486	64.62	0.053
J113949.47+402048.5	174.95614892	40.34682794	0.313941	22.09	0.046
J140057.01+343349.6	210.23756568	34.5637843	0.095737	24.35	0.034
J115904.78+361850.4	179.76995385	36.31402632	0.299811	10.72	0.060
J121732.79+152844.7	184.38666259	15.47908348	0.138692	13.06	0.079
J133205.28+312736.4	203.02204033	31.46012609	0.090107	94.57	0.036
J110424.06+314727.7	166.10028083	31.79104537	0.079016	42.61	0.074
J130456.91+395111.4	196.23712885	39.853168	0.271037	23.01	0.060
J134739.86+324433.2	206.91609269	32.74255802	0.082093	13.12	0.039
J143751.21+064957.3	219.463383	6.83260565	0.085779	15.64	0.088
J132255.43+080941.6	200.7309593	8.16155858	0.050349	156.9	0.072
J075910.44+115156.7	119.79351669	11.86577016	0.050291	51.52	0.059
J084243.33+200908.7	130.6805812	20.15242716	0.281604	8.98	0.091
J085045.32+172002.8	132.68884219	17.33413793	0.343199	12.84	0.050
J083049.34+172826.3	127.70558973	17.47399454	0.270874	13.91	0.098
J083615.37+155409.8	129.06406901	15.90274188	0.20563	15.88	0.079
J093031.10+183454.4	142.62957168	18.58179119	0.188721	9.671	0.088
J101906.79+231837.7	154.77829236	23.31048452	0.064913	43.14	0.060
J120549.93+322430.8	181.45806618	32.40855942	0.213388	18.13	0.075
J120945.20+321701.1	182.43836322	32.28364177	0.144354	40.6	0.045
J100650.88+214548.9	151.71201267	21.76358976	0.193908	10.65	0.095
J095707.16+243316.1	149.27986682	24.55448264	0.08194	60.17	0.098
J102330.48+223437.2	155.87701525	22.57702537	0.13327	14.21	0.045
J101718.25+291434.0	154.32606853	29.24278601	0.049034	92.75	0.083
J140827.82+240924.6	212.11593153	24.15685087	0.130197	71.42	0.047
J135852.00+251140.2	209.71669841	25.19450458	0.088863	49.23	0.035
J141136.89+263649.2	212.90373229	26.61366719	0.131654	18.1	0.046
J122657.03+343828.8	186.73763571	34.64134012	0.344758	8.974	0.037
J130154.80+320548.8	195.47834938	32.09690397	0.095534	43.99	0.034
J150913.42+241927.9	227.30593982	24.32442733	0.18417	18.17	0.116
J085528.42+143006.8	133.86845318	14.5018973	0.332273	6.341	0.101
J122903.50+294646.0	187.26458889	29.77945732	0.081452	29.0	0.051
J122900.29+272522.2	187.25122258	27.42283423	0.123468	28.07	0.058
J122355.78+282701.8	185.98242044	28.45051582	0.067613	20.06	0.056
J125328.55+362318.5	193.36899502	36.38848461	0.161599	9.264	0.047
J135845.38+265808.4	209.68908634	26.96902329	0.330789	11.29	0.058
J125029.08+063610.5	192.62118074	6.60292989	0.132614	30.22	0.079
J115057.15+253148.9	177.73815134	25.53027386	0.086154	53.17	0.062
J153141.25+201929.9	232.92190943	20.32497611	0.049596	78.41	0.185
J154851.59+212031.6	237.21497673	21.34211913	0.243734	5.065	0.112
J150715.31+081833.0	226.81382878	8.3091783	0.164279	26.69	0.093
J084930.55+101700.5	132.37729676	10.28349811	0.166739	9.137	0.120
J104941.34+233327.6	162.42227303	23.55767154	0.167005	5.751	0.080
J091037.28+112523.8	137.65534921	11.4232921	0.178888	9.314	0.083
J091418.44+130546.9	138.57686756	13.09636747	0.28645	18.02	0.072
J105151.03+213726.4	162.96266063	21.62400557	0.078607	44.44	0.057
J081857.22+111232.4	124.73841942	11.20900685	0.266575	7.481	0.071
J125140.14+162440.5	192.91727554	16.41126676	0.129766	29.39	0.076
J130024.84+262830.5	195.10350513	26.47515609	0.274479	8.462	0.024
J103418.04+183802.1	158.57517003	18.63393531	0.136313	20.51	0.075
J113137.16+155645.3	172.9048448	15.94592937	0.182885	23.38	0.149
J144240.79+262332.5	220.66999496	26.39238877	0.107136	56.77	0.069
J145108.76+270926.9	222.78650656	27.15747743	0.064506	374.3	0.080
J120342.90+224133.2	180.92875009	22.69257977	0.221079	23.17	0.075
J130809.09+242441.2	197.0379098	24.4114494	0.1223	24.04	0.045
J151611.53+150437.3	229.04804247	15.07704708	0.08282	35.9	0.074
J151108.27+045116.7	227.78449952	4.85465009	0.077193	47.16	0.134
J090506.30+625006.9	136.27627527	62.83526065	0.165523	10.15	0.165
J121830.84+183458.2	184.62851041	18.58285945	0.197339	30.87	0.088
J120719.81+241155.8	181.83254642	24.19885922	0.050502	57.58	0.072
J110045.32+625516.3	165.188836	62.92120549	0.1946	14.74	0.040

Continua alla pagina successiva

Tabella A.1 – continuazione della pagina precedente

Campione Cracco					
SDSS ID	RA J2000	DEC J2000	z	$\lambda L_{\lambda 5100}$	$A_V$
J122604.17+250637.6	186.51741249	25.11044573	0.063969	59.26	0.054
J123918.81+243143.6	189.82841665	24.52879364	0.185688	15.57	0.040
J132434.28+182853.4	201.14284944	18.48150889	0.109385	20.54	0.079
J131156.15+064858.3	197.98397684	6.81619869	0.127732	30.73	0.100
J132046.67+210846.4	200.19446031	21.14624943	0.089579	39.2	0.074
J140259.03+172056.0	210.74598909	17.34889828	0.060045	72.23	0.091
J140621.89+222346.5	211.59121428	22.39626119	0.097914	120.6	0.061
J140234.44+215951.5	210.64353924	21.99766577	0.066366	105.3	0.061
J144156.56+160421.1	220.48570187	16.07252811	0.112947	21.96	0.066
J152836.24+165434.5	232.15102958	16.90960045	0.15971	26.46	0.118
J152534.58+174900.0	231.39408881	17.81667017	0.12553	22.42	0.141
J150950.68+275028.3	227.46118183	27.84119996	0.343201	8.213	0.080
J163952.75+284910.1	249.96979169	28.81948247	0.087828	37.37	0.086
J145840.41+195218.6	224.66840528	19.87184301	0.223012	17.89	0.116
J150224.57+182128.7	225.60241436	18.35798976	0.300235	4.83	0.116
J160623.80+134859.1	241.59919885	13.81643837	0.288885	8.143	0.114
J163257.50+115040.1	248.23958982	11.84449302	0.046549	24.32	0.185
J162028.66+181937.6	245.11945326	18.32711444	0.16817	14.56	0.115
J171304.46+352333.5	258.26860063	35.39265943	0.083873	78.98	0.083
J144932.70+002236.3	222.38627452	0.37675721	0.080539	32.84	0.121
J014559.44+003524.7	26.49769908	0.59020913	0.165278	8.016	0.078
J225655.49+002543.5	344.2312497	0.4287718	0.222965	6.221	0.143
J033854.24+005339.7	54.72603961	0.89436249	0.278958	5.866	0.264
J002839.65+145138.8	7.16524767	14.86079152	0.196286	10.93	0.200
J013859.33+132108.2	24.74723556	13.35227975	0.243419	12.5	0.149
J092508.68+554423.1	141.28617508	55.73975968	0.221582	7.876	0.069
J095938.93+622107.1	149.91222688	62.35197953	0.286945	4.661	0.055
J083949.65+484701.4	129.95687732	48.78373666	0.039347	93.66	0.085
J135643.68+664128.5	209.18203946	66.6912506	0.172635	10.86	0.067
J155403.96+024730.4	238.51652141	2.79178988	0.196172	19.05	0.363
J154257.49+030653.3	235.73955367	3.11480737	0.065505	26.81	0.169
J003418.26-085900.6	8.5761197	-8.9835154	0.157326	10.84	0.099
J224916.87-084707.3	342.32032551	-8.78537823	0.214595	12.08	0.110
J093609.13-002639.7	144.03808064	-0.4443777	0.141131	19.45	0.081
J114330.97+643248.5	175.87907614	64.54682846	0.123534	16.17	0.073
J133138.03+013151.6	202.90848791	1.5310251	0.080481	37.59	0.068
J112508.40-033425.3	171.28503526	-3.57370183	0.096691	18.99	0.147
J164649.12+382504.6	251.70467099	38.41794686	0.310752	24.7	0.045
J094955.77+512126.6	147.48239163	51.35740469	0.208558	3.477	0.037
J134148.87-025801.3	205.45362569	-2.96704692	0.231846	3.668	0.100
J165731.77+342559.3	254.38240496	34.43315225	0.19087	15.21	0.045
J205418.80+004915.9	313.5783407	0.82110777	0.22746	20.08	0.240
J213015.52+112009.6	322.56468106	11.33601396	0.122547	31.83	0.248
J204404.52-011214.6	311.01886991	-1.2040701	0.172318	8.9	0.174
J140203.42+520831.1	210.5142798	52.14199876	0.165965	9.179	0.033
J081849.26+383416.1	124.70527059	38.57115328	0.160368	25.41	0.100
J103103.52+462616.8	157.7646714	46.43801725	0.09326	29.2	0.044
J112209.40+0111719.3	170.53916728	1.28870153	0.05826	37.07	0.097
J093643.12+505249.5	144.17969663	50.88043341	0.055381	51.1	0.037
J113320.91+043255.1	173.33713695	4.54865816	0.248121	15.49	0.094
J140914.35+565625.7	212.30979924	56.94047619	0.238566	17.88	0.029
J115533.53+545803.6	178.88974681	54.96767401	0.269055	6.124	0.044
J091313.72+365817.2	138.30719868	36.97145458	0.107291	30.55	0.054
J094752.25+400755.3	146.96772536	40.13204486	0.151602	13.74	0.046
J110333.00+083449.0	165.88752655	8.58027818	0.163124	16.69	0.070
J095017.60+070317.8	147.57333742	7.05496697	0.108695	16.33	0.092
J160806.67+424057.8	242.02783151	42.68274363	0.084754	41.58	0.044
J094237.08+085859.3	145.65452109	8.98315457	0.176376	11.1	0.085
J113151.04+100915.5	172.96270744	10.15431626	0.11947	13.23	0.101
J153441.43+462043.3	233.67264473	46.34537018	0.252079	9.497	0.039
J143952.91+392358.9	219.97047893	39.39971557	0.112017	18.03	0.026
J133729.04+563907.6	204.37100593	56.65212699	0.1435	17.28	0.023
J092404.43+362518.7	141.01848801	36.42188043	0.184853	10.99	0.036
J103244.20+391322.7	158.18418804	39.22299358	0.064377	46.65	0.040
J102156.43+100227.1	155.48513721	10.04088332	0.224659	14.39	0.103
J093504.84+105206.6	143.77019491	10.86851576	0.139217	13.41	0.088
J131506.50+461410.1	198.77709403	46.23614441	0.09847	20.4	0.033
J112013.91+110745.9	170.05797356	11.12942494	0.218127	7.175	0.060
J081954.93+075534.5	124.97891246	7.92625273	0.271733	7.327	0.056
J131135.66+142447.1	197.8985863	14.41310917	0.113873	64.79	0.066
J155909.63+350147.5	239.79012616	35.0298636	0.031083	224.1	0.068
J141302.09+353448.9	213.25872806	35.58027694	0.108526	15.43	0.052
J160508.87+323921.4	241.28699705	32.6559656	0.091409	32.06	0.100
J115349.12+133557.6	178.45469317	13.59935876	0.12784	17.36	0.089

Continua alla pagina successiva

TabellaA.1 – continuazione della pagina precedente

Campione Cracco					
SDSS ID	RA J2000	DEC J2000	z	$\lambda L_{\lambda 5100}$	$A_V$
J074218.77+465453.0	115.57820995	46.91474708	0.217324	7.666	0.187
J094506.65+321635.6	146.27773123	32.27655646	0.245151	12.82	0.052
J115523.74+150756.9	178.84893649	15.13248609	0.287335	25.38	0.111
J120049.18+390450.6	180.20491714	39.0807273	0.119671	19.9	0.050
J123544.25+160536.2	188.93438783	16.09340646	0.070796	49.59	0.072
J143135.31+481322.3	217.89715606	48.22288094	0.245347	13.09	0.073
J160831.56+070818.2	242.13154124	7.13839669	0.153371	11.38	0.148
J155520.18+211914.7	238.83411228	21.32076742	0.289315	9.422	0.155
J094528.35+201539.5	146.3681634	20.26099081	0.167587	20.15	0.083
J102258.20+202237.9	155.74250592	20.37721392	0.129589	28.09	0.060
J142032.83+252641.3	215.1368052	25.44481086	0.199486	7.79	0.052
J142927.53+242927.4	217.36472153	24.49094637	0.095869	15.17	0.077
J160334.48+203546.8	240.89369536	20.59634721	0.086128	25.98	0.186
J135820.44+134345.9	209.58520026	13.72942986	0.129014	18.51	0.051
J095329.84+142326.1	148.37435109	14.39060702	0.145193	10.2	0.079
J133118.21+174417.3	202.82591282	17.73816339	0.205196	7.215	0.055
J143028.65+143653.8	217.61939935	14.61495334	0.313562	10.57	0.074
J122411.20+254342.9	186.04668224	25.7286095	0.159921	9.402	0.055
J122214.90+035747.3	185.56210323	3.963155	0.288749	6.12	0.049
J150802.50+133904.9	227.01042792	13.6513795	0.240376	7.974	0.091
J144431.62+153643.2	221.13175216	15.61201012	0.049563	77.6	0.061
J142051.47+160800.0	215.21449319	16.13335182	0.16362	10.19	0.064
J144254.38+191713.8	220.72661924	19.2871854	0.07068	49.09	0.116
J152622.71+005338.1	231.59463097	0.89393261	0.128656	31.6	0.167
J161308.85+103658.1	243.28690521	10.61616355	0.279372	7.2	0.148
J161259.83+421940.3	243.24930515	42.3278712	0.233661	17.75	0.039

**Note.** Col. (1): Nome identificativo SDSS. Col. (2): Ascensione retta. Col. (3): Declinazione. Col. (4): Redshift. Col. (5): Densità media a 5100. Col. (6): Magnitudine di estinzione di Landolt [goo.gl/WBWDAT](#).



# Appendice B

## Macro e script

### B.1 Macro per il test $V/V_{\max}$

Con la seguente macro è stato costruito il test del volume per il campione iniziale di NLS1 per valutare la completezza del campione stesso, e dunque la generalità dei risultati che si possono ottenere.

```
import numpy as np

file1 = 'tab_unione_mag_fiber_model'

#####
# Macro per costruire il test V/V_max
#####

nome_SDSS = np.genfromtxt(file1, usecols=(0), dtype='|S100')
ra = np.genfromtxt(file1, usecols=(1))
dec = np.genfromtxt(file1, usecols=(2))
z = np.genfromtxt(file1, usecols=(3))
fiberMag_r = np.genfromtxt(file1, usecols=(4))

modelmag_r = np.genfromtxt(file1, usecols=(5))
mfib_mmod = np.genfromtxt(file1, usecols=(6))
fiber_corr_r = np.genfromtxt(file1, usecols=(7))

# La costante c deve essere compatibile con H0. Se H0 e'
# in km / s / Mpc
# allora c va espressa in km / s
c = 299792.458 #in unita' di km/s
H0 = 69.9
q0 = 0.5
m_r_lim = 19.3 #magnitudine limite in banda r della sloan

print 'SDSS[0]', 'ra[1]', 'dec[2]', 'z[3]', 'fiberMag_r[4]',
      'modelmag_r[5]', 'mfib_mmod[6]', 'fiber_corr_r[7]',
      'd_L[8]', 'z_max[9]', 'V_z[10]', 'V_max[11]'
V_V_max = 0.
for i in range(0, len(ra)):
```

```

d_L = (c/(H0*q0))*((z[i]*q0)+(q0-1)*
*(-1+np.sqrt(2*q0*z[i] + 1)))
# distanza di luminosita' propria della sorgente
d_max = d_L*10**((m_r_lim - fiber_corr_r[i])/5)
# massima distanza
# di luminosita'
# della sorgente

# Calcolo del volume proprio della sorgente
# come integrale tra
# _z = 0. e _z = z[i]
V_z = 0.
_z = 0.
while _z < z[i]:
    V_z = V_z + (d_L * d_L * c * 0.0001 /
                (H0 * (1 + _z) * (1 + _z) *
                 * (1 + _z) * np.sqrt(1 + 2 * q0 * _z)))
    _z = _z + 0.0001

# Calcolo del massimo valore di redshift, come quel
# valore z_max > z[i] per il quale si ha d_L = d_max
z_max = z[i]
dist = d_L # Aggiungo questa variabile perche'
           # mi serve ricordare
           # qual e' il valore di d_L
while dist < d_max:
    dist = (c/(H0*q0))*((z_max*q0)+(q0-1)*
*(-1+np.sqrt(2*q0*z_max + 1)))
    z_max = z_max + 0.0001

# Calcolo del volume massimo per la sorgente,
# dato dal volume proprio
# gia' calcolato, piu' l'integrale di volume tra
# _z = z[i] e _z = z_max
V_max = V_z
while _z < z_max:
    V_max = V_max + (d_max * d_max * c * 0.0001 /
                    / (H0 * (1 + _z) * (1 + _z) *
                     * (1 + _z) * np.sqrt(1 + 2 * q0 * _z)))
    _z = _z + 0.0001

V_V_max = V_V_max + V_z/V_max

print nome_SDSS[i], ra[i], dec[i], z[i], fiberMag_r[i],
      modelmag_r[i], m_fib_mmod[i], d_L, d_max, z_max,
      V_z, V_max

print (V_V_max / len(ra))

```

## B.2 Macro per il match

Con la seguente macro è stato costruito il match tra i due cataloghi usati, il FIRST per l'emissione radio e le coordinate del campione iniziale fornito per l'analisi.

```

import numpy as np

file1 = 'Cracco_coordinates'
file2 = 'FIRST_catalog-2'

# dati dalla tabella: Cracco_coordinates

nome_SDSS = np.genfromtxt(file1 , usecols=(1), dtype='|S100')
ra_campione = np.genfromtxt(file1 , usecols=(2))
dec_campione = np.genfromtxt(file1 , usecols=(3))
z = np.genfromtxt(file1 , usecols=(4))
MEAN_5100 = np.genfromtxt(file1 , usecols=(5))

# dati dalla tabella: FIRST_catalog-2

nome_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(0), dtype='|S100')
ra_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(1))
dec_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(2))
RA_hh_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(3), dtype='|S100')
RA_mm_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(4), dtype='|S100')
RA_ss_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(5), dtype='|S100')
DEC_dd_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(6), dtype='|S100')
DEC_mm_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(7), dtype='|S100')
DEC_ss_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(8), dtype='|S100')
F1_4_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(9))
Fint1_4_FIRST = np.genfromtxt(file2 , usecols=(10))

# definisco ora il raggio per fare il match (6./3600. = 6'')

epsilon = 6./3600.

print '#nome_SDSS[0]', 'nome_FIRST[1]', 'ra_Cracco[2]',
'dec_Cracco[3]', 'RA_hh_FIRST[4]', 'RA_mm_FIRST[5]',
'RA_ss_FIRST[6]', 'DEC_dd_FIRST[7]', 'DEC_mm_FIRST[8]',
'DEC_ss_FIRST[9]', 'ra_FIRST[10]', 'dec_FIRST[11]',
'F1_4_FIRST[12]', 'Fint1_4_FIRST[13]', 'MEAN_5100[14]',
'redshift[15]', 'distanza[16]'
for i in range(0, len(ra_campione)):
    ra, dec = ra_campione[i], dec_campione[i]
    for k in range(0, len(ra_FIRST)):
        ra1, dec1 = ra_FIRST[k], dec_FIRST[k]
        distanza = np.sqrt((ra-ra1)**2+(dec-dec1)**2)
        if distanza < epsilon:
            print nome_SDSS[i], nome_FIRST[k], ra,
dec, RA_hh_FIRST[k], RA_mm_FIRST[k], RA_ss_FIRST[k],

```

```
DEC_dd_FIRST[k], DEC_mm_FIRST[k], DEC_ss_FIRST[k],  
ra1, decl, F1_4_FIRST[k], Fint1_4_FIRST[k],  
MEAN_5100[i], z[i], distanza
```

### B.3 Macro per l'estrapolazione del flusso a 5 GHz

Macro sfruttata per estrapolare il flusso a 5 GHz conoscendo il valore a 1.4 GHz e indicando tre valori arbitrari per l'indice spettrale, come riportato in Sezione 3.1

```

import numpy as np

file1 = 'outputmatch_Cracco_FIRST_redshiftato_alpha_0_0'

nome_SDSS = np.genfromtxt(file1, usecols=(0), dtype='|S100')
nome_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(1), dtype='|S100')
ra_campione = np.genfromtxt(file1, usecols=(2))
dec_campione = np.genfromtxt(file1, usecols=(3))

RA_hh_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(4))
RA_mm_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(5))
RA_ss_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(6))
DEC_dd_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(7))
DEC_mm_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(8))
DEC_ss_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(9))

ra_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(10))
dec_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(11))
F1_4_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(12))
F1_4_FIRSTz = np.genfromtxt(file1, usecols=(13))
Fint1_4_FIRST = np.genfromtxt(file1, usecols=(14))
Fint1_4_FIRSTz = np.genfromtxt(file1, usecols=(15))
MEAN_5100 = np.genfromtxt(file1, usecols=(16))
z = np.genfromtxt(file1, usecols=(17))

alpha = 1.0

print '#nome_SDSS[0]', 'nome_FIRST[1]', 'ra_Cracco[2]',
'dec_Cracco[3]', 'RA_hh_FIRST[4]', 'RA_mm_FIRST[5]',
'RA_ss_FIRST[6]', 'DEC_dd_FIRST[7]', 'DEC_mm_FIRST[8]',
'DEC_ss_FIRST[9]', 'ra_FIRST[10]', 'dec_FIRST[11]',
'F1_4_FIRST[12]', 'F1_4_FIRSTz[13]', 'Fint1_4_FIRST[14]',
'Fint1_4_FIRSTz[15]', 'F_5_estrap[16]', 'MEAN_5100[17]',
'z[18]'
for i in range(0, len(ra_campione)):
    F_nu1_4z = F1_4_FIRSTz[i]
    F_5_estrap = 10**(((np.log10(5.)) -
    (np.log10(1.4))) * (-alpha) + (np.log10(F_nu1_4z)))
    print nome_SDSS[i], nome_FIRST[i], ra_campione[i],
    dec_campione[i], RA_hh_FIRST[i],
    RA_mm_FIRST[i], RA_ss_FIRST[i], DEC_dd_FIRST[i],
    DEC_mm_FIRST[i], DEC_ss_FIRST[i],
    ra_FIRST[i], dec_FIRST[i], F1_4_FIRST[i],
    F1_4_FIRSTz[i], Fint1_4_FIRST[i],
    Fint1_4_FIRSTz[i], F_5_estrap, MEAN_5100[i], z[i]

```

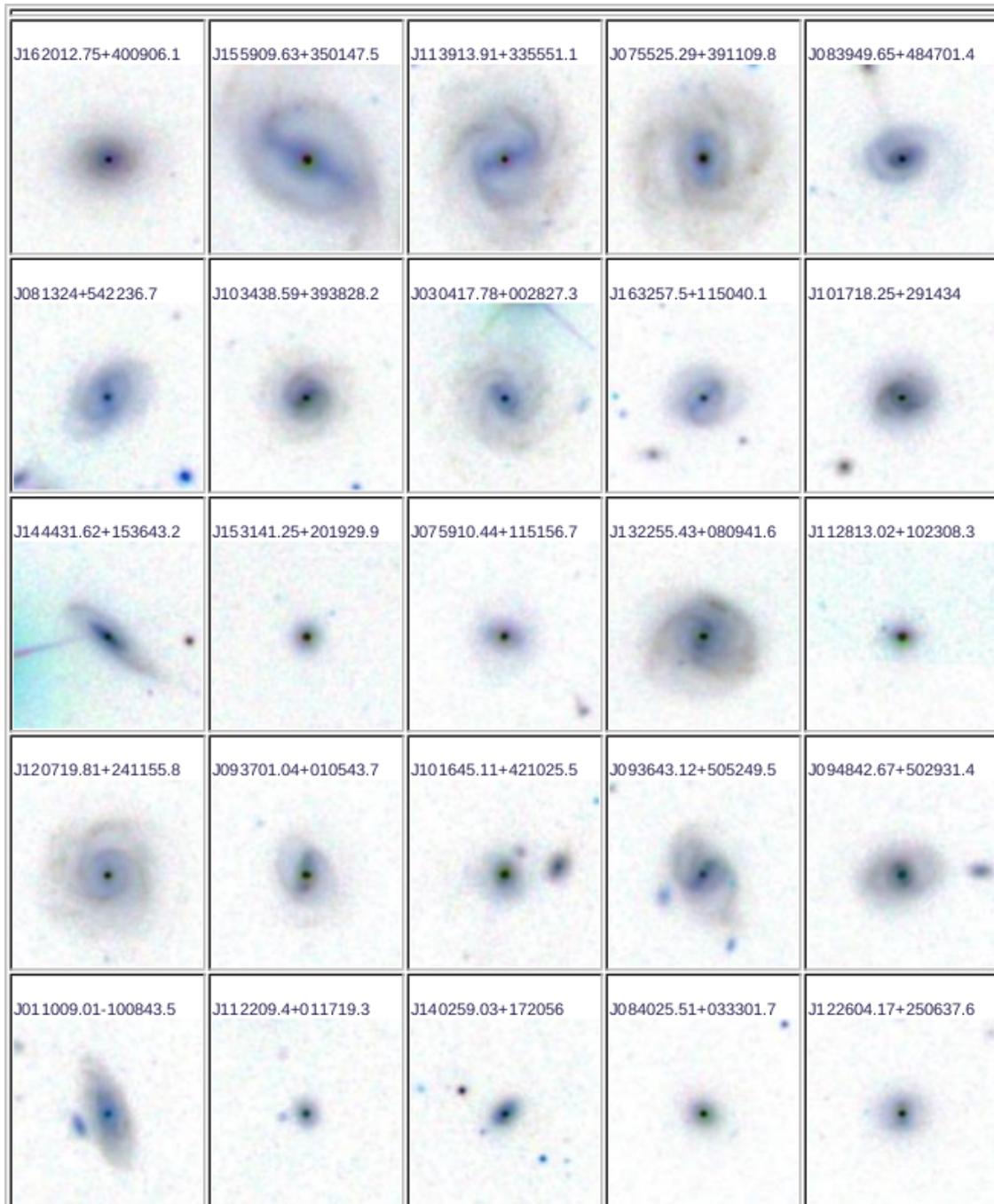


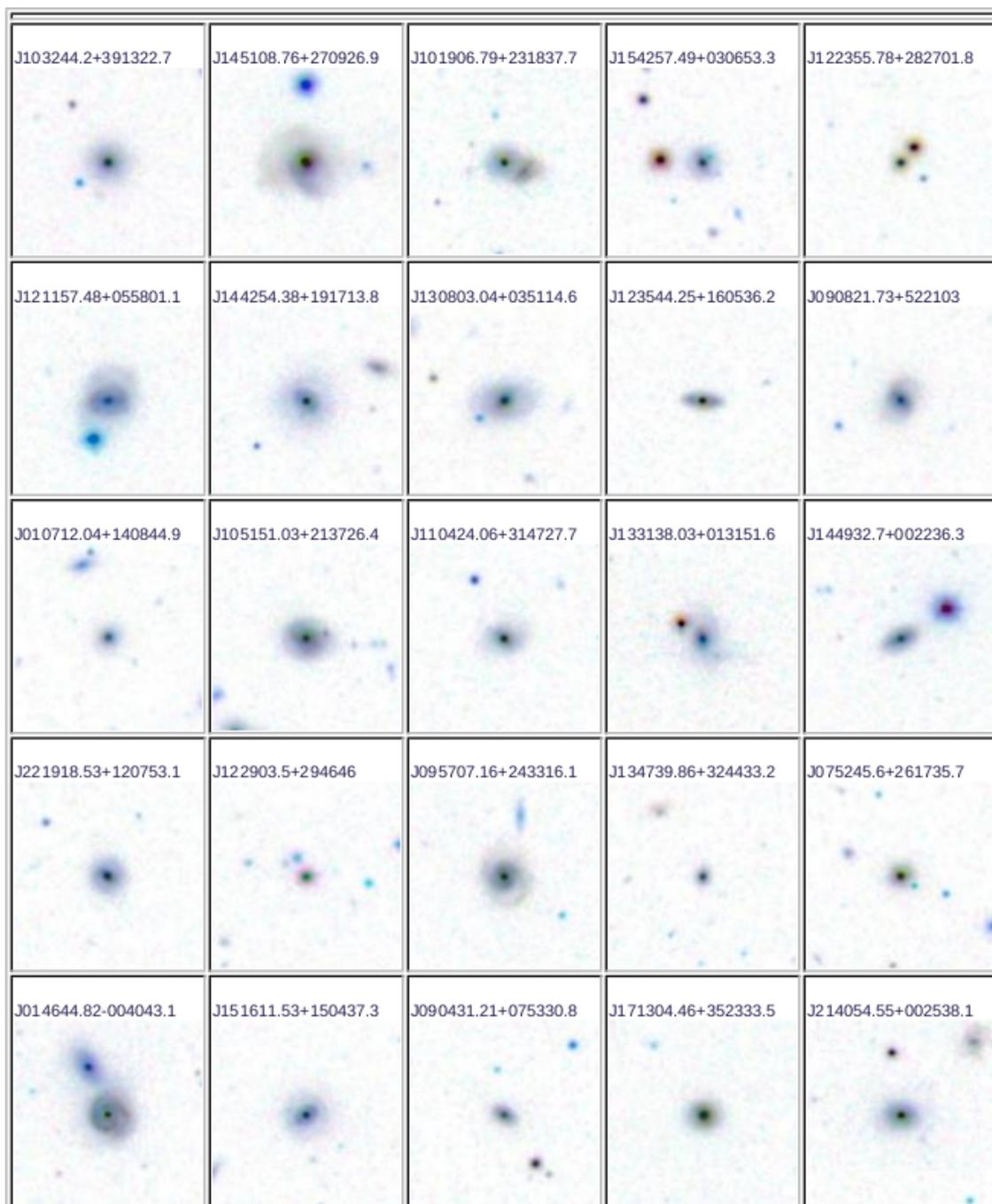
## Appendice C

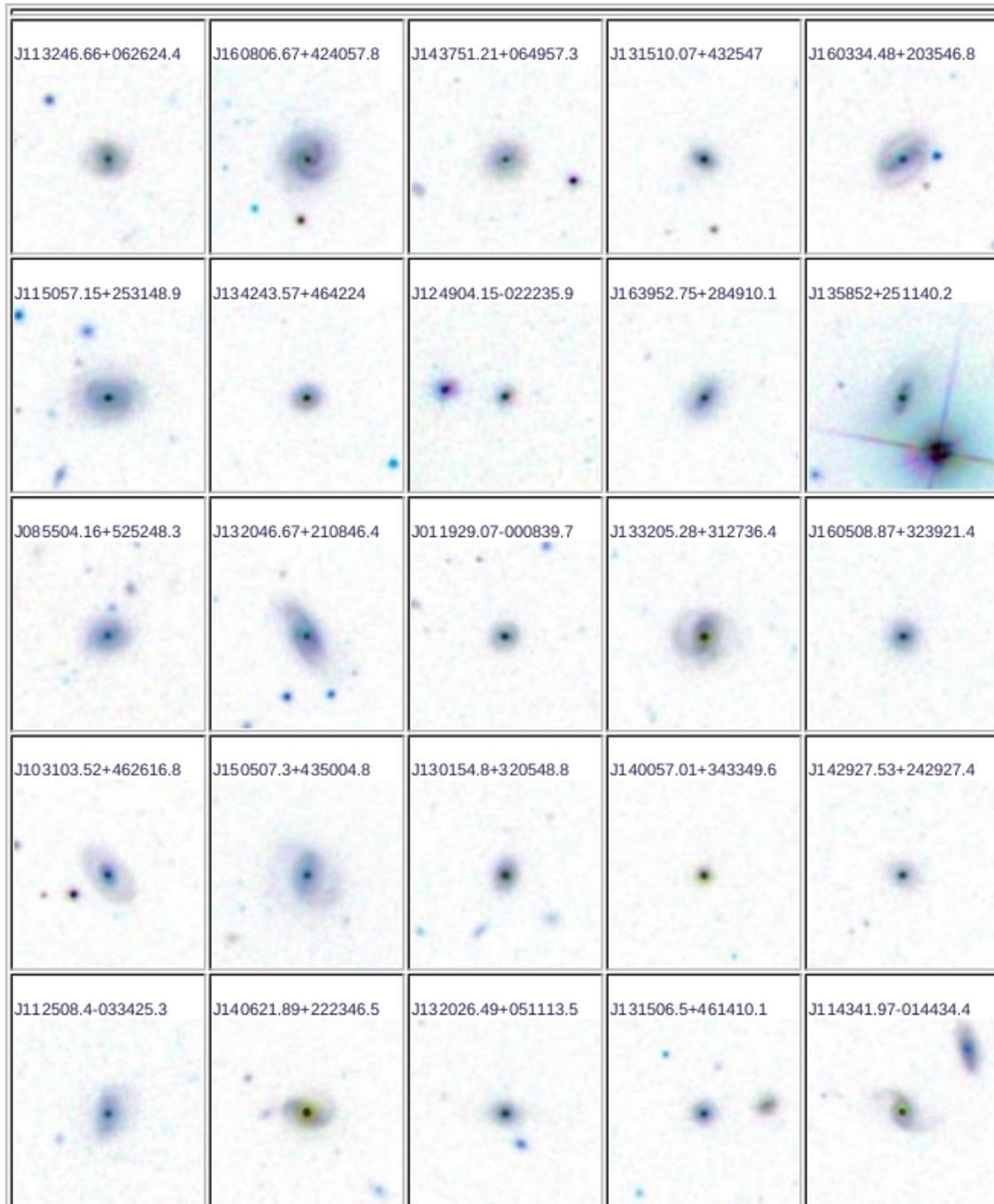
# Immagini SDSS campione

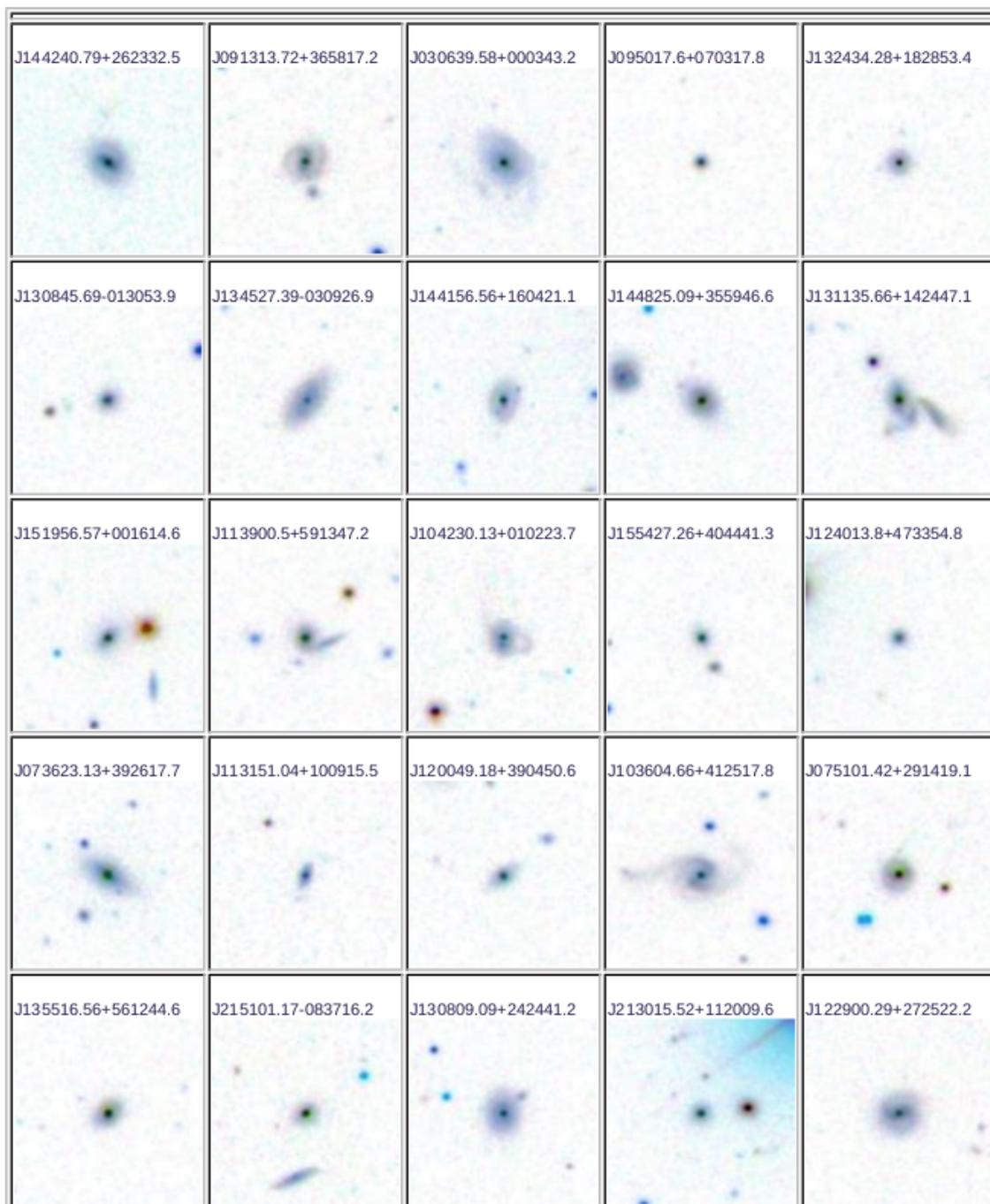
In questa appendice sono riportate le controparti ottiche di tutte le sorgenti di cui è presente l'immagine catalogata in <http://skyserver.sdss.org/dr13/en/tools/chart/list.aspx> Data Release 13, la versione attualmente più completa.

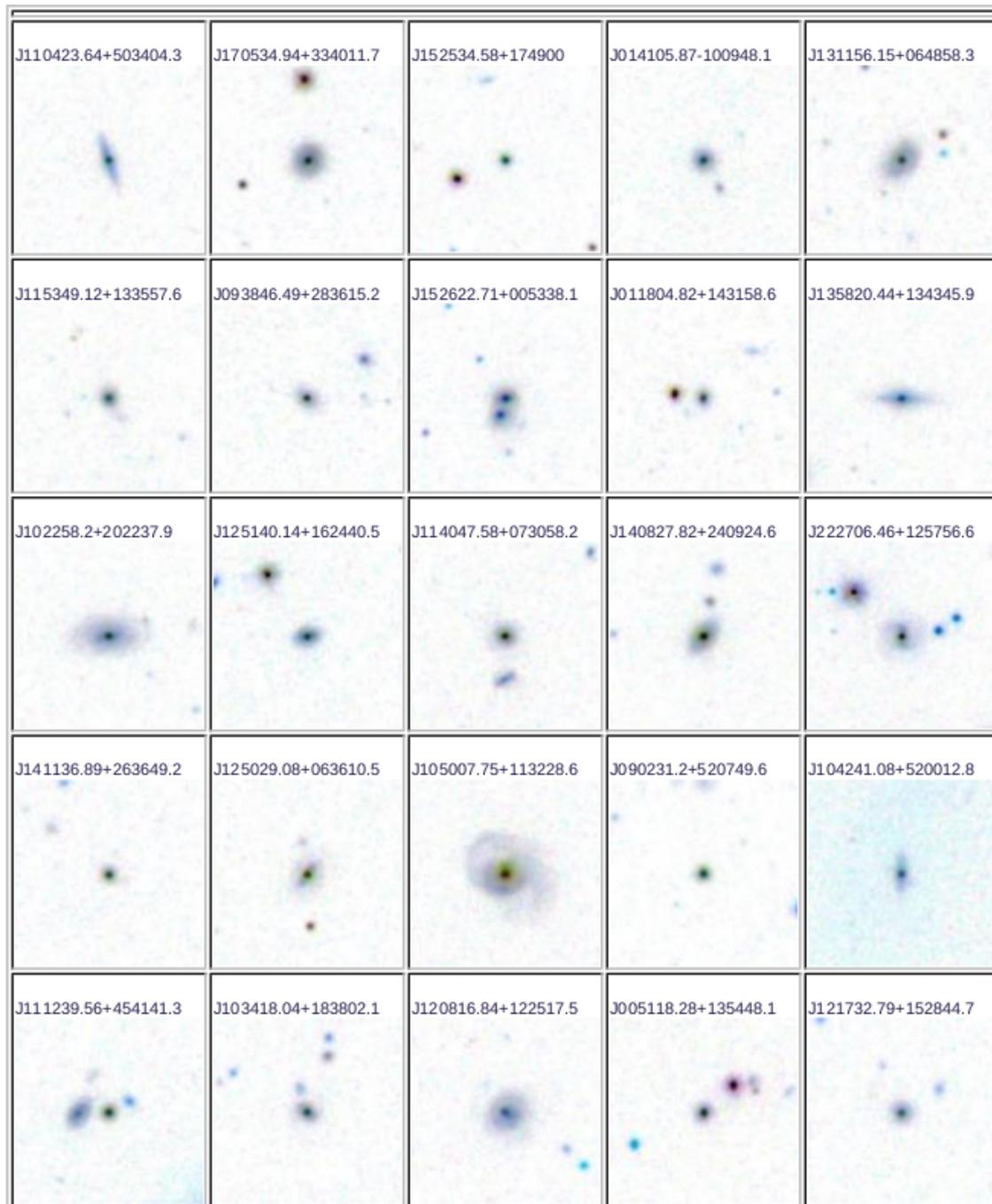
Gli oggetti del campione sono 296, di questi si sono trovate le immagini di 274 con la ricerca tramite l'inserimento delle coordinate nel portale e con un'apertura di 0.4". Esse sono state ordinate secondo il redshift crescente per poter mettere in evidenza la facilità nel distinguere componenti di disco e particolari più dettagliati, quali la presenza di barre, l'apertura più o meno pronunciata dei bracci, ed il loro numero, quando sono relativamente prossime all'osservatore.

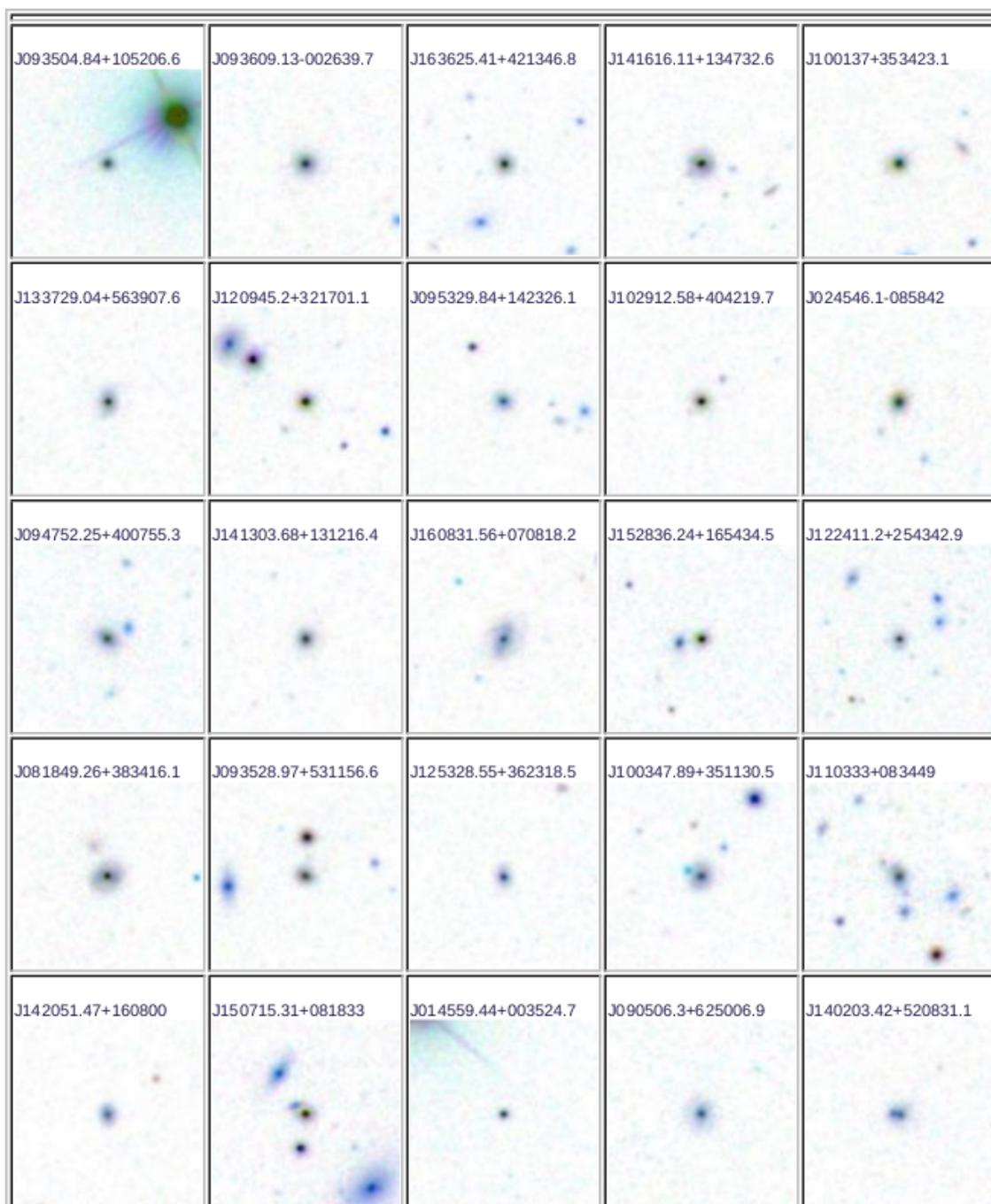


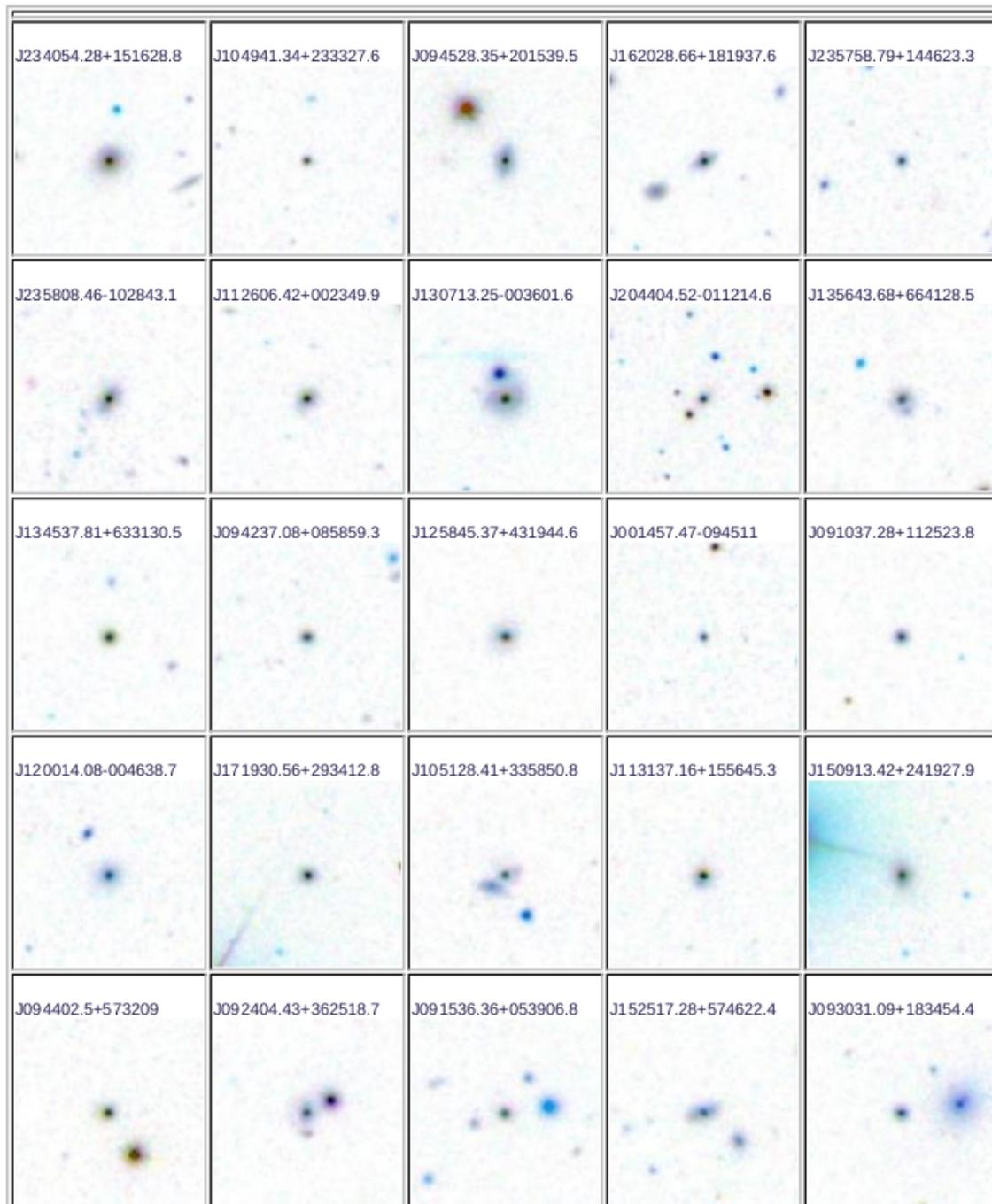


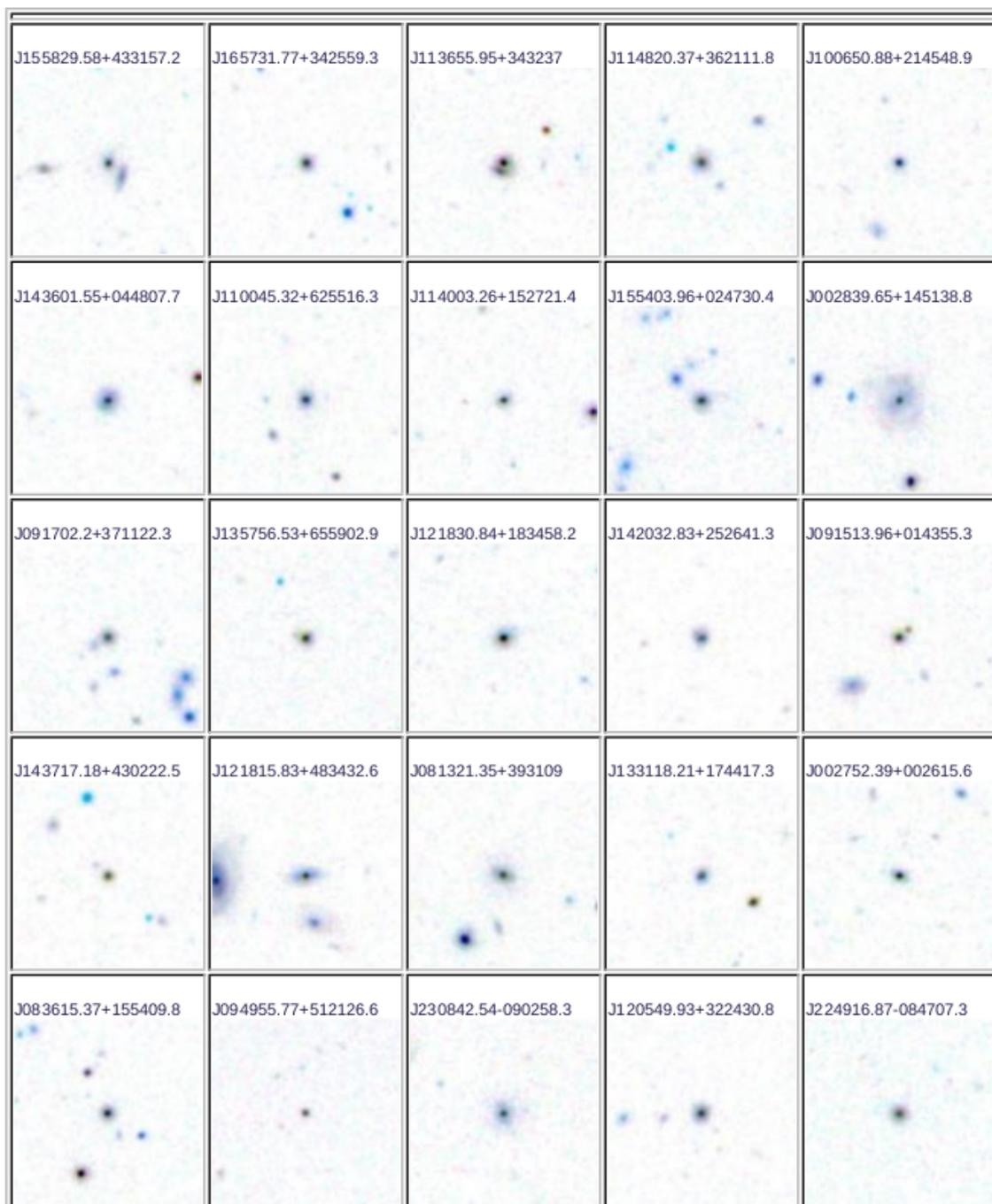


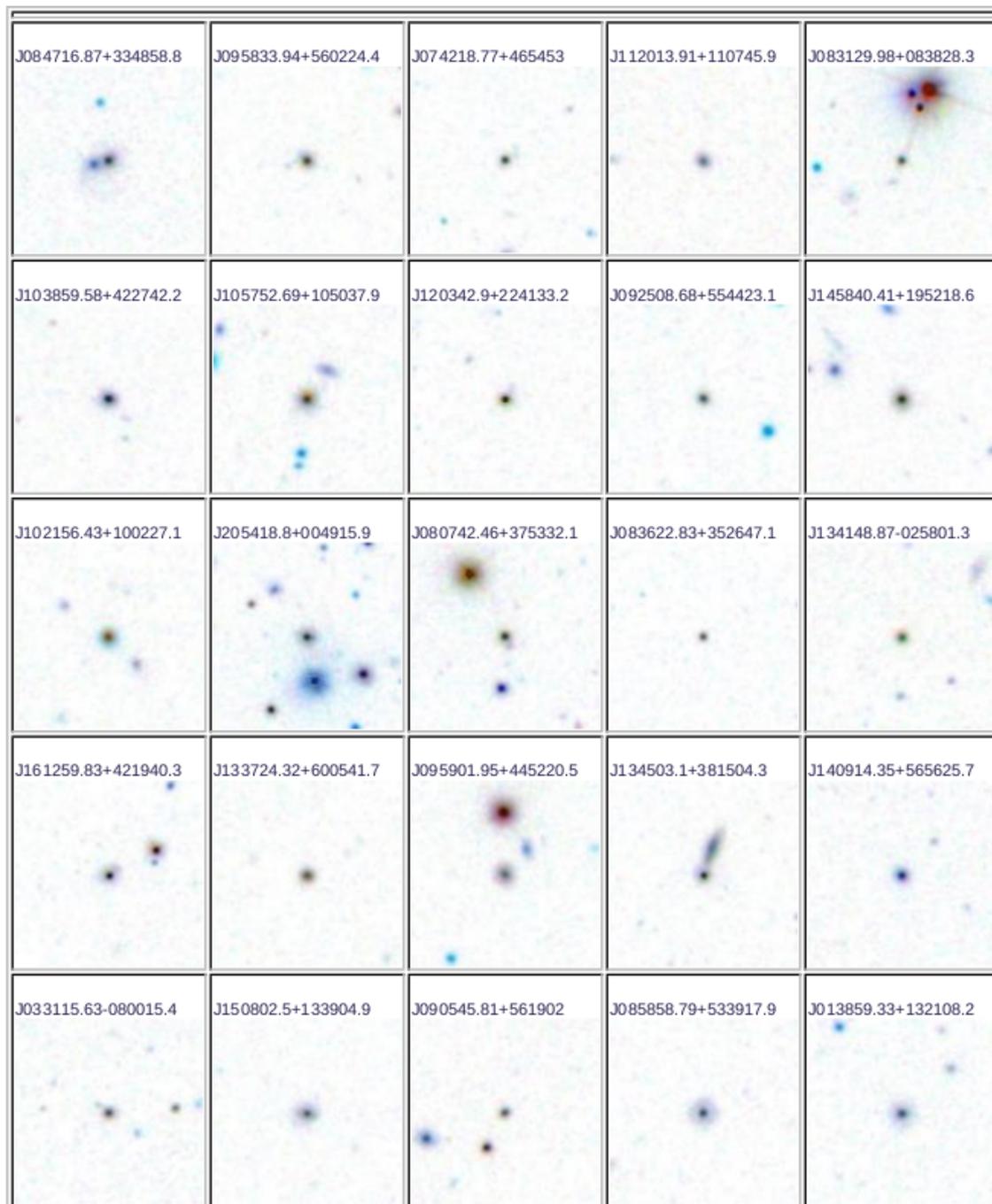


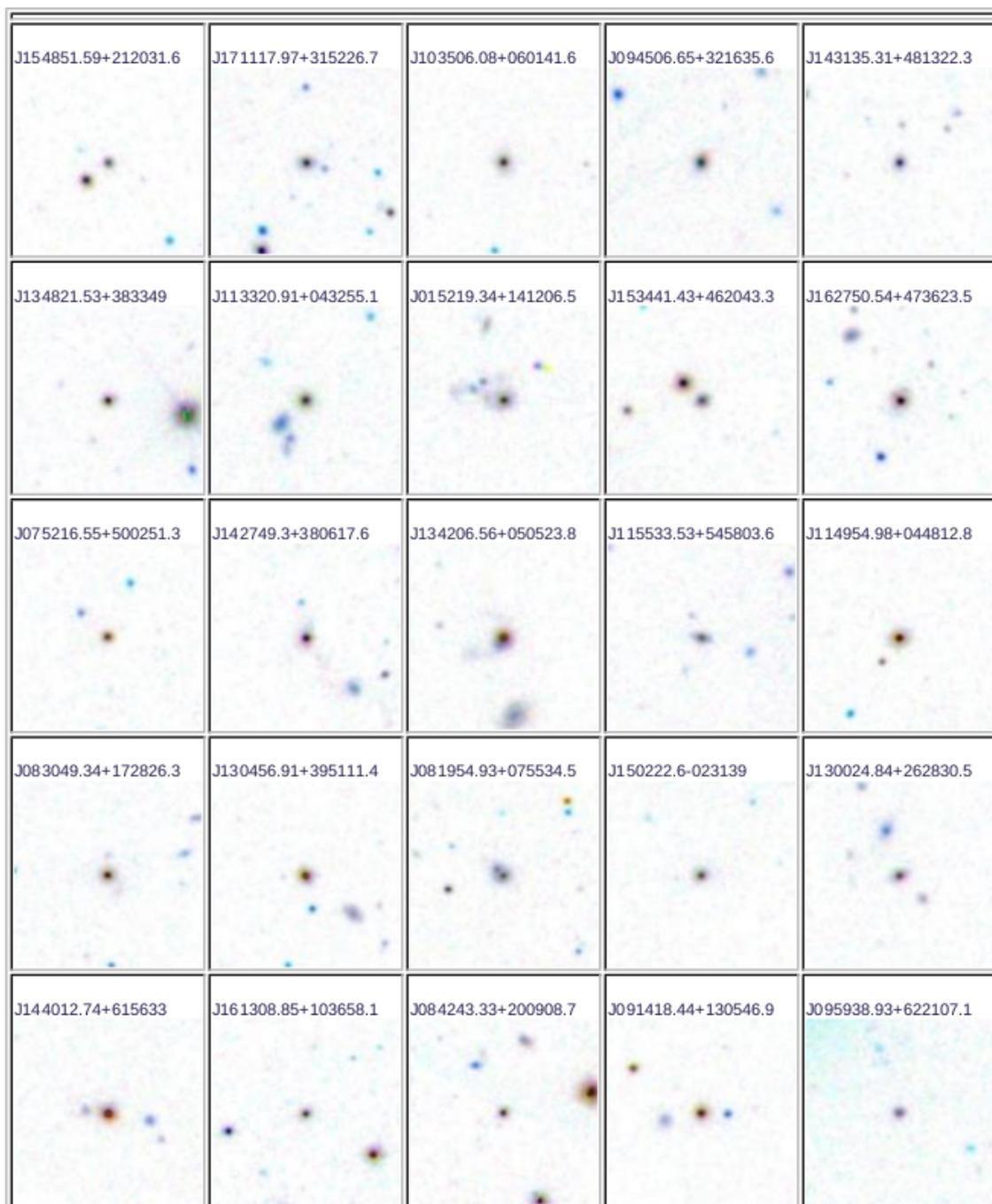


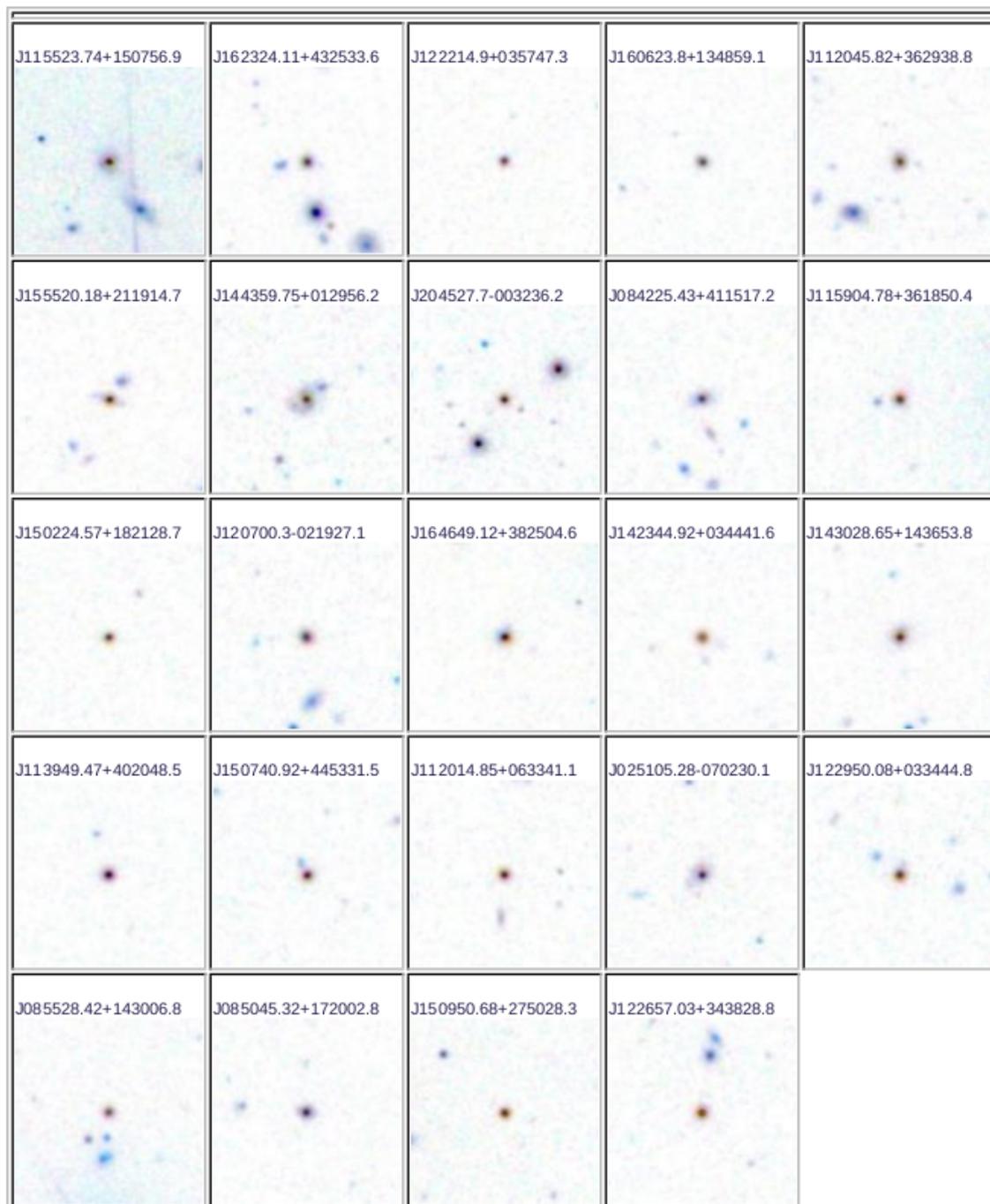












# Elenco delle figure

1.1	Curva di luce radio da <a href="#">Jansky (1933)</a> . . . . .	4
1.2	Diagramma dell'emissione di Ne II da <a href="#">Wollman et al. (1977)</a> . . . . .	5
1.3	Spettro medio di un QSO da <a href="#">Francis et al. (1991)</a> . . . . .	6
1.4	Immagine ottica del quasar 3C 273 . . . . .	8
1.5	Struttura 2D di un AGN da <a href="#">Antonucci (1993)</a> e l'immagine tridimensionale . . . . .	9
1.6	Immagine ottica e spettro di NGG 1068 . . . . .	13
1.7	Tabella dei parametri delle Seyfert ( <a href="#">Dibai, 1983</a> ) . . . . .	15
1.8	Spettro ottico di Mrk 359 da <a href="#">Davidson &amp; Kinman (1978)</a> . . . . .	16
1.9	Grafico $\sigma_{[OIII]}$ rispetto a $\log M_{BH}(H\beta)$ ( <a href="#">Grupe &amp; Mathur, 2004</a> ) . . . . .	17
1.10	Distribuzione della densità di flusso 91 quasar da <a href="#">Kellermann et al. (1989)</a> . . . . .	18
1.11	Numero di oggetti in funzione della radio brillantezza da <a href="#">Ho &amp; Peng (2001)</a> . . . . .	19
1.12	Distribuzione spettrale di energia di AGN da <a href="#">Padovani (2017)</a> . . . . .	20
2.1	Mapa in coordinate equatoriali degli oggetti del campione proveniente da <a href="#">Cracco et al. (2016)</a> . . . . .	22
2.2	Grafici della distribuzione spaziale dei QSO nell'emisfero nord e sud, da <a href="#">Hewitt &amp; Burbidge (1993)</a> . . . . .	22
2.3	Correlazione lineare tra le magnitudini in banda $i$ ed $r$ . . . . .	25
3.1	Incrocio tra il FIRST e gli oggetti del campione di <a href="#">Cracco et al. (2016)</a> . . . . .	28
3.2	Esempio di conversione del file <code>fits</code> di uno spettro per leggerlo in IRAF . . . . .	34
3.3	Esempio di <i>spike</i> in rosso in uno spettro . . . . .	35
3.4	Ingrandimento della regione attorno ad uno <i>spike</i> . . . . .	36
3.5	Interpolazione del continuo tra le ali di uno <i>spike</i> . . . . .	36
3.6	Mapa della regione del Lockman Hole con le sorgenti del campione . . . . .	37
3.7	Mapa delle polveri galattiche, da <a href="#">Schlegel et al. (1998)</a> . . . . .	38
3.8	Mapa del rapporto tra la polvere e il gas, da <a href="#">Schlegel et al. (1998)</a> . . . . .	38
3.9	Correzione per redshift di uno spettro di esempio . . . . .	39
3.10	Correzione per redshift di uno spettro di esempio . . . . .	40
3.11	Sottrazione del continuo da uno spettro di esempio . . . . .	43
3.12	Fit del multipletto Fe II tramite un template da <a href="http://servo.aob.rs/FeII_AGN/">http://servo.aob.rs/FeII_AGN/</a> . . . . .	43
3.13	Risultato della sottrazione del multipletto del Fe II . . . . .	44
4.1	Radio brillantezza contro massa del buco nero da <a href="#">Boroson &amp; Green (1992)</a> . . . . .	49
4.2	Radio brillantezza rispetto alla massa del buco nero per $\alpha = 0.0$ , stimata con il contributo del Fe II . . . . .	50
4.3	Radio brillantezza rispetto alla massa del buco nero per $\alpha = 0.5$ , con Fe II . . . . .	50
4.4	Radio brillantezza rispetto alla massa del buco nero per $\alpha = 1.0$ , con Fe II . . . . .	51

4.5	Radio brillantezza rispetto alla massa del buco nero per $\alpha = 0.0$ , con Fe II sottratto . . . . .	51
4.6	Radio brillantezza rispetto alla massa del buco nero per $\alpha = 0.5$ , con Fe II sottratto . . . . .	52
4.7	Radio brillantezza rispetto alla massa del buco nero per $\alpha = 1.0$ , con Fe II sottratto . . . . .	52
4.8	Distribuzione delle masse per le NLS1 del campione di <a href="#">Berton et al. (2015)</a>	54
4.9	Grafico per le differenze tra magnitudine della fibra e del modello . . . . .	55
4.10	Grafico 4.9 con quattro casi limite . . . . .	56
4.11	Immagini ottiche delle quattro sorgenti di Figura 4.10 . . . . .	56
4.12	Grafico differenza magnitudini rispetto magnitudine r . . . . .	57

# Elenco delle tabelle

3.1	Tabella incrocio tra il catalogo FIRST e il campione Cracco et al. (2016) . .	29
3.2	Catalogo risultante dall'incrocio del campione Cracco et al. (2016) con il catalogo FIRST . . . . .	31
3.3	Tabella delle misure del continuo a 4400 Å . . . . .	40
A.1	Campione proveniente da Cracco et al. (2016) di Narrow Line Seyfert 1 SDSS DR7 . . . . .	61



# Bibliografia

- Angel, J. R. P., & Stockman, H. S. 1980, *ARA&A*, 18, 321
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Antonucci, R. R. J. 1983, *Nature*, 303, 158
- Berton, M., Foschini, L., Ciroi, S., et al. 2016, arXiv:1603.00492
- Berton, M., Foschini, L., Ciroi, S., et al. 2015, *A&A*, 578, A28
- Boroson, T. A., & Green, R. F. 1992, *ApJS*, 80, 109
- Burbidge, E. M. 1967, *ARA&A*, 5, 399
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Cracco V., Ciroi S., Berton M., Di Mille F., Foschini L., La Mura G., Rafanelli P., 2016, *MNRAS*, 462, 1256
- Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & Gabel, J. R. 2003, *AJ*, 126, 1690
- Davidson, K., & Kinman, T. D. 1978, *ApJ*, 225, 776
- Decarli, R., Dotti, M., Fontana, M., & Haardt, F. 2008, *MNRAS*, 386, L15
- Decarli, R., Labita, M., Treves, A., & Falomo, R. 2008, *MNRAS*, 387, 1237
- Dibai, E. A. 1983, *Soviet Astronomy Letters*, 9, 366
- Flesch, E. W. 2017, *VizieR Online Data Catalog*, 7277,
- Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., et al. 1991, *ApJ*, 373, 465
- Genzel, R., Eckart, A., Ott, T., & Eisenhauer, F. 1997, *MNRAS*, 291, 219
- Grier, C. J., Martini, P., Watson, L. C., et al. 2013, *ApJ*, 773, 90
- Grupe, D., & Mathur, S. 2004, *ApJ*, 606, L41
- Heckman, T. M. 1980, *Highlights of Astronomy*, 5, 185
- Helfand, D. J., White, R. L., & Becker, R. H. 2015, *ApJ*, 801, 26
- Hewitt, A., & Burbidge, G. 1993, *ApJS*, 87, 451
- Ho, L. C., & Peng, C. Y. 2001, *ApJ*, 555, 650

- Hodge, P. 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101, 84
- Jansky, K. G. 1933, *Nature*, 132, 66
- Jansky, K. G. 1933, *Popular Astronomy*, 41, 548
- Järvelä, E., Lähteenmäki, A., & León-Tavares, J. 2015, *A&A*, 573, A76
- Kellermann, K. I., Sramek, R., Schmidt, M., Shaffer, D. B., & Green, R. 1989, *AJ*, 98, 1195
- Kennedy, G. F., Miralda-Escudé, J., & Kollmeier, J. A. 2011, *Astrophysical Dynamics: From Stars to Galaxies*, 271, 381
- Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W. 1974, *ApJ*, 192, 581
- Komossa, S., Voges, W., Xu, D., et al. 2006, *AJ*, 132, 531
- Kovacevic, J., Popovic, L. C., & Dimitrijevic, M. S. 2010, *VizieR Online Data Catalog*, 218,
- Krolik, J. H., & Piran, T. 2011, *ApJ*, 743, 134
- Lacy, M., Baum, S. A., Chandler, C. J., et al. 2016, *American Astronomical Society Meeting Abstracts #227*, 227, 324.09
- Laor, A. 2000, *ApJ*, 543, L111
- Laor, A. 1998, *ApJ*, 505, L83
- Lockman, F. J., Jahoda, K., & McCammon, D. 1986, *ApJ*, 302, 432
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, 223, 690
- Mathur, S. 2000, *MNRAS*, 314, L17
- Morton, D. C. 1991, *ApJS*, 77, 119
- Mullaney, J. R., & Ward, M. J. 2008, *MNRAS*, 385, 53
- Oshlack, A. Y. K. N., Webster, R. L., & Whiting, M. T. 2002, *ApJ*, 576, 81
- Osterbrock, D. E., & Dahari, O. 1983, *ApJ*, 273, 478
- Osterbrock, D. E., & Pogge, R. W. 1985, *ApJ*, 297, 166
- Padovani, P. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0194
- Padovani, P. 2016, *The Messenger*, 165, 44
- Peterson, B. M. 1997, *An introduction to active galactic nuclei*, Publisher: Cambridge, New York Cambridge University Press, 1997 Physical description xvi, 238 p. ISBN 0521473489
- Peterson, B. M., & Wandel, A. 2000, *ApJ*, 540, L13
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, 596, A106
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525

- Schmidt, M. 1968, *ApJ*, 151, 393
- Schmidt, M. 1967, *PASP*, 79, 437
- Schmidt, M., & Green, R. F. 1983, *ApJ*, 269, 352
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28
- Swann, W. F. 1945, *AJ*, 51, 124
- Terashima, Y., & Wilson, A. S. 2003, *Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy*, 290, 403
- Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., et al. 2002, *ApJ*, 574, 740
- Trumpler, R. J. 1930, *PASP*, 42, 214
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803
- Veron-Cetty, M.-P., & Veron, P. 1991, *European Southern Observatory Scientific Report*, 10, 1
- Wandel, A., Peterson, B. M., & Malkan, M. A. 1999, *ApJ*, 526, 579
- Weedman, D. W. 1976, *ApJ*, 208, 30
- Woltjer, L. 1959, *ApJ*, 130, 38
- Wollman, E. R., Geballe, T. R., Lacy, J. H., Townes, C. H., & Rank, D. M. 1977, *ApJ*, 218, L103