

UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA  
Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

---

Corso di Laurea Magistrale in Astronomia

Long-term variability of the gamma-ray  
emitting NLSy1 PKS2004-447

Relatore:  
Prof. Stefano Cioi  
Correlatore:  
Dr. Marco Berton

Laureanda:  
Giorgia Peluso

---

Anno Accademico 2019/2020



# Indice

1	Nuclei Galattici Attivi	3
1.1	Introduzione . . . . .	3
1.1.1	Buco Nero Super-Massiccio . . . . .	4
1.1.2	Disco di accrescimento . . . . .	5
1.1.3	Broad-Line Region . . . . .	6
1.1.4	Toro di polveri . . . . .	6
1.1.5	Narrow-Line Region . . . . .	7
1.1.6	Jet . . . . .	8
1.2	Modello Unificato . . . . .	9
2	Narrow-Line Seyfert 1	14
2.1	$\gamma$ -NLSy1 . . . . .	18
2.2	PKS 2004-447 . . . . .	23
3	Riduzione dati	27
3.1	FORS2 . . . . .	27
3.2	Dataset . . . . .	28
3.3	Bias . . . . .	29
3.4	Flat field . . . . .	32
3.5	Calibrazione in lunghezza d'onda . . . . .	33
3.6	Calibrazione in flusso . . . . .	39
4	Elaborazione dati	46
4.1	Modello del ferro . . . . .	46
4.2	Rapporto R4570 . . . . .	52
4.3	Calibrazione in flusso con l'[OIII]5007 . . . . .	53
4.4	Scomposizione della riga $H\beta$ . . . . .	55
4.5	Luminosità del continuo . . . . .	66
4.6	Indice spettrale del continuo e larghezza equivalente delle righe	67
5	Analisi dati	72
5.1	Stima del fattore $f$ . . . . .	76
5.2	Metodi alternativi al teorema del viriale . . . . .	78

5.3	Massa viriale del SMBH . . . . .	82
5.4	Rapporti di Eddington . . . . .	86
6	Conclusioni	91
7	Bibliografia	94

# Nuclei Galattici Attivi

I nuclei galattici attivi ('active galactic nuclei' o, più brevemente, AGN) sono gli oggetti più energetici che popolano il nostro Universo. Si presentano come regioni, al centro della galassia, dalle dimensioni di alcuni giorni luce, con luminosità bolometriche fino ai  $10^{48}$  erg s<sup>-1</sup>, che emettono dal radio ai raggi  $\gamma$ . Woltjer (1959) fu il primo a notare che se si fosse voluto riprodurre l'emissione osservata tramite una sovrapposizione di spettri stellari, si sarebbero dovute avere  $10^8 M_{\odot}$  all'interno di poco più di 100 pc. Era inoltre noto come alcuni di questi oggetti possedessero righe di emissione estremamente allargate, provenienti da gas a velocità di circa 1000 km s<sup>-1</sup> (Seyfert, 1943). Venne proposta pertanto l'idea di un buco nero centrale dotato di un disco di accrescimento, ovvero di gas in caduta all'interno dell'oggetto compatto, che rilasciando energia gravitazionale generasse la forte emissione osservata (Salpeter, 1964; Zel'Dovich & Novikov, 1964). Con questa ipotesi si riuscì a spiegare non solo la luminosità elevata, ma anche il perché la regione emittente fosse molto compatta, con dimensioni dell'ordine del parsec. Anche le righe allargate trovano in questo scenario una spiegazione, in quanto emesse da un gas in moto intorno al buco nero centrale, ionizzato da parte dei fotoni provenienti dal disco di accrescimento. Si ipotizzò, infine, che anche al centro della nostra Via Lattea fosse presente un buco nero, quiescente, (Lynden-Bell & Rees, 1971), e che ogni galassia ospiti al proprio centro un supermassive-black hole (SMBH). Le galassie quiescenti, dunque, non saranno altro che AGN senza più gas a disposizione, perché esaurito.

## 1.1 Introduzione

Nel corso di anni di osservazioni, si è scoperto come rientrassero sotto la categoria di AGN un gran quantitativo di oggetti, con caratteristiche molto diverse tra loro. Grazie alla teoria dell'unificazione, che verrà spiegata in dettaglio tra qualche paragrafo, si capì che le varie tipologie di sorgenti altro non erano che lo stesso oggetto, visto solo da diverse angolazioni, date dalla diversa orientazione dell'asse del toro di polveri rispetto alla linea di vista. I nuclei galattici attivi sono, infatti, degli oggetti fortemente anisotropi e

direzionali, la cui struttura e le cui componenti andremo adesso ad elencare in breve (figura 1.1).

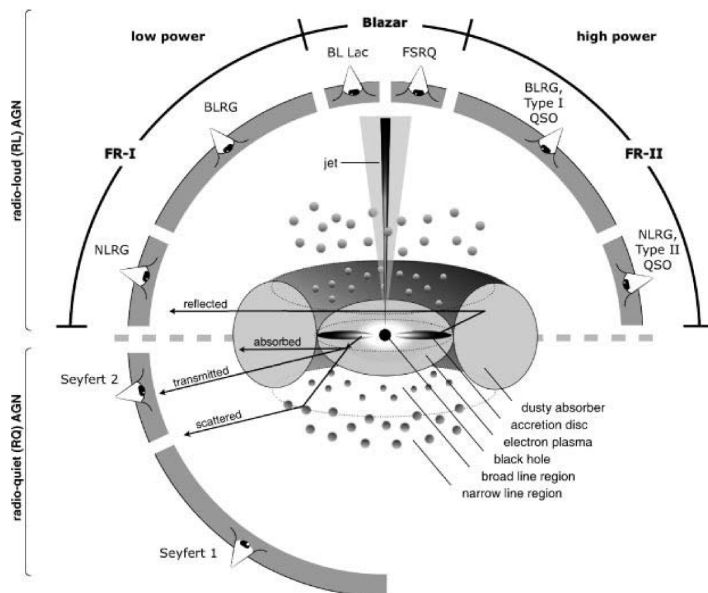


Figura 1.1: Rappresentazione del modello finora supposto per un AGN, noto come modello unificato.

### 1.1.1 Buco Nero Super-Massiccio

Un buco nero può essere definito come una singolarità spaziale, a densità infinita, situata al di là del così detto 'orizzonte degli eventi', ovvero il raggio al quale la velocità che un fotone deve avere, per fuggire dal potenziale gravitazionale in quel punto, risulta uguale a  $c$ . Quest'ultimo prende il nome di raggio di Schwarzschild ed è uguale a:

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (1.1)$$

Sebbene un buco nero non possa essere direttamente osservato, si pensa che al centro di ogni nucleo galattico attivo sia presente un SMBH, con massa compresa tra  $10^5 M_\odot$  e  $10^{10} M_\odot$ , come si può dedurre dal moto del gas, immerso nel campo gravitazionale da esso generato, nonché dalla forte emissione proveniente da una regione compatta, compatibile con la presenza di un disco di accrescimento. Per una trattazione dello spazio-tempo intorno ad un buco nero è necessaria la teoria della Relatività Generale di Einstein. Karl Schwarzschild nel 1916 trovò una soluzione, alle equazioni di campo di Einstein, secondo la quale esiste una superficie sferica, cioè l'orizzonte degli

eventi, di raggio pari ad  $R_S$ , all'interno della quale lo spazio è distorto al punto tale che le traiettorie dei fotoni vengono deflesse e curvate verso la singolarità centrale a densità infinita, senza possibilità di sfuggirvi. La metrica di Schwarzschild, usata per un buco nero non-ruotante, è:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R_S}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) - \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) c^2 dt^2 \quad (1.2)$$

Oltre il fenomeno descritto sopra, un'ulteriore conseguenza che si deduce dalla (1.2) è che, avvicinandosi ad un buco nero, un osservatore vedrà il tempo scorrere sul proprio orologio più lentamente, di un fattore  $(1 - R_S/r)^{1/2}$ , rispetto ad un osservatore lontano dal campo gravitazionale. A grandi distanze ( $r \rightarrow \infty$ ), il termine  $R_S/r$  diventa trascurabile, e la metrica ritorna ad essere uguale a quella di Minkowsky. Il tempo tornerà ad essere pertanto descritto dalla relatività speciale, in cui l'unico fattore che contribuisce alla dilatazione dei tempi è la velocità di un oggetto.

### 1.1.2 Disco di accrescimento

Il gas che accresce la massa del buco nero super-massiccio si dispone in orbite circolari, formando un disco sottile. A seguito della perdita di momento angolare, cade dentro l'oggetto compatto e si parla di disco di accrescimento. Il momento angolare perduto, o per meglio dire la variazione di energia gravitazionale ( $GM\dot{M}/r$ ) causata dalla variazione di massa del gas per unità di tempo ( $\dot{M}$ ), viene convertita per metà in energia cinetica del gas e per l'altra metà sarà irradiata, con luminosità:

$$L = \frac{GM_{\text{BH}}\dot{M}}{2r} \quad (1.3)$$

dove  $\dot{M}$  è la massa che attraversa l'orizzonte degli eventi, per unità di tempo, ed  $M_{\text{BH}}$  è la massa dell'oggetto centrale. L'emissione continua osservata nei nuclei galattici attivi deriva proprio da questo gas e viene ben riprodotta da una curva di corpo nero. Usando un modello di disco, detto 'Shakura-Sunyaev', ovvero uguagliando la (1.3) all'emissione di un corpo nero,  $4\pi r^2\sigma T^4$ , si ricava che la temperatura del disco di accrescimento decresce con il raggio, con un andamento  $T \propto r^{-3/4}$  (Shakura & Sunyaev, 1973). Esiste tuttavia un limite alla luminosità emessa dal gas, chiamata luminosità di Eddington, data dal fatto che se la pressione di radiazione, esercitata dai fotoni emessi, eccede il potenziale gravitazionale che lo vincola all'orbita non si avrà più un accrescimento, ma al contrario un vento che sospingerà il gas verso l'esterno (outflows). Si definisce il rapporto di Eddington come:

$$r_{\text{edd}} = \frac{L}{L_{\text{edd}}} \quad (1.4)$$

che può assumere un valore massimo  $r_{\text{edd}} = 1$ . La luminosità di Eddington, che dipende dall'opacità del gas e dalla massa dell'oggetto compatto, sarà inoltre pari a:

$$L_{\text{edd}} = 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1} \quad (1.5)$$

se si suppone che il gas sia costituito da solo idrogeno. Per AGN con una massa centrale di circa  $10^8 M_{\odot}$  e con un rapporto di Eddington del 10% (i.e.  $r_{\text{edd}}=0.1$ ), assumendo che l'emissione sia quella di un corpo nero, si prevede un picco nell'ottico/UV, che prende il nome di **Big Blue Bump** (BBB). Oltre all'emissione nell'ottico/UV, a causa della perdita di momento angolare, il gas emetterà anche nel radio. Le particelle nel disco infatti, interagendo tra loro, si riscaldano per attrito. Si genererà un campo magnetico, in cui le particelle cariche verranno accelerate, emettendo radiazione di sincrotrone.

### 1.1.3 Broad-Line Region

A distanze inferiori di 1 pc dal centro si trova una regione di gas, ionizzata dalla radiazione ultravioletta proveniente dal disco di accrescimento, il quale emette righe di ricombinazione molto intense. Queste righe sono fortemente allargate a causa del moto del gas e mostrano velocità dell'ordine di  $10^3 - 10^4 \text{ km s}^{-1}$ . A causa di queste caratteristiche la regione emittente viene chiamata Broad Line Region (BLR). Se si trattasse di allargamento Doppler di tipo termico, ovvero la velocità delle particelle fosse dovuta alla temperatura a cui si trovano, si otterrebbe una temperatura di circa  $10^{10} \text{ K}$ . A temperature così elevate non solo tutto il gas risulterebbe ionizzato, ma le particelle avrebbero un moto talmente agitato da non consentire le ricombinazioni. Pertanto non si osserverebbero righe di emissione. Si pensa, per questo motivo, che le velocità osservate siano l'effetto del moto del gas nel campo gravitazionale generato dal SMBH. L'allargamento è quindi di tipo Doppler cinematico. La temperatura della BLR la si può, invece, dedurre dal grado di ionizzazione degli elementi, ricavato misurando i flussi delle righe da essi emesse. Poiché il principale meccanismo di ionizzazione del gas è la fotoionizzazione, si ritiene che la temperatura sia dell'ordine di  $10^4 \text{ K}$ . Non si osservano righe proibite larghe, a significare che la densità elettronica (dove gli elettroni liberi provengono dagli elementi ionizzati) sia tanto elevata da provocare diseccitazione collisionale dei livelli metastabili. La presenza della riga semi-proibita di  $[\text{CIII}]\lambda 1909$ , in UV, suggerisce che la densità elettronica sia almeno di  $N_e \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ .

### 1.1.4 Toro di polveri

A pochi parsec di distanza dal SMBH (per una lista completa delle dimensioni delle varie regioni che compongono un AGN, rimandiamo alla tabella



1.2), la temperatura del gas scende al di sotto dei 1500 K, permettendo la condensazione del gas composto dagli atomi più pesanti, i quali aggregandosi formeranno dei grani di polveri. Quest'ultimi assorbiranno efficacemente la radiazione ultravioletta, mentre saranno quasi trasparenti all'emissione radio. Nel caso in cui, quindi, sulla linea di vista dell'osservatore si trovi della polvere, l'emissione proveniente dalle regioni centrali sarà bloccata e riemessa nella regione del Far Infrared (FIR) dello spettro elettromagnetico. La geometria esatta di questa regione otticamente spessa è ancora oggi oggetto di discussione: l'emissione infrarossa del toro può essere risolta solo tramite la tecnica dell'interferometria, per oggetti vicini, come è stato fatto ad esempio nel caso di NCG 1068 (Jaffe et al. 2004) e Circinus (Prieto et al. 2004). Due sono le ipotesi più accreditate, la prima prevede una distribuzione spaziale delle polveri tale da avere un disco sottile con un 'aspect ratio' (i.e. rapporto tra il raggio interno,  $H$ , ed il raggio esterno,  $r$ , del toro)  $H/r \geq 5$ , la seconda vede una regione composta da nubi di molecole di piccole dimensioni che formano un 'clumpy torus' (Krolik & Begelman 1988; Beckert & Duschl, 2004).

Component	Approximate size
BH event horizon	$R_S \sim 0.01\text{--}10 \text{ AU}$
Inner disk radius	$R_{\text{in}} \sim 0.01\text{--}60 \text{ AU}$
Outer disk radius	$\sim 1\text{--}1000 \text{ AU}$
Broad-line region	$R_{\text{BLR}} \sim 0.01\text{--}1 \text{ pc}$
Molecular torus	Parsec scale
Narrow-line region	$R_{\text{NLR}} \sim 10^2\text{--}10^4 \text{ pc}$
Jet	Up to $\sim 100\text{s kpc}$ length

Figura 1.2: Lista delle componenti di un AGN, affiancate dalle relative dimensioni, espresse in unità astronomiche (AU) o parsec (pc). La tabella è stata presa dal libro di testo 'Active Galactic Nuclei' di Beckmann Volker & Shradler Chris (2012).

### 1.1.5 Narrow-Line Region

Più distante dal SMBH, tra 100 pc fino a 1 kpc, si trova ancora una volta una regione gassosa, a temperature dell'ordine di  $10^4$  K, la quale emette righe di emissione molto più strette, da cui il nome di Narrow-Line Region (NLR).

Questo perché si trova ad una distanza tale dal buco nero centrale da non risentire più degli effetti del suo campo gravitazionale. Si trova, cioè, oltre quello che tipicamente viene indicato con il nome di ‘raggio di influenza’ ( $R_{\text{inf}}$ ) del SMBH, in cui la velocità del gas è data dal campo gravitazionale della galassia stessa, ed assume lo stesso valore della dispersione di velocità delle stelle in quel punto, che nelle galassie a spirale risulta essere di circa  $100\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$ , nelle regioni centrali. A volte, può succedere che le righe siano più larghe, dell’ordine dei  $700 \text{ km s}^{-1}$ , perché emesse da gas che sta viaggiando lungo la linea di vista dell’osservatore (outflows) o perché il jet aumenta l’agitazione termica, attraversando la NLR e trasferendo parte della sua energia al gas che lo circonda. Considerando perturbazioni come quelle appena descritte, si ottiene che i valori tipici di Full Width at Half Maximum (FWHM) per la NLR varino all’interno di un intervallo tra i 100 ed i 500  $\text{km s}^{-1}$ . Si osservano, inoltre, righe di emissione proibite, come ad esempio [OIII] $\lambda 5007$ , [OII] $\lambda 3727$  e [OI] $\lambda 6300$ , suggerendo una densità elettronica di  $N_e < 10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

### 1.1.6 Jet

I jet si estendono molto oltre la galassia ospite, fino a centinaia di kpc, come mostrato in figura 1.3. Possono essere composti da un plasma adronico, leptonic o, secondo la teoria più accreditata, un mescolamento di entrambi. L’emissione proviene, tuttavia, prevalentemente dalla componente adronica, essendo assimilabile ad un sincrotrone generato da elettroni relativistici con un fattore di Lorentz di  $\gamma \sim 10^4$ , immersi in un campo magnetico. Il meccanismo di Blandford–Znajek suppone che un buco nero ruotante, deformando le linee di campo magnetico nei pressi del centro galattico, trasferisce energia e ‘lancia’ del materiale ad altissime velocità, formando il jet (Blandford & Znajek, 1977). Il plasma relativistico seguirà le linee del campo magnetico. Altri tipi di meccanismi per la generazione del jet (Celotti & Blandford, 2001) possono essere:

- **accelerazione idrodinamica:** una semplice conseguenza della propagazione di un fluido adiabatico in un mezzo, composto da gas con pressione decrescente con il raggio  $r$  - ovvero con la distanza dal centro di un disco di accrescimento, di un AGN o di un microquasar - è quella che il fluido in questione accelera e risulta collimato (Blandford & Rees, 1974). Tuttavia, il meccanismo di ‘hydrodynamical acceleration’ può spiegare solamente i jet meno potenti, essendo che la luminosità negli X associata alle sorgenti che ospitano quelli più luminosi è troppo bassa per poter riprodurre, tramite questo meccanismo, il grado di collimazione che si osserva per il jet;
- **accelerazione radiativa:** il materiale del jet è sospinto ed accelerato dall’intensa emissione del disco di accrescimento, il quale genera una

forza tramite la pressione di radiazione; in tal caso, sarebbe necessario avere luminosità del disco che eccedono il limite di Eddington.

Si osserva, inoltre, anche del flusso ad altissime energie, fino ai raggi  $\gamma$ , a causa del processo di Self-Synchrotron Compton (SSC). I fotoni emessi per sincrotrone subiscono uno scattering Compton Inverso da parte degli elettroni relativistici, da cui sono stati emessi, aumentando in tal modo la loro energia.

Si osserva come i jet rimangono estremamente collimati per grandi distanze, finché, in alcuni casi, la densità del mezzo che li circonda non raggiunge valori tali da generare degli shock, che causano una brusca frenata delle particelle cariche che lo compongono. Si creano in tal modo delle sorte di lobi di gas, che insieme al jet ed al disco di accrescimento risultano molto luminosi nella banda radio.

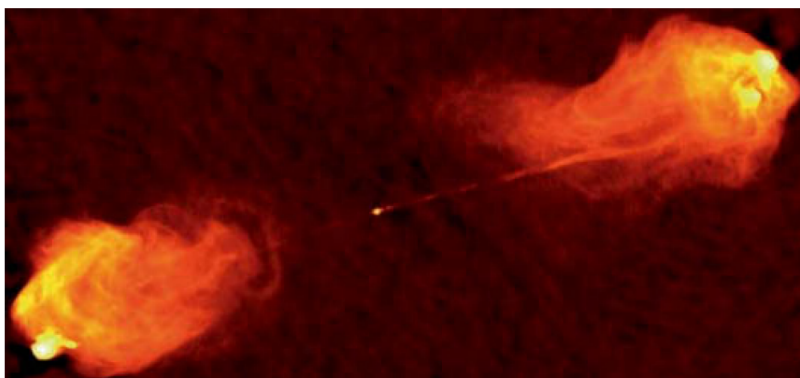


Figura 1.3: La radio galassia Cygnus A, di tipo FR-II, è la sorgente extragalattica più luminosa finora nota. In figura viene mostrata una sua immagine, ottenuta a 5 GHz con il Very Large Array (VLA), (Carilli and Barthel, 1996). Al centro si vede il nucleo della galassia, da cui sembra dipartirsi un jet, da entrambe le direzioni. La regione in cui si osservano i lobi esterni si trova a circa 50 kpc dal centro, ben al di là della galassia ospitante, la quale risulta invisibile nel radio.

## 1.2 Modello Unificato

Come già accennato, gli AGN appaiono come sorgenti molto brillanti, non termiche, di varie tipologie, ognuna caratterizzata da diverse proprietà spettrali. Il Modello Unificato assume che queste differenze siano dovute solamente ad una diversa inclinazione dell'asse del toro di polveri, all'interno del quale si trova il SMBH con il disco di accrescimento e la BLR, rispetto alla

linea di vista dell'osservatore (Antonucci, 1993). Secondo Padovani (2017), esistono due classi di AGN, quelli senza jet e quelli con jet. Fanno parte di questa prima categoria:

- **LINER** (Low Ionization Nuclear Emitting Region): sono sorgenti caratterizzate dall'aver un disco di accrescimento poco luminoso, la cui emissione può essere coperta, in parte, dalle stelle della galassia. Sembrano presentare regioni di gas fotoionizzato, in maniera analoga agli altri nuclei galattici, seppur con un grado di ionizzazione più basso, forse a causa dell'emissione da parte del disco meno intensa e dall'aver la BLR e la NLR a distanze maggiori dal centro (Miller et al., 1988). Le linee di emissione più intense hanno un allargamento di circa  $200\text{-}400 \text{ km s}^{-1}$ , risultando dunque strette rispetto ai valori più alti osservati nelle Seyfert 1 (Blandford et al., 1990).
- **Sy1**: nello spettro ottico, si distinguono righe di emissione molto intense, sia proibite e strette, come ad esempio  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ ,  $[\text{OI}]\lambda 6300$ ,  $[\text{NII}]\lambda 6583$ , sia permesse e larghe associate ad atomi pesanti ionizzati, come ad esempio quelle del Fe II, o ad atomi molto abbondanti quali l'idrogeno ( $\text{H}\beta$ ,  $\text{H}\alpha$ ) e l'elio ( $\text{HeII } \lambda 4686$ ). Per una lista completa delle righe di emissione osservabili nelle Seyfert 1, si rimanda alla tabella 1.4. L'emissione del disco di accrescimento può essere contaminata, nell'ottico, dalla radiazione di sincrotrone prodotta da un jet debole.
- **Sy2**: presentano le stesse righe di emissione delle Sy1, ma non vi è traccia né del continuo ottico/UV/soft-X emesso dall'AGN né delle righe larghe. Si pensa siano, pertanto, AGN di Tipo 1 con un'inclinazione tale da avere sulla linea di vista la polvere del toro oscurante a bloccare la radiazione proveniente dalle regioni centrali.
- **QSO**: furono i primi nuclei attivi ad essere osservati e, non sapendo ancora di cosa si trattasse, vennero denominati quasi-stellar objects, apparendo come sorgenti brillanti, soprattutto in banda B, e puntiformi. Tuttavia, seppur oggi venga mantenuto per motivi storici il nome, presentano un segnale non assimilabile a quello di una stella, dal momento in cui si osservano negli spettri delle righe di emissione estremamente forti, nonché ciò che successivamente venne indicato come Big Blue Bump. L'inclinazione permette di osservare il disco di accrescimento, e dunque un picco nel flusso a circa  $\lambda = 100\text{-}400 \text{ nm}$ , motivo per il quale risultano sorgenti particolarmente luminose nel blu/UV. Si distinguono dalle Seyfert 1, principalmente, per la luminosità. Pur essendo sorgenti intermedie tra le due classi, per convenzione si è posto un limite a  $M_B < -23 \text{ mag}$ , sotto il quale si parla di quasars (Schmidt & Green, 1983). Sono, inoltre, classificati come radio-quiet, ovvero:

Line	Quasars and Seyfert 1s (broad + narrow)	Seyfert 2 and NLXGs (narrow)	LINERs (narrow)
<i>CIII</i> λ977	<1		
<i>OVI</i> λ1035	3		
<i>Lα</i>	8-15	30-70	
<i>NV</i> λ1240	3		
<i>OI</i> λ1304	0.5		
<i>CII</i> λ1336	0.3		
<i>SiIV, OIV</i> λ1400	1.3		
<i>NIV</i> λ1486	0.7		
<i>CIV</i> λ1549	5-8	5-20	
<i>HeII</i> λ1640	0.6		
<i>OIII</i> λ1663	0.5		
<i>NIII</i> λ1750	0.4		
<i>CIII</i> λ1909	2-4	2-8	
<i>FeII</i> (2200-2800Å)	5-10		
<i>MgII</i> λ2798	3	1-3	
[ <i>NeV</i> ]λ3426	0.2	1	
[ <i>OII</i> ]λ3727	0.3	1-4	2-5
[ <i>NeIII</i> ]λ3869	0.5	1.5	0.3
<i>HeII</i> λ4686	0.1		
<i>Hβ</i>	1	1	1
[ <i>OIII</i> ]λ5007	0.1-1	8-15	1-2
<i>FeII</i> (4500-5400Å)	1-3		
<i>HeI</i> λ5876	0.1-0.2	0.15	0.1
[ <i>FeVII</i> ]λ6087		0.1	
[ <i>OI</i> ]λ6300	0.05	0.6	1
[ <i>FeX</i> ]λ6374		0.01-0.08	
<i>Hα</i>	4-6	2.8-3.3	2.8-3
[ <i>NI</i> ]λ6583	0.1-0.3	0.6-1.5	2-4
[ <i>SII</i> ]λλ6716, 6731	0.2	1	2-3
<i>CaII</i> λ8498 – 8662	0-0.3		
[ <i>SIII</i> ]λλ9069, 9532			0.3
<i>Pα</i>	0.4		
$L(H\alpha)$ ( $erg\ s^{-1}$ )	$10^{42-46}$	$10^{40-42}$	$10^{38-41}$
$EW(H\beta)$	100 Å	5-30 Å	1-10 Å

Figura 1.4: Righe di emissione negli AGN, con intensità relativa a quella dell' $H\beta$  (Blandford, Netzer et al., 1990).

$$R = \log\left(\frac{f_{5GHz}}{f_B}\right) < 1 \quad (1.6)$$

ma poiché presentano un'emissione nell'ottico molto forte a volte possono ospitare dei flussi radio significativi, forse associabili, oltre al sincrotrone del disco, alla presenza di un jet debole (Ulvestad et al., 2005a).

I quasars, essendo gli AGN più luminosi, possono essere osservati a grandi distanze, fino ad arrivare a  $z=7.54$  (Banados, 2017). Ci si è chiesti, per questo motivo, come fosse possibile avere oggetti con masse centrali fino a  $10^9 M_\odot$ , o meglio come potessero essersi formati in così poco tempo dopo il Big-Bang. Una prima ipotesi vedeva le stelle di Popolazione III come i 'semi' di questi giganti massicci. Si tratta dei primi oggetti formati nell'Universo, composti esclusivamente da idrogeno, elio e litio, ovvero gli elementi prodotti dalla nucleosintesi primordiale (Ostriker & Gnedin, 1996). Ai giorni d'oggi, non è stata ancora rilevata nessuna stella di questo tipo, risultando tutte quelle finora studiate con una metallicità, seppur piccola, diversa da zero, con un minimo raggiunto dalla stella di Keller, con metallicità  $[Fe/H] < -7.5$  (Keller et al., 2014), la quale pur essendo formata da materiale riprocessato, si pensa avere come progenitore una stella di popolazione III. Quest'ultime sono oggetti estremamente massicci, dell'ordine di  $100 - 300 M_\odot$  (Heger & Woosley, 2001).

L'interpretazione che vede i buchi neri a redshift elevati come prodotti dell'evoluzione di stelle di popolazione III è caduta sempre più in disuso, poiché semi di circa  $1000 M_\odot$  non avrebbero comunque fatto in tempo a formare, in meno di 1 miliardo di anni, oggetti della portata dei buchi neri osservati nei quasars a redshift pari a 7, a meno di non accrescere la propria massa ad un rate vicino o superiore al limite di Eddington. Un'ulteriore proposta è stata avanzata, secondo la quale il 'seme' si sarebbe formato a seguito di un fenomeno di major merger, ovvero della collisione tra due galassie, nelle quali i buchi neri meno massicci si sarebbero fusi formandone un unico centrale. Per un ulteriore approfondimento sugli scenari di formazione dei SMBH ad alto  $z$ , si rimanda al testo 'The route to massive black hole formation via merger-driven direct collapse: a review' (Mayer & Bonoli, 2018).

La seconda categoria di sorgenti 'con jet' è composta da:

- **Blazars:** si pensa siano quasars osservati in direzione del jet. Emettono dal radio fino al TeV. Si suddividono in:
  - **BL Lacertae objects (BL Lac):** lo spettro ottico è caratterizzato da righe di emissione con larghezza equivalente inferiore a  $5 \text{ \AA}$ , sovrastate dal forte continuo;

- **Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQ)**, i quali, a loro volta, sono classificabili in OVV (optical violent variable) e HPQ (high polarized quasars). Si differenziano dalle BL Lacs per avere larghezza equivalente delle righe ottiche maggiore di 5 Å.
- **Radio galassie:** si suddividono in due sottogruppi, che vengono separati convenzionalmente dalla luminosità  $L_R = 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  (Fanaroff & Riley, 1974):
  - **Fanaroff-Riley I (FR I)** : sono radio galassie con emissione raccolta all'interno di regioni angolarmente poco estese e situate nelle zone centrali;
  - **Fanaroff-Riley II (FR II)** : sono tra le sorgenti radio più luminose nell'universo, di cui Cygnus A risulta l'esempio tipico, avendo una luminosità radio di  $L_R = 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ . Hanno un'emissione radio estesa, associata alla presenza di lobi ed un jet. L'ipotesi è che il jet, risolto grazie a misure interferometriche, si generi dal centro del nucleo, seppur non sia possibile confutare o meno per ora tali ipotesi, non essendo presenti righe da cui misurare il redshift, e dunque la cinematica del plasma, dall'emissione di sincrotrone.

Le radio galassie che posseggono, nello spettro ottico, solo righe sottili vengono classificate come Narrow-Line Radio Galaxies (NLRGs), al contrario di quelle che presentano anche righe allargate, denominate pertanto Broad-Line Radio Galaxies (BLRGs). Non è stata trovata, finora, nessuna correlazione tra la classificazione di Fanaroff-Riley e di Seyfert, quindi quando si parla di FR I o FR II, non è noto a priori se l'oggetto possiede righe allargate o meno.

# Narrow-Line Seyfert 1

Le Narrow-Line Seyfert 1 (NLSy1) sono una tipologia di nuclei galattici attivi contraddistinte dall'averne una full width at half maximum delle righe, permesse, di emissione stretta ( $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$ ), rispetto a quanto tipicamente osservato nelle Seyfert 1 (Sy 1), anche dette per confronto Broad-Line Seyfert 1 (BLSy1), le quali presentano valori superiori per l'appunto ai  $2000 \text{ km s}^{-1}$  (Osterbrock & Pogge, 1985).

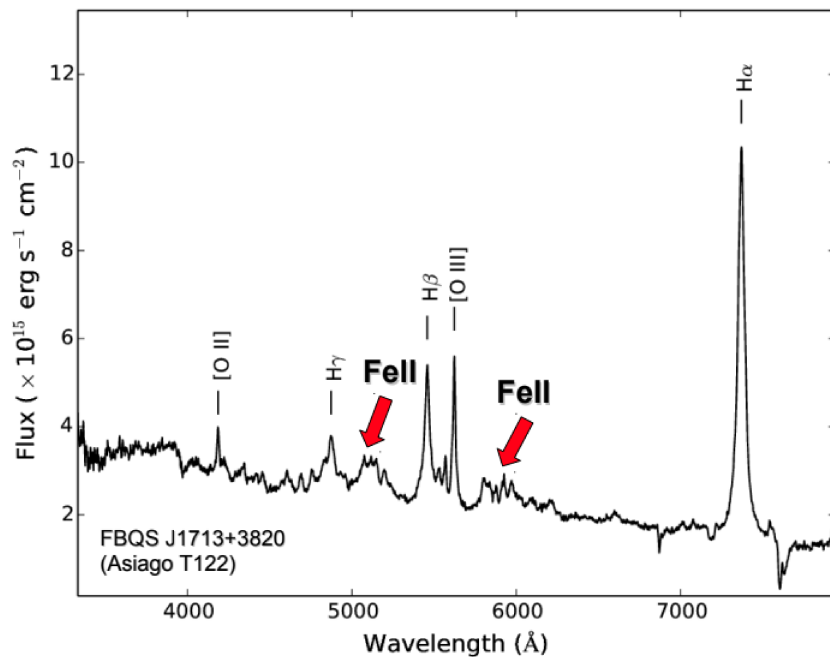


Figura 2.1: Tipico spettro di una Narrow-Line Seyfert 1, con indicate le principali righe in emissione. Le frecce rosse evidenziano i multipletti del Fe II.

Un esempio di spettro nell'ottico di una NLSy1 è riportato in figura 2.1. In accordo con il Modello Unificato, si pensa che l'allargamento del-



le righe di emissione nella narrow-line region e nella broad-line region sia dovuto alla cinematica del gas. Un largo dibattito è tuttora in corso sulla stima del valore esatto della massa dei SMBH nelle NLSy1. Supponendo che il gas sia virializzato, nella BLR, dalla dispersione di velocità si stima una massa di  $M_{BH} \sim 10^5 - 10^7 M_{\odot}$ , la quale risulta minore rispetto a quella misurata nelle Seyfert 1 con la stessa luminosità bolometrica, dell'ordine di  $M_{BH} \sim 10^8 - 10^9 M_{\odot}$  (McLure & Dunlop, 2001).

Un'altra peculiarità delle NLSy1, cioè quella di essere delle sorgenti nel soft-X (0.1 - 2 keV) molto forti (Boller et al. 1996; Leighly 1999), è in accordo con la presenza di un buco nero centrale di piccola massa. Rientrando, infatti, la luminosità bolometrica delle Seyfert 1 e delle NLSy1 nello stesso intervallo di valori ( $10^{10} L_{\odot} < L_{bol} < 10^{12} L_{\odot}$ ) ed essendo noto come tale luminosità sia dipendente dal tasso di accrescimento di materia nel buco nero e dalla massa di quest'ultimo, se dalle righe si evince una massa più piccola, si dovrà avere un tasso di accrescimento più elevato rispetto alle Sy 1 (Boroson & Green, 1992). Un accrescimento più elevato a sua volta comporterebbe una temperatura più alta del gas nel disco di accrescimento, il quale emetterebbe un flusso non più piccato nell'UV ma per l'appunto nel soft-X. Questo spiegherebbe come mai si osserva un'emissione forte in tale banda.

Uno degli scopi di questa tesi sarà quello di calcolare la massa del buco nero al centro di una sorgente molto particolare, PKS 2004-447. Quest'ultima fa parte di un piccolo gruppo di AGN che mettono in forte discussione l'ipotesi di un SMBH di piccola massa al centro di tutte le NLSy1. Se da una parte, infatti, sono valide le considerazioni fatte poche righe sopra, dall'altra esistono NLSy1, per la precisione il 7 % (Komossa et al., 2006), che presentano una forte emissione nel radio. Tra di esse, una decina, tra cui PKS 2004-447, presentano persino dei burst ad altissime energie, nei raggi  $\gamma$  (Berton et al., 2019). Queste caratteristiche sono solite essere associate ai blazars, o più nello specifico alla presenza di un jet relativistico che si diparte da un buco nero molto massiccio (Foschini, 2011). Sebbene non sia ancora del tutto chiara la fenomenologia e la fisica all'origine di tali jet, è opinione piuttosto diffusa che la sua presenza o meno sia legata alla massa del buco nero, che nel caso dei blazars raggiunge valori di  $10^9 M_{\odot}$ . Alla luce di ciò, l'ipotesi di una massa di (mediamente)  $10^7 M_{\odot}$  difficilmente riesce a giustificare la presenza di un jet relativistico. Per completezza, facciamo tuttavia notare che Foschini (2011), studiando un campione di 76 NLSy1 di cui 46 radio-loud, trovò solo sette sorgenti in cui fosse stato rilevato un flusso nei raggi gamma dal Fermi/LAT a 100 MeV. Dunque, la presenza di un jet è da considerare per ora un'eccezione, piuttosto che la regola.

Un'ipotesi avanzata è stata quella di pensare alle NLSy1 come l'equivalen-

te, a basso redshift, dei quasar ad alto redshift ( $z \geq 4$ ), ovvero nelle prime fasi della loro storia evolutiva (Mathur, 2000). In maniera più specifica, sarebbero quei quasars in procinto di formarsi tramite accrescimento di gas, piuttosto che da fenomeni di merging tra galassie, come si pensa nel caso di oggetti a  $z \sim 7$  (Mayer & Bonoli, 2018). In quest’ottica, risulta sensato avere un alto tasso di accrescimento, vicino al limite di Eddington o, a volte, anche superiore (Collin & Kawaguchi, 2004). Con limite di Eddington ( $L_{\text{edd}}$ ) si indica la luminosità massima che un gas vincolato ad un’orbita può emettere poiché, nel caso in cui venga ecceduto, la pressione di radiazione diventerebbe tanto forte da vincere il campo di gravità che vincola le particelle nelle loro orbite, generando, dunque, dei moti di outflows da parte del gas, al posto di un accrescimento della massa del buco nero. In alcune NLSy1, tuttavia, si registra un valore del rapporto di Eddington superiore all’unità, che verrebbe spiegato dal fatto che l’accrescimento ha una geometria discoidale, mentre l’espressione del rapporto di Eddington viene ricavata matematicamente supponendo una simmetria sferica. L’ipotesi evolutiva trova un ostacolo in recenti studi, di cui si parlerà più nel dettaglio nella sezione 5.2 dell’Analisi Dati, nei quali tramite tecniche alternative rispetto al Teorema del Viriale si misura una massa del SMBH decisamente superiore a  $10^7 M_{\odot}$ . La discrepanza tra i valori ottenuti si imputa ad una cattiva stima del fattore  $f$ , che dipende dalla geometria, dall’inclinazione e dalla cinematica del gas nella BLR. Una possibile chiave di volta per il dibattito potrebbe essere legata a campagne future, in cui si punterà ad ottenere immagini ad alta risoluzione della BLR e a svelarne la geometria.

Un’ulteriore ipotesi proposta per spiegare le righe strette e la presenza di un jet relativistico (ma che non troverebbe una soluzione alla forte emissione nei soft-X) è supporre che la BLR abbia una geometria piatta, a disco, e che le NLSy1 siano Seyfert 1 viste con un angolo di inclinazione più elevato, quasi face-on, con masse comparabili con quelle delle Sy 1, di circa  $10^8 M_{\odot}$  (Peterson et al., 2011). L’inclinazione potrebbe spiegare perché si osservino delle righe apparentemente più strette. Tuttavia, come è stato fatto notare nel Vietri et. al. (2018) studiando un campione di 22 NLSy1, sotto i  $2000 \text{ km s}^{-1}$  si osserva una forma della riga  $H\beta$ -broad di tipo lorenziana, al contrario di quanto si trova andando verso velocità maggiori, in cui la forma diventa gradualmente sempre più vicina ad una gaussiana, pur presentando delle asimmetrie, come si vedrà in dettaglio nella sezione 4.4. Un diverso angolo di inclinazione, si è constatato, non riesce a spiegare un cambio della forma della riga, così come viene osservato. Un fatto a favore dell’ipotesi dell’inclinazione elevata, invece, consisterebbe nell’avere una deviazione dalla relazione  $M_{BH} - \sigma_*$  da parte delle NLSy1, se si va a misurare la dispersione di velocità delle stelle  $\sigma_*$ , al contrario di quanto succede per le BLSy1 (Grupe & Marthur, 2004). Considerando gli effetti di inclinazione, invece, si troverebbe di nuovo una concordanza con la relazione tra  $M_{BH}$  e  $\sigma_*$ , così

come si osserva nelle galassie quiescenti ed era stato osservato per i nuclei galattici attivi per la prima volta da Onken et al. (2004). Per calcolare la dispersione di velocità delle stelle della host galaxy ( $\sigma_*$ ) si può assumere che il gas nella NLR, trovandosi al di là del raggio di influenza del SMBH, abbia la stessa dispersione di velocità delle stelle della galassia. Quindi, utilizzando la larghezza delle righe di emissione provenienti da questa regione, si potrebbe ricavare la  $\sigma_*$ . Più precisamente, si utilizza la riga [OIII] $\lambda$ 5007 (Nelson & Whittle, 2000), o righe a più basso grado di ionizzazione, come quelle del [NII] o [SII] (Zhou et al., 2006), e tramite la relazione tra la dispersione del gas e la FWHM in una gaussiana, supponendo che sia questa la forma della riga in questione, si ricava che  $\text{FWHM}_{[\text{OIII}]\lambda 5007} = \sigma_*/2.355$ . Tuttavia, la dispersione di velocità delle stelle di PKS 2004-447 non correla con la riga dell'ossigeno. In generale, nelle NLSy1 possono essere presenti degli outflows, sia nella narrow-line region che nella broad-line region, i quali si manifestano sotto forma di emissioni che presentano un blusshift, non risolte, che portano ad una asimmetria del profilo della riga (Komossa & Xu, 2007). Ne segue che la relazione riportata poco sopra non verrebbe più rispettata. Tuttavia, la  $\sigma_*$  può essere ricavata anche a partire dall'interpolazione dello spettro della componente stellare della galassia con dei modelli, e, anche in tal caso, si ritrova la deviazione dalla relazione  $M_{BH} - \sigma_*$ , da parte dei buchi neri nelle NLSy1. Oltre che dall'inclinazione elevata, l'anomalia potrebbe essere spiegata anche con l'ipotesi che le NLSy1 siano degli oggetti nei primi stadi della propria evoluzione, e che pertanto non abbiano ancora raggiunto la configurazione finale in cui varrebbe la relazione osservata nelle galassie quiescenti e negli AGN completamente formati (Zhou et al., 2006).

L'emissione del Fe II, tra 4434 Å e 4684 Å, rispetto al flusso relativo alla transizione  $H\beta$  viene indicato con il rapporto  $R_{4570} = F_{\text{Fe II } \lambda 4434-4684}/F_{H\beta}$ , ed è circa il doppio nelle NLSy1, rispetto a quanto osservato nelle Sy 1. Inoltre la larghezza equivalente della riga  $H\beta$  e delle righe del ferro Fe II risulta fortemente correlata con la luminosità nell'ottico (Zhou et al., 2006). Per una discussione dettagliata sull'emissione del ferro rimandiamo alla sezione 4.1.

Spostandosi a frequenze più alte si osserva una variabilità molto rapida e degli spettri nei raggi X più ripidi che nelle Sy1 (Leighly, 1999). Riportiamo in figura 2.2 l'indice fotonico medio  $\Gamma$  delle NLSy1, pari a  $2.9 \pm 0.9$ , contro quello delle BLSy1, pari a  $2.4 \pm 0.8$ , confermando che lo spettro negli X è più ripido nelle NLSy1. Se, inoltre, si prova a graficare l'indice  $\Gamma$  in funzione del rapporto  $R_{4570}$  si trova che c'è una correlazione, seppur debole, fra le due quantità, a significare che le sorgenti con una maggiore abbondanza di ferro sono quelle con uno spettro più ripido, o, equivalentemente, con  $\Gamma$  più elevato. Il flusso nel soft-X, infine, è simile nelle NLSy1 e nelle BLSy1, pur ricordando che l'eccesso - rispetto al continuo nell'ottico e al flusso nell'IR -

nei soft-X è più elevato nelle NLSy1, come si era già accennato nel paragrafo precedente (Rakshit et al., 2017).

Come in generale si osserva negli AGN, anche nelle NLSy1 si hanno in banda ottica variazioni del quantitativo di flusso, la cui origine non è ancora al giorno d'oggi stata del tutto compresa. Per fare luce sulla questione, si è provato a cercare dei legami con altre proprietà, trovando in questo modo correlazione tra l'ampiezza delle variazioni ed una serie di osservabili, tra cui la massa del buco nero  $M_{BH}$  ed il rapporto di Eddington (MacLeod et al., 2010). Dalla figura 2.3 si può vedere come, in media, le BLSy1 presentino una variabilità più elevata delle NLSy1. Tuttavia, se si considera un sotto-campione composto da galassie con lo stesso rapporto di Eddington tale distinzione svanisce, suggerendo che tale rapporto sia il parametro fondamentale per la variabilità ottica (Rakshit et al., 2017).

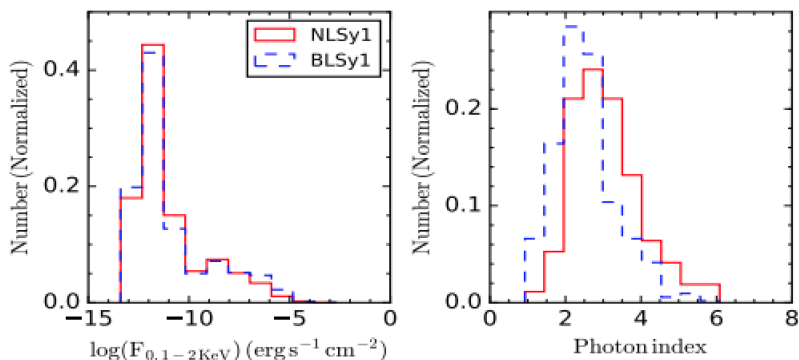


Figura 2.2: A sinistra viene riportato l'istogramma dei flussi nel soft-X delle NLSy1, confrontato con quello delle BLSy1, mentre a destra la distribuzione dell'indice fotonico  $\Gamma$  (Rakshit et al., 2017).

## 2.1 $\gamma$ -NLSy1

Prima del lancio del satellite **Fermi Gamma-ray Space Telescope**, con a bordo il **Large Area Telescope (LAT)**, si era a conoscenza di sole due tipi di AGN che rientrassero entro la classe di sorgenti con jet: le blazars e le galassie radio (Padovani et al., 2017). Tuttavia, inaspettatamente, il satellite **Fermi-LAT** rilevò una terza classe, osservando emissione nei raggi  $\gamma$  anche in alcune radio-loud NLSy1 (RL-NLSy1).

Una sorgente si dice radio-loud quando il fattore  $R^*$ :

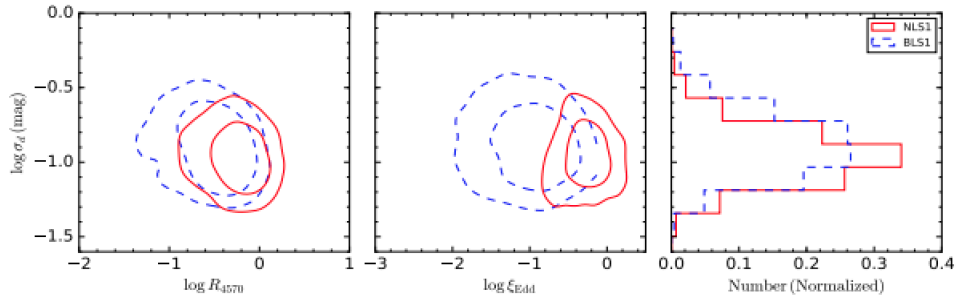


Figura 2.3: A destra è riportato il logaritmo delle variazioni del flusso in banda ottica, misurato in magnitudini, in funzione del numero di sorgenti. Si vede come le BLSy1 in media presentino una variabilità maggiore rispetto alle NLSy1. A sinistra ed al centro, invece, vediamo come l'ampiezza delle variazioni correli con il rapporto di Eddington, indicato in tal caso con il simbolo  $\xi_{edd}$ , e con il rapporto  $R_{4570}$  (Rakshit et al., 2017).

$$R^* = \left( \frac{f_{5GHz}}{f_{2500\text{\AA}}} \right) \quad (2.1)$$

è maggiore di 10. Segue come questo comporti che una galassia radio-quiet non sia sinonimo di radio-silent. Al contrario, seppur la maggior parte delle NLSy1 sono classificate come radio-quiet, mostrano spesso un'emissione non nulla in tale intervallo spettrale. Poiché i fotoni risultano fortemente polarizzati e l'indice spettrale è circa 0.7, se ne deduce che si tratti di radiazione di sincrotrone, ovvero emessa da particelle cariche sospinte ed accelerate dalla forza di Lorentz, poiché in moto all'interno di un campo magnetico.

L'emissione di sincrotrone è generata dalle particelle cariche che compongono il plasma del jet relativistico, le quali si muovono lungo le linee del campo magnetico dell'AGN. Anche il flusso ad altissime energie, rilevato in alcune RL-NLSy1, e per questo chiamate anche  $\gamma$ -NLSy1, è stato finora spiegato con la presenza di un jet relativistico, a cui viene trasferita energia, secondo il modello Blandford-Znajek, da un buco nero centrale che possiede un certo spin (Blandford & Znajek, 1977). Il jet, d'altro canto, si dispiegherà lungo l'asse di rotazione dell'oggetto compatto, risultando più o meno collimato e perpendicolare al disco di accrescimento. Le particelle nel plasma verranno 'trascinate' dal campo magnetico, la cui presenza è legata al momento angolare del buco nero, fino a raggiungere velocità  $v \sim c$ . Alcune simulazioni, come quelle di Tchekhovskoy et al. (2011), hanno dato dei risultati a favore di tale teoria. Un SMBH ruotante su sé stesso, si ipotizza che possa formarsi a partire dalla fusione di due buchi neri, durante ad esempio un fenomeno di merging fra galassie, nel quale per l'appunto i due oggetti compatti as-

sociati rispettivamente alle due galassie, secondo simulazioni, orbiterebbero inizialmente l'uno intorno all'altro, formando un sistema binario e sarebbero successivamente destinati ad uno scontro catastrofico che porta alla generazione di onde gravitazionali. Un altro tipo di meccanismo, proposto per spiegare la formazione del jet, è il modello Blandford-Payne, il quale prevede, invece, l'estrazione di energia dai venti provenienti dal disco di accrescimento (Blandford & Payne, 1982). A supporto di questa tesi, rimandiamo alla figura 2.4, in cui è evidente la forte correlazione tra la potenza del jet e quella dell'emissione del disco di accrescimento, forse a suggerire come essi si generino tramite meccanismi collegati tra loro. Foschini et al. (2011) fanno notare come né il modello Blandford-Payne né quello di Blandford-Znajek possano fornire abbastanza energia per produrre la potenza osservata nei jet. Si suppone pertanto che la concomitanza dei due sia necessaria. Il fatto, tuttavia, che i jet si osservino anche in galassie dove la massa centrale sia al di sotto delle  $10^7 M_\odot$ , e dunque probabilmente non originata da fenomeni di collisione tra galassie, ma da accrescimenti secolari di gas, mette in discussione questo tipo di interpretazione.

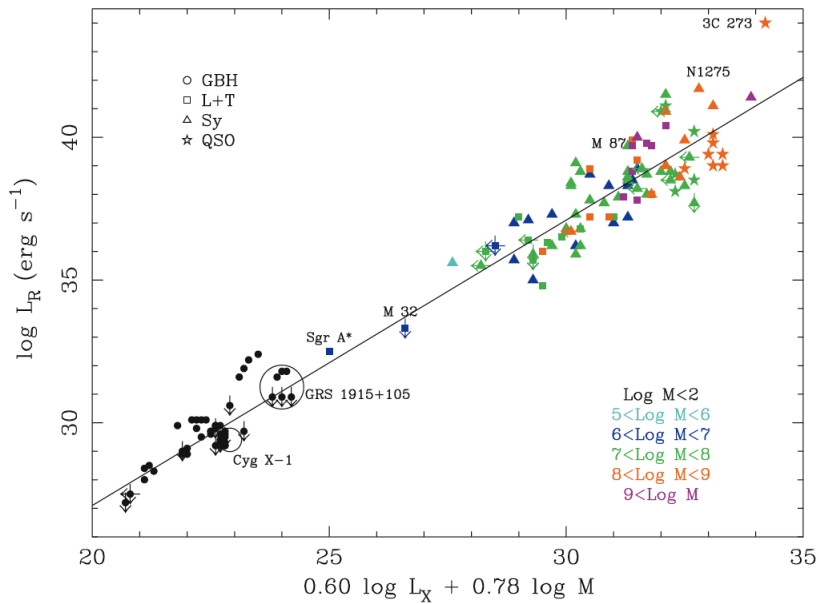


Figura 2.4: In figura vediamo rappresentato il Piano Fondamentale dei buchi neri con disco di accrescimento, che emettono jet. Gli osservabili  $L_R$  ed  $L_X$  sono rispettivamente proporzionali alla potenza del jet e del disco. La massa  $M$ , invece, è stata misurata tramite variabili indipendenti dalla luminosità radio e negli X (Beckmann & Shrader, 2012).

La sorgente PKS 2004-447 fa parte del piccolissimo gruppo, composto da poco più di una decina di oggetti (il numero più attuale ammonta a 19), di NLSy1 che emettono nei raggi  $\gamma$ . Fu rilevata per la prima volta, insieme ad altri tre oggetti (H 0323+342, PMN J0948+0022 e PKS 1502+036), usando i dati raccolti durante la missione *Fermi-LAT*, come riportato nel catalogo 1FGL (Abdo et al., 2010).

Secondo una recente review di d’Ammando (2019), la luminosità nei raggi  $\gamma$  ( $E > 0.1$  GeV) di queste sorgenti spazia tra  $2 \cdot 10^{44}$  e  $10^{48}$   $\text{erg s}^{-1}$ , ovvero un intervallo di valori simili a quello dei blazars, e più nello specifico dei FSRQ più luminosi. La potenza del jet, tuttavia, risulta pari a  $\approx 10^{44}$   $\text{erg s}^{-1}$ , ovvero più bassa di quella dei FSRQs, ma comparabile con quella dei BL Lacs (D’Ammando et al., 2013). Una possibile classificazione, proposta dal Gallo et al. (2006), collocherebbe le  $\gamma$ -NLSy1 in una posizione intermedia, sulla sequenza dei blazars, per l’appunto tra i FSRQ ed i BL Lacs. Queste emissioni ad alte energie si manifestano come burst, ovvero variazioni di flusso su scale temporali di giorni. Con ‘sequenza dei blazar’ (figura 2.5) si intende la distribuzione dei vari tipi di blazar sul piano  $\log \nu L_\nu$  vs  $\log \nu$ , dove con  $L_\nu$  viene indicata la luminosità mediamente presentata da un certo tipo di blazar, ad una data frequenza (Fossati et al., 1998).

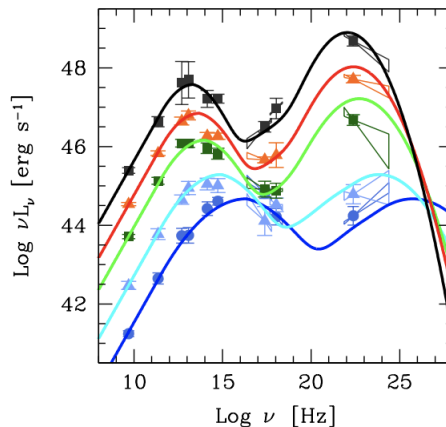


Figura 2.5: La sequenza dei blazar costruita per la prima volta dal Fossati et al. (1998), a partire dai relativamente pochi blazar, selezionati tramite osservazioni radio e negli X.

Per quanto riguarda invece le proprietà spettrali nei raggi X, tra 0.3 ed 10 keV, una peculiarità delle  $\gamma$ -NLSy1 consiste nell’averne, per energie infe-

riori ai 2 keV, uno spettro simile a quello delle radio-quiet NLSy1, mentre per energie superiori ai 2 keV un indice fotonico  $\Gamma_X < 2$ , ovvero simile a quanto si osservi nei FSRQ, piuttosto che nelle radio-quiet NLSy1. I loro spettri possono dunque essere ben rappresentati da una legge di potenza,  $S(\nu) = \nu^{-\alpha}$ , con un cambio di pendenza a 2 keV, al di sopra dei quali si suppone di osservare la contaminazione da parte dell'emissione di un jet, mentre al di sotto di questa sorta di limite si vede l'andamento di una tipica RL-NLSy1. Si osserva, infatti, l'eccesso nei soft-X, eccezione fatta solamente per due sorgenti, finora note: TXS 2116-077 (Yang et al., 2018) e PKS 2004-447 (Kreikenbohm et al., 2016; Orienti et al., 2015). Poiché l'eccesso è molto forte, seppur l'emissione spuria del jet non sia troncata esattamente a 2 keV, potrebbe risultarne tuttavia sovrastata. Si riportano in figura 2.6 gli indici fotonici ottenuti fittando con la doppia legge di potenza gli spettri delle sorgenti, ricavati osservando con il satellite XMM-Newton.

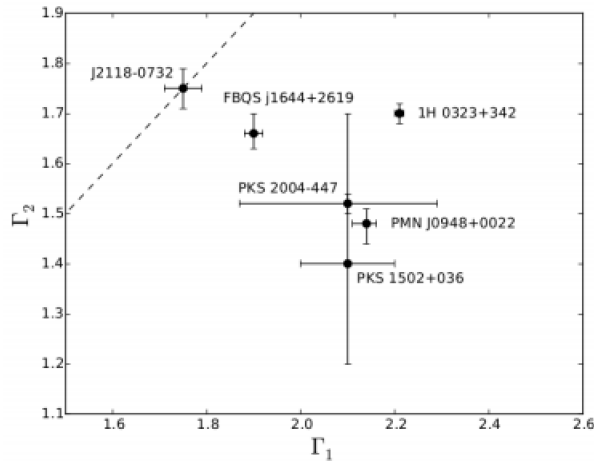


Figura 2.6: Indici fotonici ottenuti fittando gli spettri delle  $\gamma$ -NLSy1 con due leggi di potenza, dove  $\Gamma_1$  corrisponde allo spettro sotto i 2 keV, mentre  $\Gamma_2$  è ciò che si osserva sopra i 2 keV. Si vede come solo una delle sorgenti, J2118-0732, sia descritta da una singola power-law (Larsson et al., 2018).

Sono state osservate delle variazioni in flusso negli X durante i periodi di attività nei raggi  $\gamma$  da Foschini et al. (2009), sebbene non altrettanto forti e rapide quanto nelle radio-quiet NLSy1. Il fatto che i due eventi siano avvenuti in contemporanea, va a supporto dell'ipotesi appena descritta sopra, ossia lascia supporre che essi siano originati dalla stessa regione.

Caccianiga et al. (2015), raccogliendo i dati provenienti dal satellite WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer), analizzarono le caratteristiche nell'in-



frarosso dello spettro di 42 radio-loud NLSy1, scoprendo che potevano essere ben rappresentate da una combinazione di diverse componenti: l'emissione del jet relativistico, la presenza del toro di polveri e la formazione stellare della galassia ospitante. In particolare, in alcuni casi, come quello di PKS 2004-447, è risultato dominante il contributo del jet, analogamente a quanto si osserva nei FSRQ.

Insieme all'emissione nei  $\gamma$ , ed oltre alla variabilità in X, si può osservare una variabilità tanto nell'infrarosso quanto anche nell'ottico. In particolare, relativamente al caso ottico, è stato misurato di recente un incremento di un fattore 5 del continuo a 5100 Å in PKS 2004-447, durante un burst dei raggi  $\gamma$  rilevato dal New Technology Telescope (NTT) a LaSilla (Berton et al., 2019). La presenza del jet sembra dunque essere la causa di un'emissione non termica che spazia in un intervallo di lunghezze d'onda molto ampio, dal radio fino alle alte energie.

## 2.2 PKS 2004-447

Studiando, più nello specifico, PKS 2004-447, essa sembra presentare un spettro molto simile a quello delle NLSy1, nella banda ottica, avendo una  $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$  e presentando un'emissione del Fe II significativa, sebbene più debole dei tipici valori relativi alle NLSy1 (D'Ammando, 2019). Tuttavia, a lunghezze d'onda più alte e più basse, la situazione sembrerebbe complicarsi. Per completezza, si riportano le coordinate equatoriali della sorgente, la magnitudine ed il redshift nella tabella 2.1.

$\alpha$ (deg)	$\delta$ (deg)	$z$	$M_B$
301.9799	- 44.5789	0.24	-21.6 $\pm$ 0.09

Tabella 2.1: Ascensione retta ( $\alpha$ ), declinazione ( $\delta$ ), redshift della sorgente PKS 2004-447 e magnitudine assoluta in banda B misurata da Paliya et al. (2013).

Non sembra essere presente l'eccesso nei soft-X, mentre si osserva una moderata variabilità, lungo tutta la banda 0.5 -10 keV, su tempi scala delle settimane o dei mesi, come mostrato in figura 2.7 (Kreikenbohm et al., 2015). Paliya et al. (2013) cercò di riprodurre lo spettro negli X assumendo la presenza di scattering Compton-inverso, subito dai fotoni provenienti dal disco

di accrescimento, indotto dagli elettroni liberi facenti parte della corona, indicato come External Compton (EC, Dermer et al. 1992), e di Synchrotron Self-Compton (SSC, Ghisellini & Maraschi 1989) scattering, cioè un fenomeno secondo cui ad essere scatterati tramite Compton-inverso sono i fotoni emessi per sincrotrone dal jet, i quali aumenteranno dunque la loro energia dal radio/infrarosso, con cui vengono generati, fino agli X o i  $\gamma$ .

Non sembra essere presente nemmeno un assorbimento intrinseco, ma una densità di colonna  $N_H = 3.17 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , pari a quella della nostra galassia, come ci si aspetterebbe da una  $\gamma$ -NLSy1.

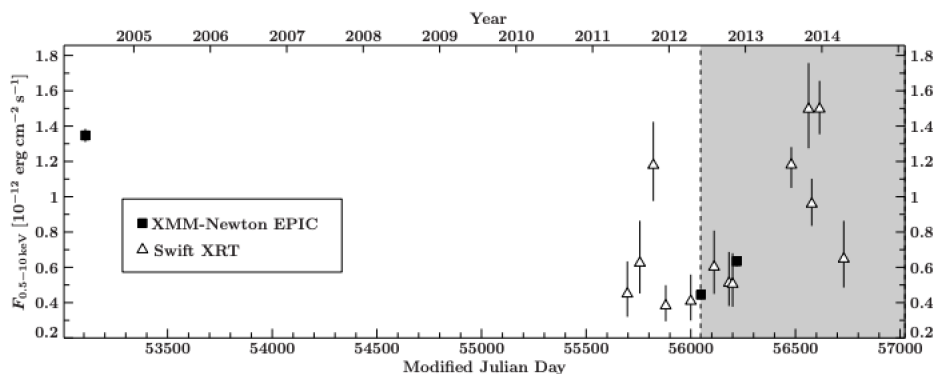


Figura 2.7: Variabilità di PKS 2004-447 nei raggi X, osservata tramite i satelliti *Swift* e *XMM-Newton* (Kreikenbohm et al., 2015).

Considerando l'andamento a doppia legge di potenza nella banda X, di cui si è discusso nella sezione precedente (figura 2.6), un'ipotesi proposta sarebbe quella di avere una sorgente con uno spettro tipico di una NLSy1, in cui apparentemente non vi è eccesso nei soft-X, contaminato dalla presenza di un jet relativistico, che domina l'emissione tra i 2 ed i 10 keV. Il jet, in base alla variazione in flusso che causa, presenterebbe delle caratteristiche simili ai jet dei FSRQ.

Spostandosi invece a lunghezze d'onda maggiori, nel radio, PKS 2004-447 sembra assomigliare ad un Compact-Steep Spectrum (CSS), ovvero ad una radio galassia giovane, piuttosto che alle altre  $\gamma$ -NLSy1. Oltre ad essere una delle più forti sorgenti radio, avendo un  $R^* > 1700 - 6300$  (in base al flusso in banda ottica, che può variare), presenta anche lo spettro più ripido di tutte le  $\gamma$ -NLSy1, con indice spettrale  $\alpha_r < 0.5$  (Schulz et al., 2016), per la precisione  $\alpha_r = 0.38$  (Paliya et al., 2013). Tramite l'Australia Telescope Compact Array (ATCA), si è visto come, a 8.5 GHz, l'80% del flusso nel radio venga emesso dal core, ovvero una regione entro 140 mas (i.e. 530 pc), a cui è associata una temperatura di brillantezza di  $T_b \sim 6 \cdot 10^{10} \text{ K}$ . Analogamente

mente, a 1.5 GHz, si vede come il 40% del flusso provenga da una regione con apertura angolare di 5 mas, da cui si ricava, di nuovo, una  $T_b \approx 10^{10}$  K. Nel corso delle due survey ATCA TANAMI e G06 è stato misurato un indice spettrale rispettivamente di  $\alpha_r = -0.5$  e  $\alpha_r = -0.9$ , con un valore mediano di  $\alpha_{\text{median}} \sim -0.72$  (Schulz et al., 2016), mettendo in luce come l'indice spettrale nel radio presenti una moderata variabilità. Due similitudini con gli oggetti CSS sono la luminosità  $L_{5\text{GHz}} \approx 10^{25}$   $\text{WHz}^{-1}$  ed un indice spettrale medio  $\alpha_{1.38-2.4\text{ GHz}} = -0.21$ , significativamente più piatto rispetto ai FSRQ. Seppur l'emissione nei raggi X sia molto più forte di quella presente nelle CSS, e simile ai FSRQ, nel radio invece la situazione si inverte, e PKS 2004-447 assomiglia ad una CSS (Gallo et al., 2006).

In figura 2.8 è riportata la Spectral Energy Distribution (SED) della sorgente (Paliya et al., 2013), ovvero i valori discreti del flusso, misurato all'interno di intervalli di frequenza. Si è cercato di riprodurne l'andamento tramite un modello teorico, descritto da Sahayanathan & Godambe (2012), in cui non si tiene conto dell'emissione nell'ottico e nell'UV da parte del disco di accrescimento, né nell'X da parte della corona di elettroni liberi. Al contrario, il flusso nell'ottico/UV viene modellizzato assumendo emissione di sincrotrone ed il flusso in X supponendo un SSC (Gallo et al., 2006). Si noti come nel radio le curve teoriche non riescano a riprodurre le osservazioni. Il motivo risiede nell'aver utilizzato un modello adatto a descrivere oggetti come i blazars, siano esse FSRQ o BL Lacs. Mentre nel radio, come già detto poche righe sopra, PKS 2004-447 presenta un notevole discostamento da quest'ultimi, assomigliando ad una sorgente radio compatta.

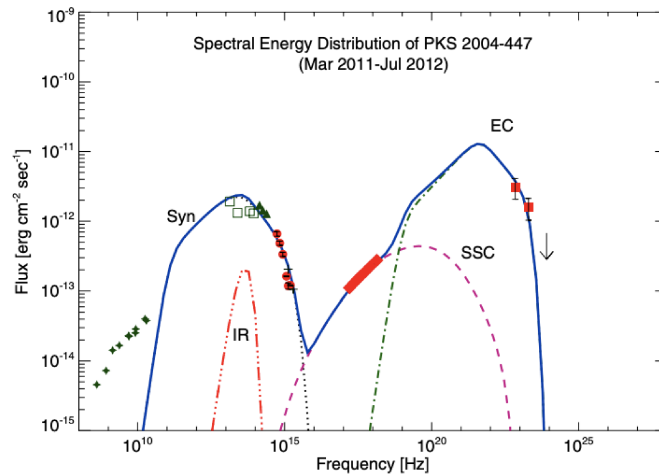


Figura 2.8: La SED di PKS 2004-447 è stata riprodotta assumendo un modello, descritto dal Sahayanathan & Godambe, ad ‘emissione leptonica a singola zona’ (Paliya et al., 2013).

Nel Near Infrared (NIR), si osserva una curva di corpo nero probabilmente emessa dal toro di polveri, riscaldato dai fotoni ionizzanti del disco di accrescimento. La temperatura associata a tale corpo nero è di circa 1000 K -1500K (Gallo et al., 2006).

# Riduzione dati

## 3.1 FORS2

FORS2 è il Focal Reducer and low resolution Spectrograph, montato all'UT1. Quest'ultimo è uno dei quattro telescopi, chiamati UTs (da Unit Telescope), che compongono, insieme all'interferometro VLTI, il Very Large Telescope (VLT) dell'European Southern Observatory (ESO). Il VLT si trova all'osservatorio del Paranal, nel deserto di Atacama (Cile). L'ubicazione è stata scelta seguendo dei criteri standard quali l'aridità dell'area, la quota elevata, la lontananza da fonti di luce artificiale e l'abbondanza delle notti serene.

FORS2 ha molteplici modalità di utilizzo. I nostri dati sono stati ottenuti in modalità Long Slit Spectroscopy (LSS) utilizzando una fenditura, con larghezza pari a 1" e di lunghezza 9.8'. L'apparato strumentale era composto da un collimatore, un grism ed un filtro. Si hanno a disposizione, in generale, per lo strumento, due tipi di collimatori. Il primo è chiamato 'collimatore standard' (COLL-SR) ed ha un campo di vista di 6.8' x 6.8', mentre il secondo è detto 'collimatore ad alta risoluzione' (COLL-HR) e seleziona un campo di 4.2' x 4.2'. Il collimatore scelto per l'acquisizione dei nostri dati, il COLL SR+6, possedeva una lunghezza focale di 1233 mm ed è stato accoppiato con un reticolo a prisma (GRIS 300V+10), montato sulla ruota dei grism, le cui proprietà principali sono state elencate schematicamente in tabella 3.1. Tale grism, infine, è stato accoppiato ad un filtro GG435+81, il quale è stato usato per eliminare il secondo ordine.

I CCDs di FORS2 possono essere disposti in coppia a formare un mosaico. Una prima configurazione utilizza due MIT CCDs, sottili, con un rivestimento anti-riflesso ed ottimizzati per lunghezza d'onda maggiori di 600 nm. Altrimenti possono essere utilizzati due E2V CCDs, ottimizzati nel blu. Durante le notti in cui sono stati presi i nostri spettri, è stata utilizzata la configurazione standard con i due MIT CCDs. Le caratteristiche principali dei rivelatori del mosaico, costituito dal chip1 (in alto) e dal chip2 (in

GRISM 300V+10	
grism dispersion	1.68 Å/pixel
$\lambda_{central}$	5849 Å
$\lambda_{range}$	4450 - 8700 Å
$\Delta\lambda/\lambda$ at $\lambda_{central}$	440

Tabella 3.1: Caratteristiche del GRISM 300V+10.

basso), sono riportate in tabella 3.2.

Il mosaico con i due rivelatori MIT, accoppiato con il collimatore a risoluzione standard, possiede inoltre una **scala spaziale** di  $0''.25/\text{pixel}$ .

Per finire, il **read out noise** (RON) del singolo CCD ammonta ad un valore di 2.9 ADU/pixel, il **gain** è pari ad  $0.70 e^-/\text{ADU}$ , la **velocità di lettura** è di 100 kHz (molto elevata) e l'efficienza quantica ha l'andamento riportato in figura 3.1.

Detector Mosaic	pixel size ( $\mu\text{m}$ )	dark current a -120 C	cosmic rate
MIT(red)	15	$2.1\pm 0.4, 1.4\pm 0.7$	$10.1 \pm 2.3, 8.2\pm 1.4$
E2V(blue)	15	$59 \pm 0.8, 4.5 \pm 0.8$	$7.7\pm 0.4, 8.1\pm 0.5$

Tabella 3.2: Caratteristiche dei CCD di FORS2. I due valori della corrente di buio, espressi in  $e^-/\text{px}/\text{h}$ , si riferiscono al **chip1** ed al **chip2**, così come i valori per il tasso di incidenza di raggi cosmici, in unità di  $\text{eventi}/\text{min}/\text{cm}^2$ .

Il software utilizzato per l'analisi dei dati raccolti è IRAF, acronimo per Image Reduction and Analysis Facility.

## 3.2 Dataset

Le osservazioni sono state condotte durante sei notti, distribuite nell'arco di sei mesi. La prima notte risale al 17 Ottobre 2015, seguita dall'osservazione del 22 Ottobre 2015, 9 Novembre 2015, 18 Marzo 2016, 29 Marzo 2016, fino ad arrivare al 4 Aprile 2016. Nel corso di ogni notte la sorgente PKS2004-447 è stata osservata con 4 pose da circa 150 secondi ciascuna. Una volta puntata la sorgente quello che si otteneva, in seguito ad ognuna delle quattro prese dati, era un'immagine proveniente dal rivelatore in alto contenente la sorgente ed un'immagine proveniente da quello in basso contenente solo cielo (o viceversa), per un totale di otto immagini - un esempio è mostrato in

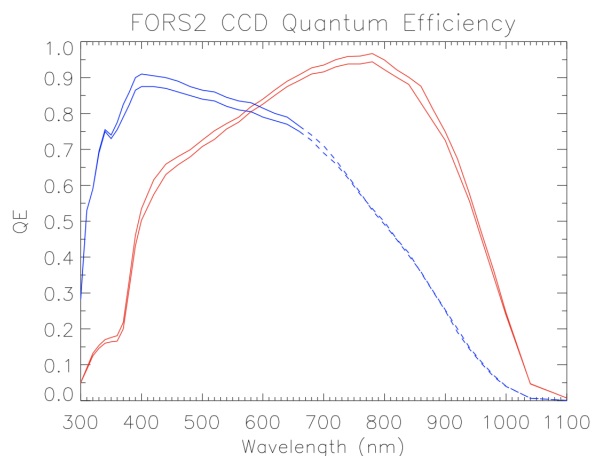


Figura 3.1: Efficienza quantica di un 100kHz MIT CCD (in rosso) e dell'E2V CCD (in blu).

figura 3.2.

Oltre i quattro spettri ottenuti in seguito all'osservazione del target, si avevano a disposizione 40 immagini di **bias**, 7 immagini di **flat field**, lo spettro di una lampada, usato per la calibrazione in lunghezza d'onda ed uno spettro di una stella standard spettrofotometrica, per la calibrazione in flusso.

### 3.3 Bias

Per ottenere un **bias frame** si misurano i conteggi presenti all'interno del CCD, mentre quest'ultimo non è esposto a nessuna sorgente esterna. O, in altre parole, si fa un'esposizione con l'otturatore chiuso, per un tempo pari a 0 secondi. Il risultato non sarà un segnale nullo, seppur non sia stato generato dai fotoni convogliati sul piano focale dal telescopio, bloccati dall'otturatore. Gli elettroni presenti nello strumento proverranno, infatti, dalle sue componenti di elettronica e, in prima approssimazione, si può considerare che siano in numero costante su tutta la superficie del rivelatore.

Come prima cosa, tramite il comando `imarith`, è stato calcolato il numero medio di conteggi all'interno dei 40 **bias**. Si è verificato che le immagini presentassero delle medie simili tra loro. Quelle che avessero presentato deviazioni significative dalla media sarebbero state eventualmente scartate. `Imharit` calcola il valore medio dei conteggi all'interno di ogni singolo pixel, costruendo alla fine il cosiddetto **bias medio**.

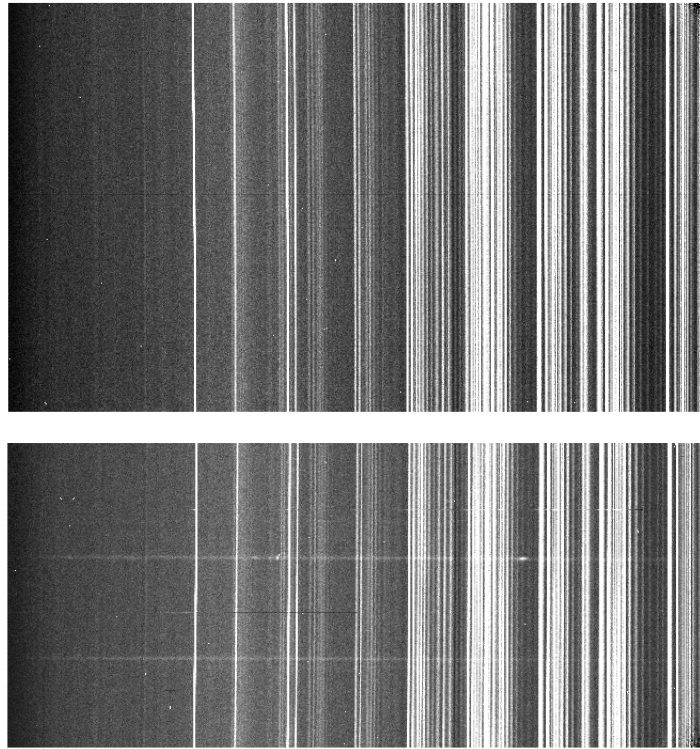


Figura 3.2: Campo di vista di FORS2 con i MIT CCDs, nel caso in cui venisse utilizzato il collimatore standard. In alto, lo spettro acquisito dal chip1, mentre in basso, quello dal chip2.



Ne è risultato che i conteggi all'interno di ogni pixel del **bias medio** fluttuava intorno ad un valore che indichiamo con  $\mu$ . Quest'ultimo dato può essere visualizzato facilmente grazie all'istogramma mostrato in figura 3.3, in cui il numero di pixel è stato scalato in modo tale che l'area sottostante all'istogramma fosse pari ad 1. Il grafico si riferisce alla notte del 17 Ottobre 2015: il valore medio  $\mu$  del bias è pari a 209.87 ADU.

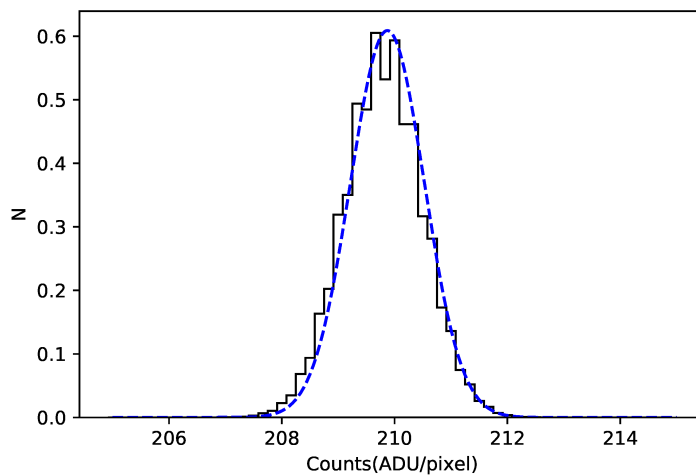


Figura 3.3: In nero, è riportato l'istogramma dei conteggi all'interno del **bias medio**, ottenuto dall'immagine media dei 40 bias della notte del 17 Ottobre 2015. La linea blu tratteggiata è una gaussiana, calcolata usando il valore medio  $\mu$  e la deviazione standard  $\sigma$  dei conteggi del **bias medio**.

Sempre in figura 3.3, la linea tratteggiata in blu segue la curva descritta da una funzione gaussiana normalizzata, della forma:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.1)$$

dove con  $\sigma$  si indica lo scarto quadratico medio. In particolare, sempre per la notte del 17 Ottobre, si trova che:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2}{N-1}} = 0.69 \quad (3.2)$$

con  $N$  numero totale di pixel ed  $x_i$  i conteggi relativi al pixel  $i$ -esimo. Come detto in precedenza, il segnale generato dalle componenti di elettronica del CCD sarà, in prima approssimazione, costante. Ne segue che la fluttuazione del numero di conteggi,  $\sigma$ , venga introdotta dall'errore di lettura. In

particolare, si deve avere che:

$$\sigma = \frac{\alpha}{\sqrt{40}} \quad (3.3)$$

dove si è indicato con  $\alpha$  il rapporto `RON/GAIN`. Il `read out noise` è stato diviso per il valore del `gain` in modo tale da ottenere una quantità in `ADU/pixel`, come vogliamo che sia. La  $\alpha$  rappresenta la fluttuazione dei conteggi, introdotta dal rumore di lettura, dal momento in cui si misura ogni singolo `bias`. Si vede come, facendo la media di quaranta di queste immagini, la fluttuazione debba ridursi proprio di un fattore  $\sqrt{40}$ . Se si utilizzano i valori di `RON= 2.90 e-/pixel` e di `GAIN=0.7 e-/ADU`, relativi a FORS2, si trova che:

$$\alpha/\sqrt{40} = 0.66 \quad (3.4)$$

Si può giustificare la leggera differenza tra il valore (3.2) ed il valore (3.4), sebbene essi debbano essere considerati come due espressioni diverse per indicare la stessa quantità, tenendo conto che l'ultimo è stato calcolato utilizzando le informazioni presenti nel `datasheet` dello strumento FORS2. Nella realtà, il guadagno e la lettura di un rivelatore variano leggermente anche tra una misura e l'altra, nonché fra un giorno ed un altro, per una serie di cause secondarie. Quelli forniti non sono altro che valori molto indicativi, ma non perfettamente adattabili alla singola notte. Poiché il valore (3.2) è stato, al contrario, ricavato utilizzando i conteggi relativi ad un'osservazione specifica, si può considerare plausibile che essi coincidano fino alla prima cifra decimale ( $\sigma = 0.7$ ), ma non fino alla seconda.

### 3.4 Flat field

Puntando il telescopio verso uno schermo uniformemente illuminato, oppure verso un punto del cielo al tramonto, si osserva come l'immagine che ne risulta non mostrerà un segnale omogeneo, ma rifletterà la variazione dell'efficienza dei pixel nel CCD. È necessario quindi applicare la cosiddetta correzione di `flat field`, in modo tale che la variazione del numero di conteggi sia reale, e non il riflesso di una diversa efficienza legata al pixel. Con i 7 `flat field` si costruisce un `flat field medio`, in maniera analoga a quanto fatto nel caso del `bias medio`. Il `bias medio` è stato sottratto al `flat field medio`. L'immagine di `flat field medio`, infine, verrà normalizzata. Nel nostro caso, il `flat field` è una generica funzione  $F(x)$ , come mostrato in figura 3.4. Si costruisce innanzitutto una funzione che segua al meglio i dati misurati, utilizzando i polinomi di Chebyshev. O, in altre

parole, si ricerca il **best-fit**. L'ordine della funzione di Chebyshev scelta, pari al grado del polinomio meno uno, è stato posto all'incirca pari a 26 per ogni notte. Dividendo i dati ricavati a partire dalle osservazioni per la curva del fit, otteniamo le fluttuazioni dei pixel lungo tutta la riga. Si ottiene cioè il **flat field normalizzato**, riportato in figura 3.5. Per capire se l'ordine del polinomio di Chebyshev andasse bene o meno, si è verificato che il **flat field normalizzato** oscillasse attorno ad 1.

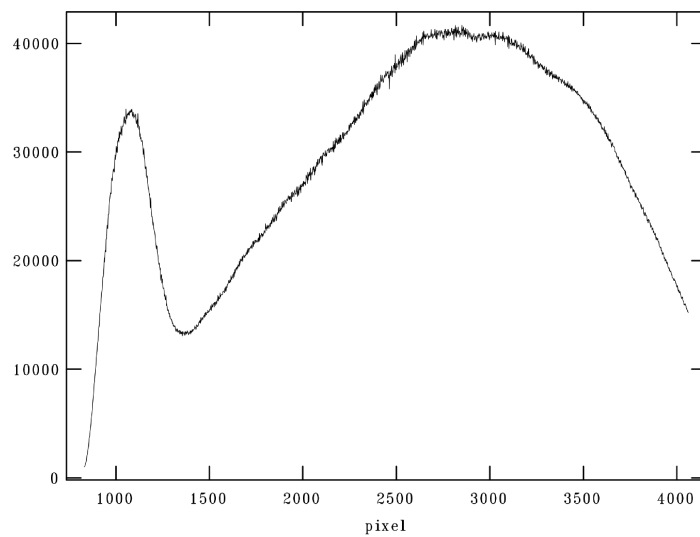


Figura 3.4: In ordinata sono riportati i conteggi all'interno dei singoli pixel, ottenuti dall'estrapolazione del segnale lungo una riga dell'immagine di flat field. Di default la riga scelta risultava essere la retta che taglia a metà l'immagine. Notiamo come l'andamento dei conteggi non segua quello di una funzione elementare, né risulta costante.

Si è sottratto il **bias medio** anche ai quattro spettri ricavati osservando la sorgente ed allo spettro della stella standard. Le immagini risultanti da questa operazione sono state divise, infine, per il **flat field normalizzato**.

### 3.5 Calibrazione in lunghezza d'onda

Vogliamo adesso associare ad una posizione sul rivelatore una certa lunghezza d'onda. In un primo momento, supponiamo che ad ogni colonna dell'immagine scientifica corrisponda un valore di  $\lambda$ . Vedremo più avanti come, in

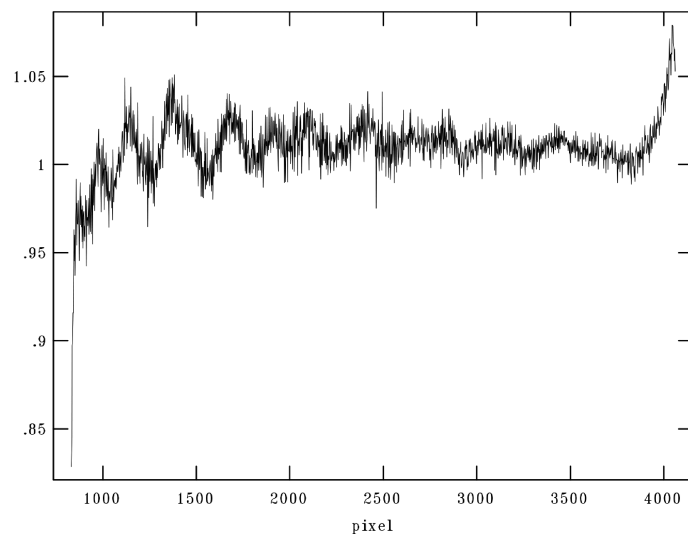


Figura 3.5: Rapporto tra l'immagine 3.4 ed il suo **best-fit** polinomiale.

realtà, le linee spettrali non risultino mai perfettamente verticali, ma sempre un po' inclinate. Per questo motivo occorrerà un'ulteriore correzione, di cui parleremo più avanti. Consideriamo lo spettro della lampada di calibrazione ottenuto la stessa notte delle osservazioni, nel quale siamo in grado di riconoscere le righe di emissione di elio, neon e argon. Ciò che serviva per riconoscere le righe nello spettro della lampada di calibrazione (o di confronto) era un grafico che riportasse le righe spettrali, identificate con il loro ione e la lunghezza d'onda. Questo grafico, usando la lampada associata al GRISM 300V+10, era lo spettro in figura 3.6, preso dal **User Manual FORS2**.

Lo spettro della lampada contiene molte righe perché la dispersione non è lineare. Se così fosse, basterebbe conoscere la lunghezza d'onda di solo tre linee di emissione, e dopo averla associata al numero del pixel su cui essa cade, fare un fit sui tre punti ottenuti nel grafico  $\lambda$  vs.  $x$  con una retta. Riusciremmo a ricavare così la costante di proporzionalità che lega le due grandezze, avendo che  $\lambda = c \cdot x$ . Purtroppo così non è, a causa della dipendenza dal coseno dell'angolo di incidenza che i fotoni, diffratti dal reticolo, hanno rispetto al piano del CCD. È necessario quindi associare, manualmente, alla posizione di alcune righe spettrali la loro lunghezza d'onda, per iniziare a capire quale sia la funzione che lega le due quantità. Una volta ricavati una serie di valori discreti, si fa un fit, il cui risultato prenderà il nome di **funzione di calibrazione lungo l'asse di dispersione** del rivelatore. Con asse di dispersione si intende la direzione nella quale si dispiega lo spettro.

Quello che si è fatto, in pratica, è stato di utilizzare il comando **identify**

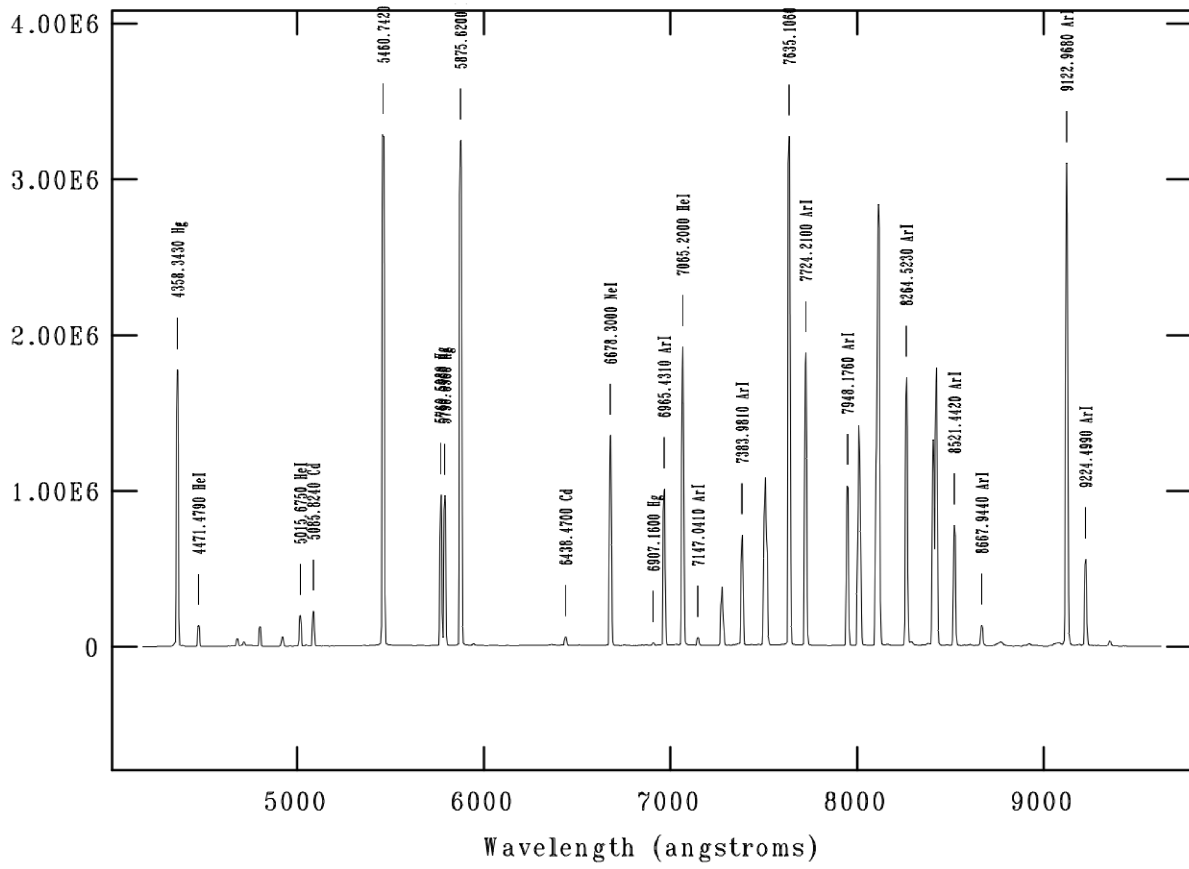


Figura 3.6: Spettro della lampada di He-Ne-Ar ottenuta con il grism GRIS300V+10.

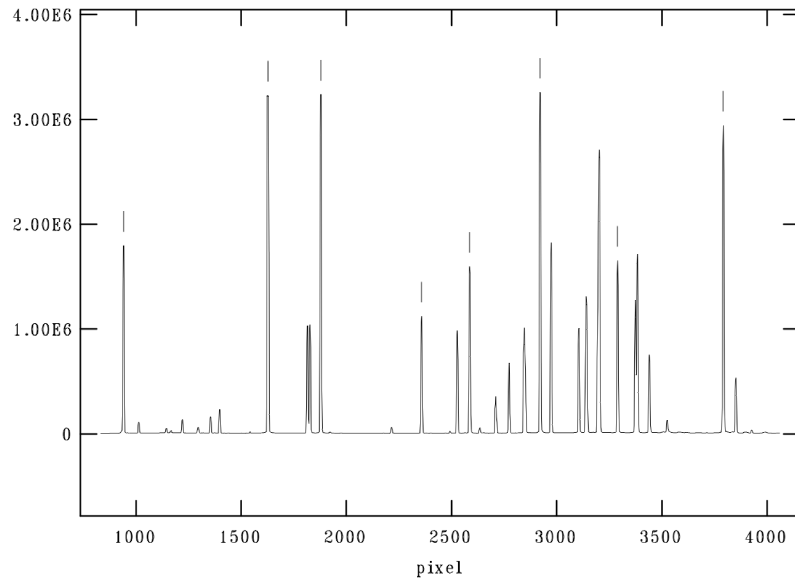


Figura 3.7: I segmenti sopra otto delle righe dello spettro della lampada segnano le lunghezze d'onda che sono state marcate manualmente.

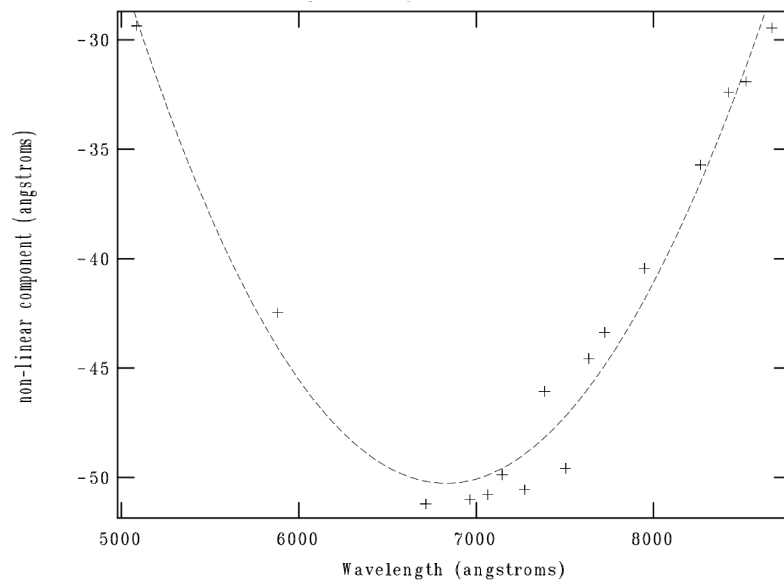


Figura 3.8: Se la relazione tra lunghezza d'onda e la posizione fosse lineare, otterremmo un valore di  $\lambda$  pari a  $c \cdot x$ . Poiché tale relazione non è lineare, si avrà una  $\bar{\lambda}$ . Facendo la differenza  $\bar{\lambda} - \lambda$  si ottiene la componente non-lineare riportata in questo grafico.

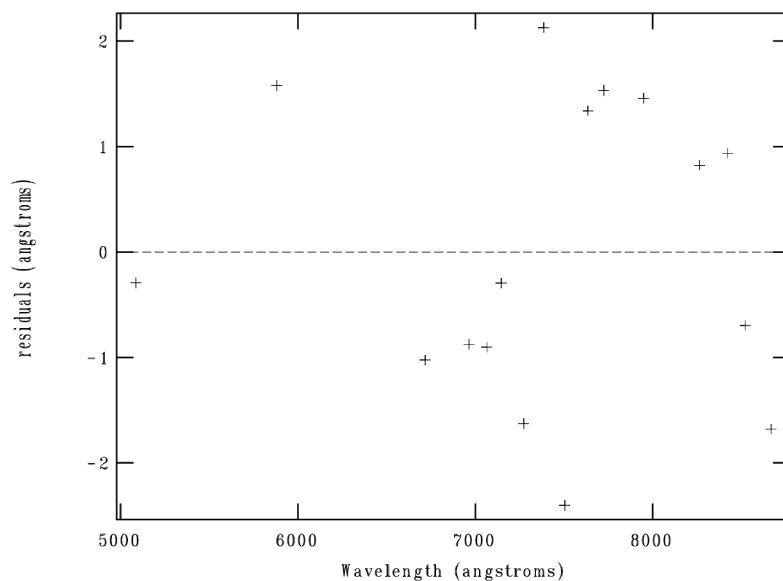


Figura 3.9: Grafico dei residui. Ogni croce rappresenta una riga spettrale identificata e la distanza in Ångström dalla funzione di best fit.

di IRAF, il quale considera una riga dell'immagine dello spettro della lampada, ne visualizza i conteggi in funzione delle colonne dell'immagine e permette di identificare le righe spettrali in emissione. Ne abbiamo scelte 8 distribuite uniformemente e ne abbiamo assegnato il valore della lunghezza d'onda manualmente, come mostrato in figura 3.7. Successivamente il programma ha identificato in modo automatico le altre righe spettrali utilizzando un'apposita lista fornita dall'archivio di ESO, contenente nella prima colonna il nome degli elementi presenti nel gas della lampada e nella seconda colonna le lunghezze d'onda delle righe di emissione associate a tale elemento. Il risultato dell'identificazione è mostrato in figura 3.8 ed in figura 3.9 per tutte o quasi le righe della lista. Il "quasi" è stato specificato poiché, provando a fare il fit con un polinomio di Chebyshev di terzo ordine (dunque una parabola), sono stati tolti i punti relativi alle righe con uno scarto dalla curva teorica visivamente elevato, finché non si otteneva uno scarto quadratico medio di circa il 10% - 20% il valore della dispersione media nell'immagine. In figura 3.9 riportiamo i residui relativi alla funzione in figura 3.8.

Una volta fatta tale operazione su una riga dell'immagine si è utilizzato il comando `reidentify` che applica il fit trovato da `identify` a tutte le altre righe dell'immagine. Se i residui erano troppo elevati, si provvedeva ad eliminare uno o due punti tra quelli che più si discostavano dalla curva teorica, finché lo scarto quadratico medio non risultava ragionevole. Alla fine, usando le righe rimaste, si è ottenuta la funzione che cercavamo, che convertisse una

posizione in un valore in  $\lambda$ .

In partenza era stato assunto che ad ogni colonna dell'immagine fosse associata una lunghezza d'onda. In realtà così non è, e questo perché le righe dello spettro non risultano mai perfettamente parallele al lato del rivelatore, come mostrato in figura 3.10. Queste, infatti, possono essere leggermente inclinate, poiché il reticolo da cui provengono i fotoni diffratti può essere ruotato, rispetto al rivelatore. Occorre definire un'ulteriore funzione che indichi, percorrendo l'asse ortogonale alla dispersione, di quanto debba essere spostato un pixel affinché le righe tornino dritte. Ancor più dal momento in cui, come in alcuni casi capita, le righe risultano non solo inclinate, ma persino incurvate. Il comando `fitcoords` 'raddrizza' le righe, insieme a quella trovata precedentemente, calcolando la **funzione di calibrazione bidimensionale in lunghezza d'onda**. Una volta ricavata, la si applica a tutti gli spettri della sorgente, uno dei quali riportato in figura 3.11, tramite il comando `transform`, nonché a quello della stella standard.

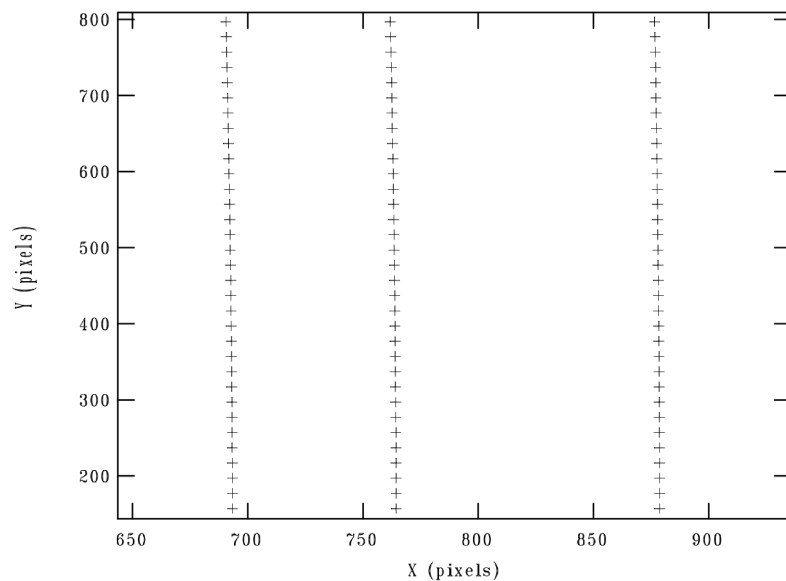


Figura 3.10: Si vede come le righe dello spettro della lampada non sono perfettamente parallele rispetto alle colonne del CCD.



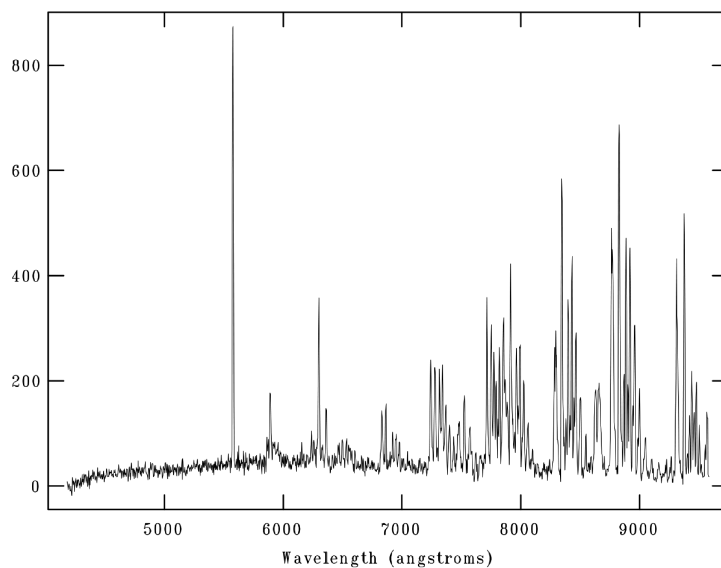


Figura 3.11: Spettro ricavato estraendo il segnale da una delle righe dell'immagine contenente la sorgente, calibrato in lunghezza d'onda. Notiamo infatti come sulle ascisse compaiano non più i pixel, ma i valori in Ångström, mentre lungo l'ordinata si ha ancora il flusso espresso in conteggi.

### 3.6 Calibrazione in flusso

Per convertire i flussi strumentali in unità fisiche abbiamo bisogno di una **funzione di calibrazione in flusso**. Per ricavarla utilizzeremo lo spettro ottenuto osservando nella direzione di una stella standard. La lista delle stelle usate per ogni osservazione è stata riportata in tabella 3.3.

Date	Standard Star
17-10-2015	EG 21
22-10-2015	LTT 7987
09-11-2015	NGC 7293 *
18-03-2016	CD 32-9927
29-03-2016	EG 274
02-04-2016	EG 274

Tabella 3.3: Stelle standard utilizzate per la calibrazione in flusso.

---

\*più propriamente, NGC 7293 è la Nebulosa Elica, una delle nebulose planetarie più vicine alla Terra, al cui centro si trova una nana bianca. Quest'ultima è stata usata come oggetto di riferimento.

Mostriamo in figura 3.12, per completezza, ciò che si osservava sul rilevatore una volta che ci si rivolgeva verso la stella standard, corretto per flat field e bias. Si può distinguere lo spettro della stella nella fascia luminosa e continua. In aggiunta, poiché la sorgente occupa una piccola porzione della fenditura, la restante luce raccolta proverrà dal cielo circostante.

Tramite il comando `apall`, si è selezionata un'apertura che contenesse il segnale dell'oggetto, nonché degli intervalli entro cui fosse contenuto il segnale proveniente dal solo cielo. Come prima cosa sono state considerate dieci colonne dell'immagine con la standard e si sono sommati i conteggi al loro interno, che proverranno tanto dalla sorgente quanto dal cielo circostante. Riportiamo in figura 3.13 il risultato di questo primo passaggio. Considerando, in maniera analoga, altre fasce di larghezza uguale a dieci pixel, il comando `apall` ricalcola di nuovo il centro dell'apertura ed i raggi nella direzione destra e sinistra, utilizzando come valori di `first guess` l'insieme di parametri scelti per la prima apertura, definita manualmente.

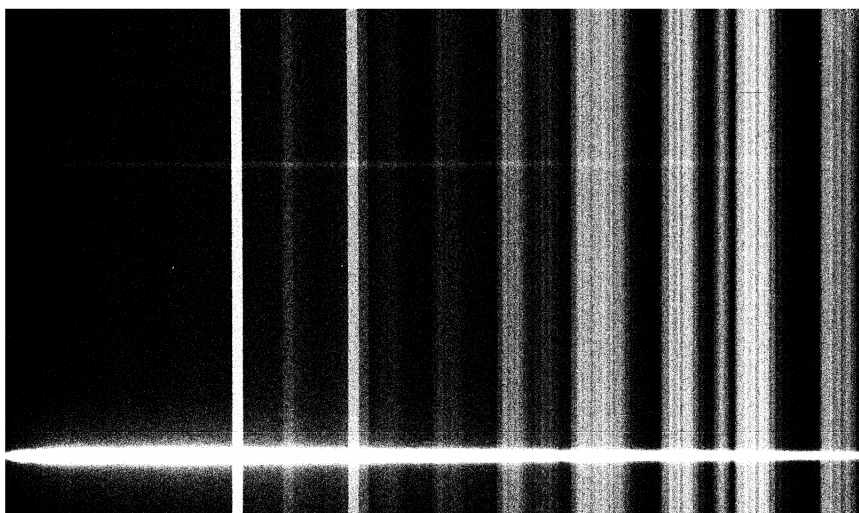


Figura 3.12: Spettro della stella standard, corretto per `flat field` e `bias`.

In figura 3.14 si vede come il centro dell'apertura rimanesse pressappoco alla stessa altezza. Si sono sommati i conteggi all'interno di ogni apertura, ottenendo alla fine la figura 3.15, che è lo spettro della stella standard con i flussi in conteggi.

Un volta noto il valore del flusso in conteggi in funzione di  $\lambda$  della stella standard, si è confrontato con il valore in  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$  contenuto nella directory di IRAF `ctionewcal`, in cui era possibile trovare i vari file di testo `eg21.dat`, `17987.dat`, e di altre stelle standard dell'emisfero australe. Poi-

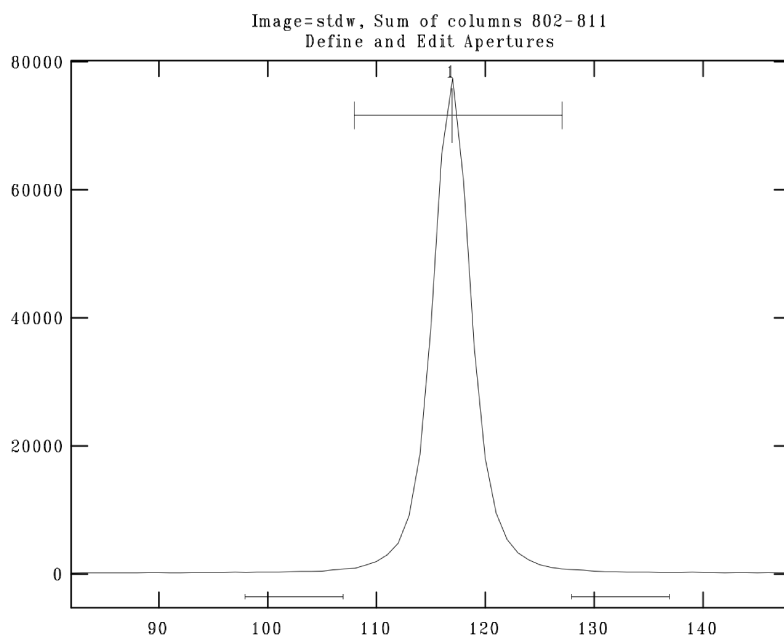


Figura 3.13: Grafico della somma di 10 colonne dell'immagine contenente lo spettro della stella standard calibrato in lunghezza d'onda. Il picco è causato dal flusso della stella, la base a intensità quasi nulla è l'emissione del solo cielo.

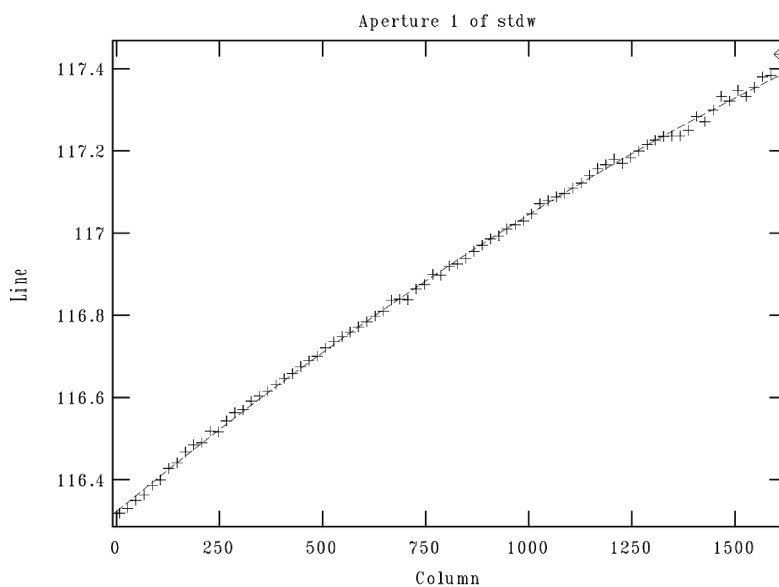


Figura 3.14: Il grafico riporta l'ascissa e l'ordinata della posizione del picco di intensità della stella lungo il suo spettro. Si nota come la sorgente fosse quasi perfettamente parallela alle linee dell'immagine.

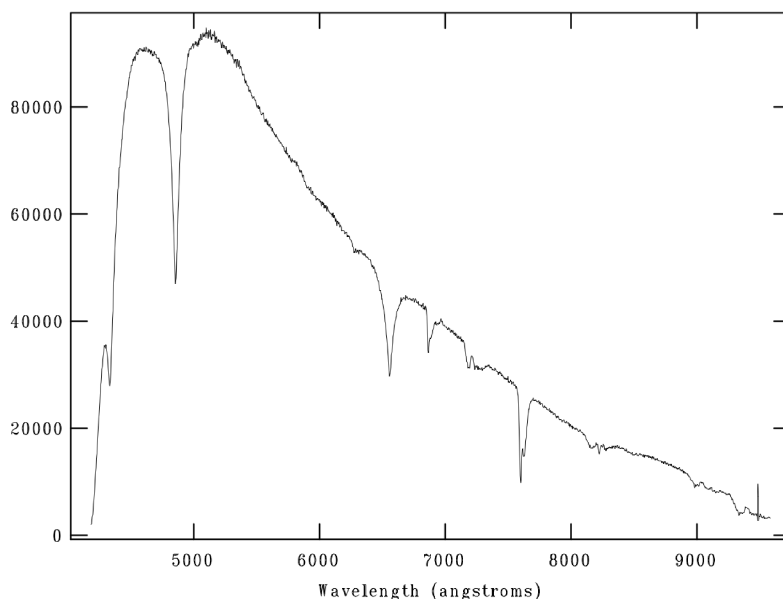


Figura 3.15: Spettro finale della stella standard con il flusso in conteggi.

ché in questi file di testo si aveva il flusso per intervalli di  $\sim 50 \text{ \AA}$ , tramite il comando `standard` si sono dovuti sommare i conteggi non più dentro solo dieci colonne, ma definendo delle celle con ampiezza comparabile a, per l'appunto, tali  $50 \text{ \AA}$ , come mostrato in figura 3.16. Il comando `sensfunc` prende l'output del comando `standard` e calcola il valore della costante che converte da conteggi a unità fisiche, per ogni lunghezza d'onda dello spettro. La procedura è analoga a quella della calibrazione in lunghezza d'onda. Si sono ottenuti pertanto una serie di valori discreti ( $x$ ), convertiti in magnitudini calcolandone la quantità  $-2.5\log(x)$ , e di cui il best-fit risultava essere un polinomio di Chebyshev di ordine 10, che riportiamo in figura 3.17. Essa risulta essere proprio la **funzione di calibrazione in flusso** che cercavamo. Lo scarto quadratico medio del **best-fit** non risultava essere superiore a 0.02 - 0.03 mag. Applicando la funzione di calibrazione ad ogni riga delle immagini contenenti lo spettro di PKS2004-447, si sono ottenuti infine gli spettri calibrati in flusso.

L'ultimo passaggio consisteva nel sottrarre il contributo del cielo nelle immagini con l'oggetto scientifico. Per farlo se ne visualizzava il flusso, lungo una colonna, come mostrato in figura 3.18. Nonostante fosse presente il segnale della sorgente (nonché di una stella, per caso all'interno del nostro campo di vista), esso corrisponde ad un'innalzamento di flusso repentino cir-

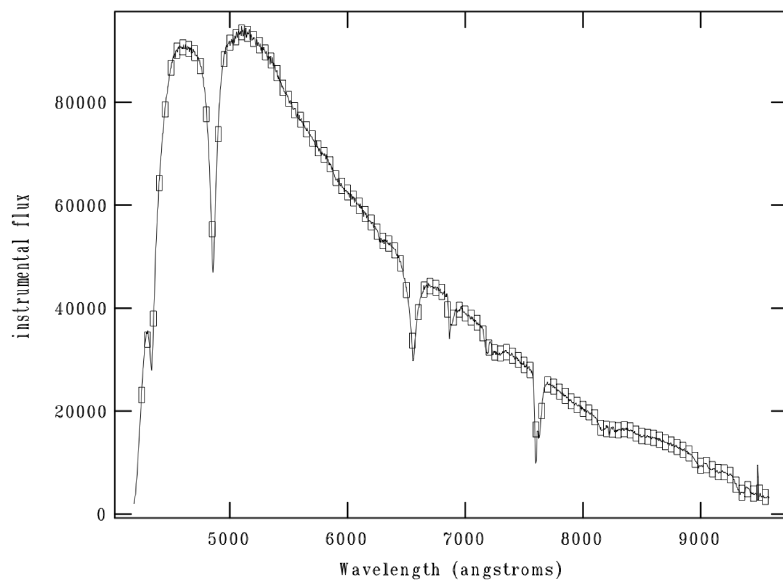


Figura 3.16: I quadratini sono intervalli (in questo caso di  $50 \text{ \AA}$ ), entro i quali sono stati sommati i valori del flusso in conteggi.

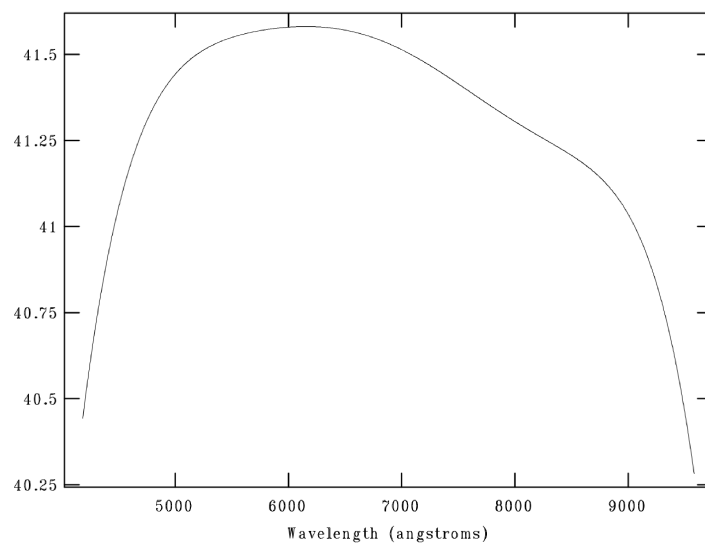


Figura 3.17: Funzione di calibrazione in flusso. In ordinata il valore della costante di conversione fra conteggi e unità fisiche (espressa in magnitudini) per ogni lunghezza d'onda.

coscritto a due o tre pixel. Si vede dunque come l'andamento della linea continua, calcolata per fittare il cielo escludendo i punti con i residui più elevati, non ne tenga conto o ne venga influenzata. Una volta stimato il flusso del cielo lungo una colonna, con il comando `background` si è provveduto a sottrarlo a tutta l'immagine.

Infine, in maniera analoga a quanto fatto con l'immagine della stella standard con i flussi ancora in conteggi, si è di nuovo utilizzato il pacchetto `apall`, stavolta con l'immagine contenente la galassia, con i flussi espressi in  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$ , senza il segnale del cielo, per ottenere lo spettro in figura 3.19.

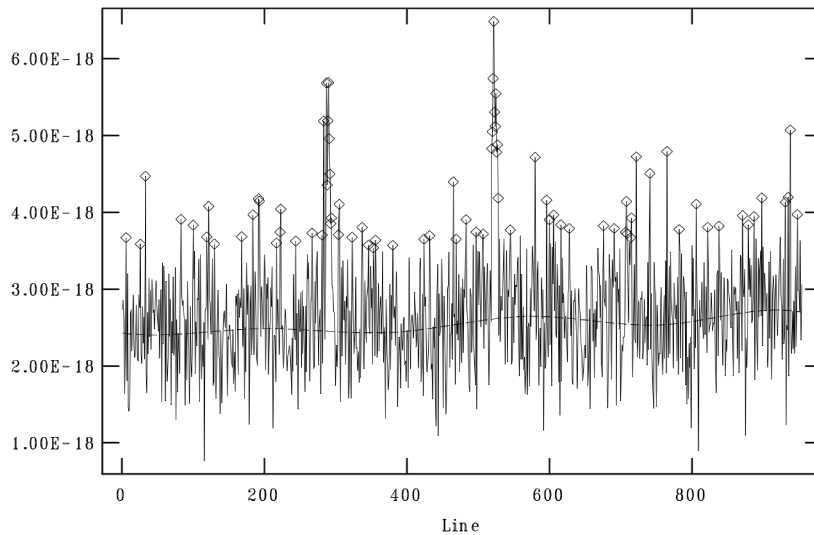


Figura 3.18: Grafico che mostra come avviene la sottrazione del fondo-cielo. In ascissa l'asse ortogonale alla dispersione. In ordinata il flusso calibrato. Il picco a sinistra è lo spettro di una stella, quello a destra è lo spettro di PKS2004-447. La linea continua è il best fit del fondo-cielo.

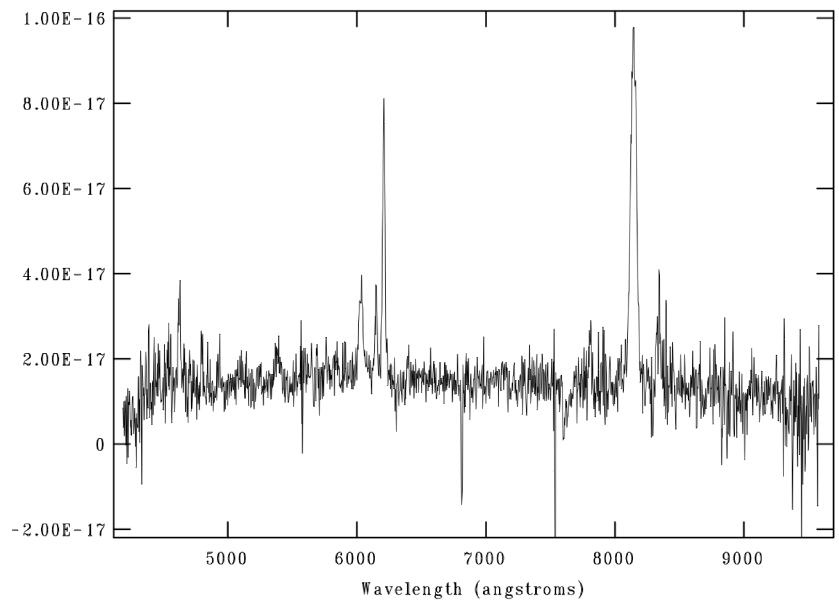


Figura 3.19: Uno dei quattro spettri, calibrato in flusso, di PKS2004-447 relativo alla notte del 17 Ottobre 2015.

# Elaborazione dati

## 4.1 Modello del ferro

Come spiegato nell'Introduzione, le NLSy1 sono caratterizzate dalla presenza di ferro, seppur non è ancora del tutto chiara la sua esatta collocazione all'interno del nucleo galattico attivo. A causa delle alte temperature esso risulterà ionizzato (Fe II), e sarà dunque possibile osservare le righe di emissione generate dalle transizioni relative a tale ione.

Gli elettroni di valenza dello ione Fe II interagiscono, seguendo la teoria d'interazione spin-orbita di Russell-Saunders, formando i livelli energetici di valenza mostrati in figura 4.1.

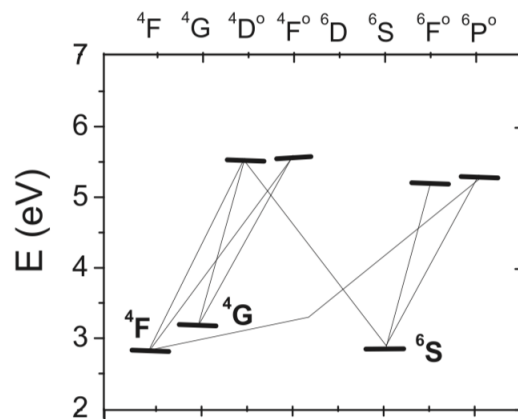


Figura 4.1: Diagramma di Grotrian per il ferro ionizzato, calcolato supponendo un accoppiamento spin-orbita di Russel-Saunders. Sono, inoltre, mostrate le transizioni più importanti tra tali livelli energetici di valenza, nel visibile.

Le transizioni, permesse dalle regole di selezione, a partire dal livello  $4F$



sono 19, dominano l'emissione nell'intervallo  $\lambda 4400-4700\text{\AA}$ , e vengono raggruppate sotto il nome di **gruppo F**. Le 5 transizioni a partire dal livello  $^6S$  caratterizzano l'emissione prima della riga  $H\beta$  e dopo quella dell'[OIII] $\lambda 5007$  e compongono il **gruppo S**. Le 11 transizioni a partire dal livello  $^4G$  dominano, invece, nella regione dello spettro in cui si trova il così detto 'red Fe II bump' ( $\lambda\lambda 5150 - 5400 \text{\AA}$ ) e formano il **gruppo G**. Le righe permesse generate dalle transizioni da questi tre livelli descrivono il 75 % dell'emissione dovuta alla presenza del Fe II, mentre il restante 25 % dell'emissione è associata a transizioni proibite provenienti da altri livelli con energie probabilmente più elevate, e verranno indicate con **gruppo I Zw 1** e **gruppo P**.

Come si vedrà più nel dettaglio nella sezione 4.2, PKS 2004-447 è una sorgente caratterizzata da una forte emissione del Fe II, seppur più debole di quanto tipicamente osservato nelle NLSy1, in accordo con quanto misurato da D'Ammando (2019).

L'intensità delle righe generate dai tre gruppi  $^4F, ^6S$  e  $^4G$ , si possono ottenere sapendo la temperatura  $T$  a cui si trovano gli ioni:

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^3 \frac{f_1}{f_2} \cdot \frac{g_1}{g_2} \cdot e^{-(E_1-E_2)/kT} \quad (4.1)$$

dove  $I_2$  ed  $I_1$  sono le intensità relative a transizioni che partono dallo stesso livello,  $g_1$  e  $g_2$  sono i pesi statistici dei livelli energetici di arrivo per la prima e la seconda transizione rispettivamente,  $f_1$  ed  $f_2$  quantificano la forza dell'oscillatore associato alla transizione (Kovacevic et al., 2010).

I dati a disposizione ricordiamo ancora per una volta essere quattro spettri, per ognuna delle sei notti, calibrati in lunghezza d'onda ed in flusso, con il segnale del cielo sottratto. Poiché come si può intuire dalla figura 3.19 il rapporto segnale-rumore è molto basso (10.21), si è scelto di calcolare uno spettro medio per ogni notte. Sappiamo, infatti, che facendo la media tra i flussi all'interno di più immagini lo scarto quadratico medio (quello che abbiamo chiamato cioè rumore) si riduce di un fattore, nel nostro caso,  $\sqrt{4}$ . Per una discussione più nel dettaglio dell'argomento si rimanda alla sezione sulla correzione per bias. La variazione della trasparenza del cielo e del seeing nel corso della notte poteva comportare il fatto che i quattro spettri non si sovrapponevano perfettamente, ma avessero un continuo più o meno alto, come mostrato ad esempio in figura 4.2. Per ovviare al problema, si è calcolato il valore medio del flusso a circa  $5100 \text{\AA}$  per ciascuno dei quattro spettri e si è riscalato ogni spettro al valore più elevato, durante il quale si avevano cioè le condizioni osservative migliori.

Si è poi effettuata la correzione prima per assorbimento galattico ed in seguito per redshift. Per quanto riguarda l'estinzione  $A(V)$  nella direzione di PKS 2004-447, si è trovato, nel NASA/IPAC Extragalactic Database

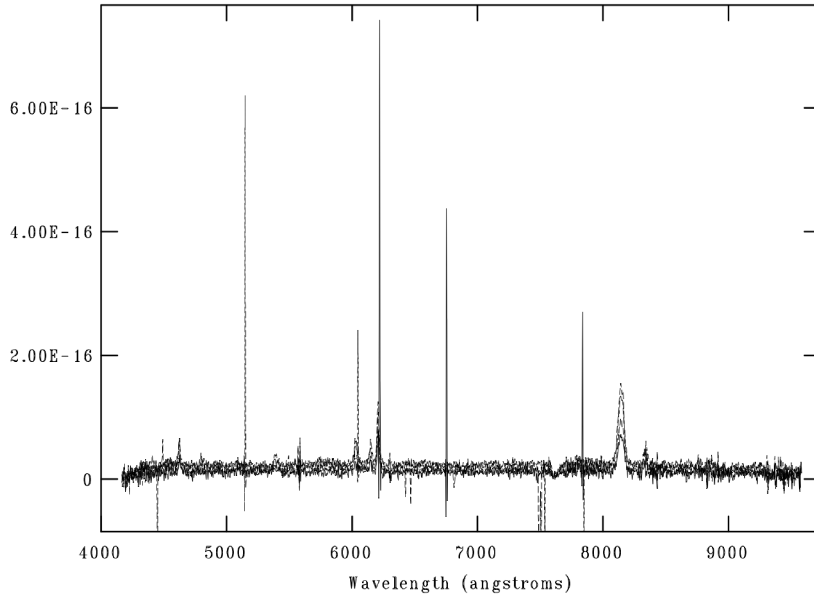


Figura 4.2: I quattro spettri presi nel corso della stessa notte non si sovrappongono perfettamente a causa della variazione delle condizioni di osservazione.

(NED), che il gas e le polveri all'interno della Via Lattea che si trovano tra noi e l'oggetto osservato producono un'estinzione nel visibile pari a 0.091 mag (Schlafly & Finkbeiner, 2011). Un metodo per misurare approssimativamente il redshift ( $z$ ) a cui si trovava il nostro oggetto consisteva nell'identificare all'interno dello spettro medio alcune righe particolarmente facili da distinguere, come [OIII] $\lambda$ 5007, H $\beta$  e H $\alpha$ . Nel nostro caso si aveva, ad esempio per l'ossigeno, un valore  $\lambda = 6206 \text{ \AA}$  da cui:

$$z = \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 = 0.239 \quad (4.2)$$

con  $\lambda_0$  uguale ovviamente a 5007  $\text{\AA}$ . Analogamente, considerando H $\alpha$ , per  $\lambda_0=6563 \text{ \AA}$  si otteneva  $z = 0.240$ . Facendo la media dei valori ottenuti a partire da 2-3 righe, si è ottenuto alla fine:

$$\bar{z} = 0.24 \quad (4.3)$$

in accordo con i valori trovati in letteratura.

Infine, per aumentare ulteriormente il S/N si è calcolato uno spettro mediano con i sei spettri medi, mostrato in figura 4.3, in cui le righe dello ione Fe II risultavano ancora più nitide. Per modellizzare l'emissione provocata dal Fe II è stato utilizzato un software disponibile online (<http://servo.aob.rs/FeII>)

AGN), il quale richiedeva in input lo spettro sottratto dell'emissione nel continuo. Si è, dunque, utilizzato il comando `continuum` per cercare il best-fit dell'emissione continua dello spettro mediano. A tal fine, si sono selezionati degli intervalli, in lunghezza d'onda, entro i quali non cadesse nessuna riga spettrale, come mostrato in figura 4.4. Dopodiché, si è cercato il polinomio di Chebyshev che meglio riproducesse il flusso, all'interno degli intervalli. Successivamente, il comando calcolava:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{[f_i(\lambda) - f(\lambda)]^2}{N-1}}$$

dove con  $f_i(\lambda)$  si è indicato il valore di flusso osservato alla lunghezza d'onda  $\lambda$  e con  $f(\lambda)$  quello della curva teorica, nello stesso punto. Sono stati scartati i valori  $f_i(\lambda)$  che presentavano un discostamento dalla curva superiore a  $\pm 2\sigma$  e si è di nuovo cercato il polinomio che meglio seguisse l'andamento del flusso. Infine, si è sottratto il risultato dell'ultima operazione allo spettro osservato. Una volta sottratto il continuo dallo spettro mediano e estratto un intervallo tra 4000 Å e 5500 Å, quest'ultimo è stato fornito in input al software, il quale usa un algoritmo al fine di calcolare il modello che più si avvicina all'emissione dovuta al ferro, a partire da dei parametri iniziali forniti in partenza ed utilizzati come first-guess, elencati in tabella 4.1. I parametri finali, restituiti dal software, sono riportati in tabella 4.2. La figura 4.5 mostra il confronto fra il modello ottenuto (in blu) e lo spettro osservato (in rosso). Il  $\chi^2$  del fit è risultato essere 10.86

Parameters	Value
Temperatura(K)	10000
Allargamento doppler delle linee Fe II (km/s)	1500
Redshift (km/s)	0
Intensità del gruppo F	0.3
Intensità del gruppo S	0.8
Intensità del gruppo G	0.77
Intensità del gruppo P	0.16
Intensità del gruppo I Zw 1	0.1
Numero di iterazioni	1

Tabella 4.1: Parametri iniziali forniti al software per calcolare il modello del ferro.

Una volta riprodotta l'emissione del ferro, il modello è stato sottratto ai sei spettri medi. L'operazione serviva soprattutto per eliminare il contributo di flusso intorno alle righe  $H\beta$  e  $[OIII]\lambda 5007$ , delle quali nei paragrafi successivi faremo misure di flusso, larghezza equivalente e FWHM.

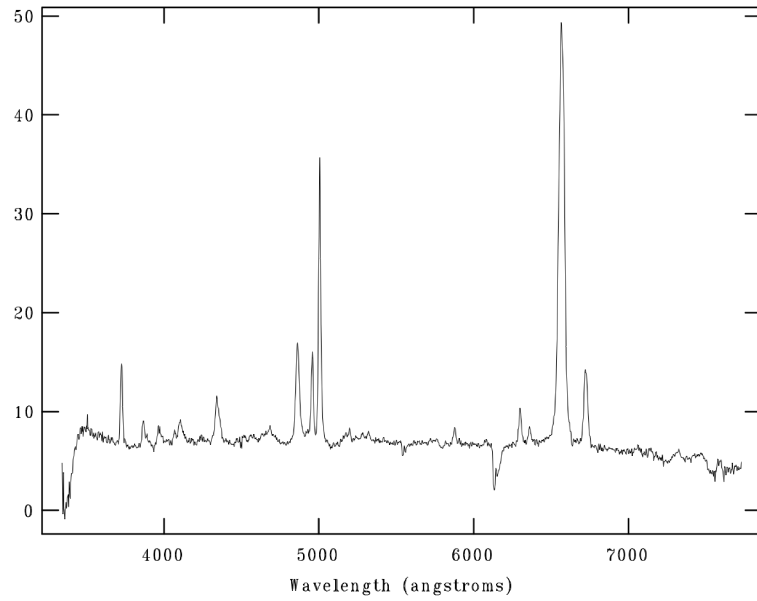


Figura 4.3: Spettro mediano della sorgente, corretto per redshift ed assorbimento. Il valore del flusso in ordinata è espresso in  $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ .

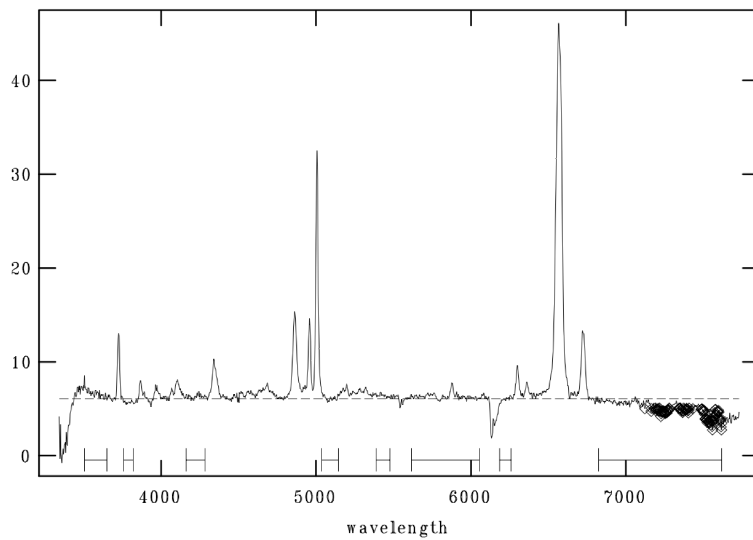


Figura 4.4: Fit polinomiale del continuo (linea tratteggiata). Gli intervalli mostrati in figura sono stati scelti per evitare le righe in emissione e i multipletti del ferro.

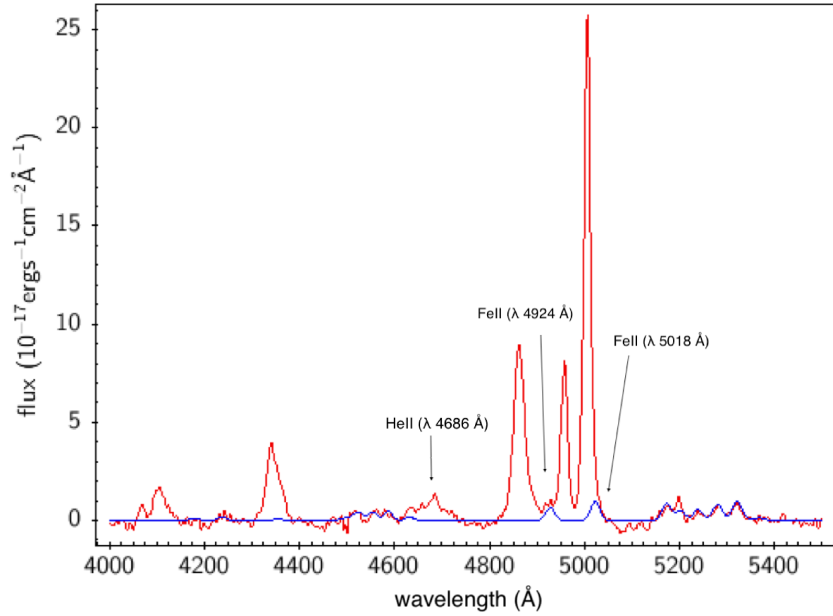


Figura 4.5: Spettro medio della sorgente (in rosso) con il modello del ferro sovrapposto (in blu). Notiamo come grazie al modello è possibile distinguere l'emissione del ferro da quella dell' He II a 4686 Å.

Parameters	Value
Temperatura(K)	10128
Allargamento doppler delle linee Fe II (km/s)	864
Redshift (km/s)	255
Intensità del gruppo F	0.23
Intensità del gruppo S	0.84
Intensità del gruppo G	0.69
Intensità del gruppo P	0.18
Intensità del gruppo I Zw 1	0.0
Numero di iterazioni	3000

Tabella 4.2: Parametri finali restituiti dall' algoritmo ed utilizzati per creare il modello in figura 4.5.

## 4.2 Rapporto R4570

Utilizzando il modello appena ottenuto si è calcolato il parametro R4570, che consiste nel rapporto tra il flusso del multipletto centrato a 4570 Å ed H $\beta$ . In particolare, questo multipletto di Fe II, riportato in figura 4.6, si trova tra i 4434 Å ed i 4684 Å. Si è misurata l'area sottesa dalla curva in figura 4.6 ( $F_{\text{Fe II}}$ ) e si è calcolato:

$$R4570 = \frac{F_{\text{Fe II}}}{F_{H\beta}} \quad (4.4)$$

dove con  $F_{H\beta}$ , analogamente, si è indicato l'area sottesa alla riga H $\beta$ , nei sei spettri medi relativi alla singola notte. Più precisamente, si sottolinea come in questa sezione non sia stata usata una funzione simmetrica, quale ad esempio una gaussiana o una lorenziana, per riprodurre il profilo dell'H $\beta$ , ma si è stimato il flusso sotteso all'area della riga, considerando il profilo osservato.

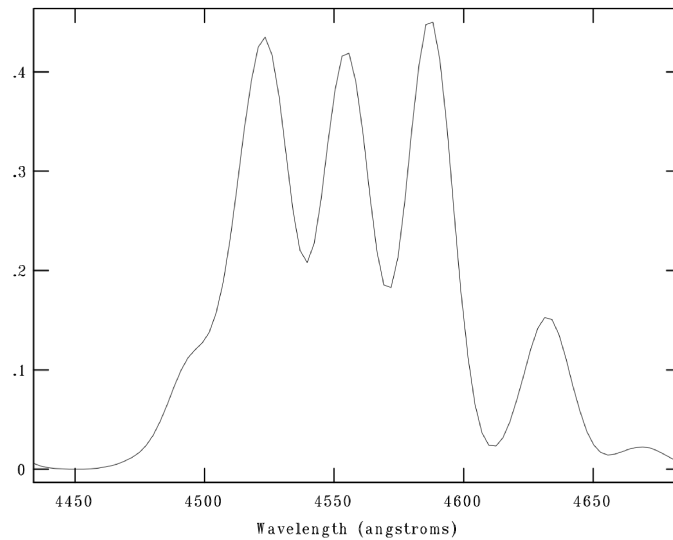


Figura 4.6: Multipletto del Fe II a 4570 Å.

I valori riportati in tabella 4.3 sono stati ottenuti facendo la media di sei misure, ripetute, dei flussi della riga H $\beta$ . L'incertezza associata è stata posta uguale allo scarto quadratico medio,  $\sigma_{H\beta}$ . Notiamo come i valori relativi alla quarta e quinta notte abbiano una  $\sigma_{H\beta}$  elevata, essendo state le notti durante le quali gli spettri misurati hanno presentato il rumore più alto. Avendo usato dei tempi di posa dell'ordine di  $\sim 150$  secondi per entrambe le notti, eventuali variazioni delle condizioni osservative durante

tale intervallo di tempo potrebbero aver influenzato il quantitativo di fotoni rilevati dagli strumenti, causando delle fluttuazione del valore di flusso  $F(\lambda)$ . In particolare, si pensa che la causa possa risiedere probabilmente nel fatto che le condizioni del cielo non erano perfette, con presenza di veli o nuvole.

Spettro	$F_{\text{Fe II}}$	$F_{H\beta}$	R4570
1	35.82	$267.41 \pm 9.7$	$0.134 \pm 0.005$
2	35.82	$257.44 \pm 2.3$	$0.139 \pm 0.001$
3	35.82	$258.63 \pm 3.7$	$0.138 \pm 0.002$
4	35.82	$321.30 \pm 14.60$	$0.111 \pm 0.005$
5	35.82	$368.95 \pm 23.73$	$0.097 \pm 0.006$
6	35.82	$287.27 \pm 7.4$	$0.125 \pm 0.003$

Tabella 4.3: Per ognuno dei sei spettri è riportato il flusso del multipletto del Fe II a 4570 Å misurato dal modello, i flussi di  $H\beta$  e il rapporto R4570. I flussi sono in unità di  $10^{-17} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Il valore medio del rapporto  $R_{4570} = 0.124$ , seppur rispecchi un'emissione da parte del ferro significativa, è più basso di quanto si osserva tipicamente per le NLSy1, in accordo con quanto trovato da D'Ammando (2019). Rodriguez-Ardila et al. (2000) trovano un valor medio di 0.92 per 7 NLSy1, mentre Cracco et al. (2016)  $0.49 \pm 0.29$  per 296 NLSy1, cioè più alto di PKS 2004-447. L'errore, associato alla misura di  $R_{4570}$  è stato calcolato tramite la formula ottenuta con la propagazione degli errori:

$$\sigma_{R_{4570}} = \frac{F_{\text{Fe II}}}{F_{H\beta}^2} \sigma_{H\beta} \quad (4.5)$$

Viene confermato, dunque, quanto già detto nella sezione 2.2, ovvero che l'emissione - relativa al flusso di  $H\beta$  - del ferro ionizzato, nella nostra sorgente, sembra essere più basso di quello di una tipica NLSy1.

### 4.3 Calibrazione in flusso con l'[OIII]5007

Poiché le condizioni osservative durante le sei notti non erano omogenee, si è deciso di riscaldare gli spettri utilizzando il flusso di una riga non affetta da variabilità dell'AGN. In particolare, si è deciso di calcolare il flusso di [OIII] $\lambda$ 5007 nello spettro mediano:

$$F_{5007} = 476.506 \cdot 10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (4.6)$$

e di portare il valore relativo ai sei spettri medi, con il ferro sottratto, uguale al (4.6). Il flusso di [OIII] $\lambda$ 5007, in generale, è stato calcolato andando a fittare la riga con una funzione gaussiana. O meglio, sono state fittate la riga in questione più [OIII] $\lambda$ 4959, per non far dipendere la misura dal fatto che le due righe fossero leggermente sovrapposte. Una volta fittato con le due gaussiane, come mostrato in figura 4.7, si sono calcolate le aree sotto le due curve, ricavando il flusso separatamente per le due righe, insieme anche all'intensità del picco e alla FWHM.

Misurando il flusso, ad esempio, per la prima notte si è ottenuto:

$$F_{1,5007} = 198.021 \cdot 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (4.7)$$

Quello che si è fatto in pratica è stato moltiplicare l'intero spettro per il fattore  $n$ :

$$n = \frac{F_{5007}}{F_{1,5007}} \quad (4.8)$$

nel caso specifico pari a 2.42, in modo tale che l'emissione [OIII] $\lambda$ 5007 risultasse uguale a (4.6). Riportiamo in tabella 4.4 i valori relativi a tutte le altre osservazioni. Le barre di errore sono state ricavate ripetendo la misura per dieci volte e calcolando lo scarto quadratico medio.

Spettro	Fattore di scala (n)	Flusso [OIII] $\lambda$ 5007	Flusso riscaldato
1	2.42	198.021	473.04 $\pm$ 2.67
2	1.02	471.849	470.02 $\pm$ 1.92
3	0.87	553.476	471.12 $\pm$ 1.91
4	0.84	569.687	470.29 $\pm$ 1.51
5	1.71	280.34	474.35 $\pm$ 2.13
6	0.94	512.174	471.17 $\pm$ 2.53

Tabella 4.4: Una volta riscaldati gli spettri, moltiplicandoli per il fattore  $n$ , si è ricalcolato il flusso fittando di nuovo con le funzioni gaussiane, come in figura 4.7, per verificare come il valore oscillasse intorno a quello di  $F_{5007}$ . I flussi sono espressi in  $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$



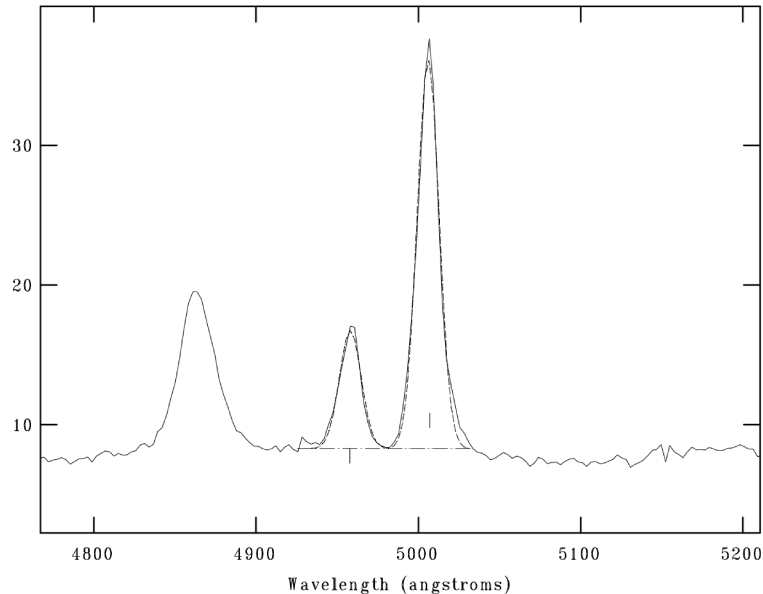


Figura 4.7: Fit gaussiano delle due righe di [O III] a 4959 e 5007 Å.

#### 4.4 Scomposizione della riga $H\beta$

Per ricavare la massa del buco nero super-massiccio al centro della galassia, è necessario studiare la riga di emissione  $H\beta$ . L'idrogeno è presente tanto nella BLR quanto nella NLR, e pertanto  $H\beta$  sarà generata in entrambe le zone. In particolare, a 4861 Å, nel caso di un AGN di tipo 1 come sono le NLSy1, la maggior parte dell'emissione avrà origine nella BLR, mentre solo il restante proverrà dalla NLR. Ciò che vogliamo è separare le due componenti e studiare solamente quella che indicheremo come  $H\beta$ -broad.

La riga proibita [OIII] $\lambda$ 5007 non è emessa dal gas della BLR, dunque la sua larghezza corrisponderà all'allargamento Doppler dato dalla cinematica del gas nella NLR. Detta in altre parole, il gas nella narrow-line region avrà una determinata velocità di rotazione, che causerà l'allargamento delle righe di emissione tanto dell'ossigeno quanto dell'idrogeno presente nella stessa regione. Dunque, per riprodurre il profilo di  $H\beta$  abbiamo utilizzato una funzione gaussiana stretta, riportata in figura 4.8, con FWHM uguale a quella di [OIII] $\lambda$ 5007, e due funzioni gaussiane larghe, una centrata a 4861 Å ed una leggermente spostata, a 4870 Å. Successivamente abbiamo tentato con una singola funzione larga di forma lorenziana. Infatti, una delle peculiarità delle NLSy1 è esattamente la forma non gaussiana di  $H\beta$ -broad. Poiché il fit non era stabile, abbiamo dovuto applicare un vincolo all'intensità massima o di picco della componente stretta. Basandoci sul fatto che i flussi di  $H\beta$

misurati nelle Seyfert di tipo 2 sono mediamente pari a un decimo dei flussi di  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ , ma con uno spread molto elevato che va da un quinto fino a un ventesimo, abbiamo deciso di applicare tre rapporti diversi: 1/7, 1/10 e 1/15 per valutare l'effetto che questa componente aveva sul profilo totale.

Il fit ottenuto con il primo metodo è riportato in figura 4.9, mentre l'intensità di picco e la FWHM di  $\text{H}\beta$ -broad sono riportati in tabella 4.5. I valori nella tabella sono stati calcolati nella seguente maniera. Dopo aver effettuato il fit, si sono usate la FWHM e l'intensità di picco delle due gaussiane per calcolare il flusso:

$$F_1 = \sqrt{\frac{\pi}{4\ln 2}} I_{0,1} FWHM_1 \quad (4.9)$$

$$F_2 = \sqrt{\frac{\pi}{4\ln 2}} I_{0,2} FWHM_2 \quad (4.10)$$

dove (4.9) e (4.10) sono rispettivamente i flussi della prima gaussiana e della seconda. Il flusso totale della componente broad sarà pertanto  $F = F_1 + F_2$ . Si è sottratta poi la gaussiana che riproducesse la componente narrow allo spettro originale. Il risultato è riportato in figura 4.10, in cui si osserva la riga di emissione originata unicamente dalla broad-line region. Si è misurata l'intensità del picco di quest'ultima e, manualmente, si è misurata la larghezza della riga all'altezza in cui il flusso fosse pari alla metà del valore massimo, cioè si è ricavata la FWHM della componente broad.

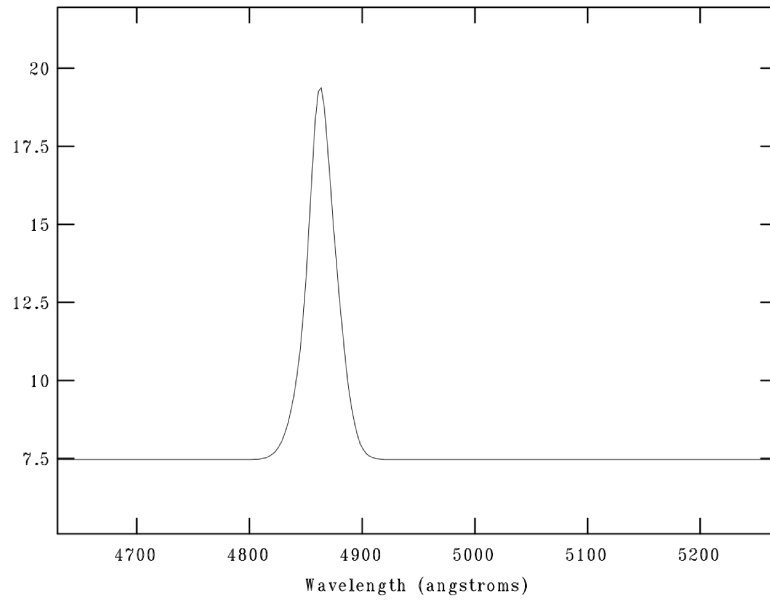


Figura 4.8: Modello teorico di  $H\beta$ -narrow.

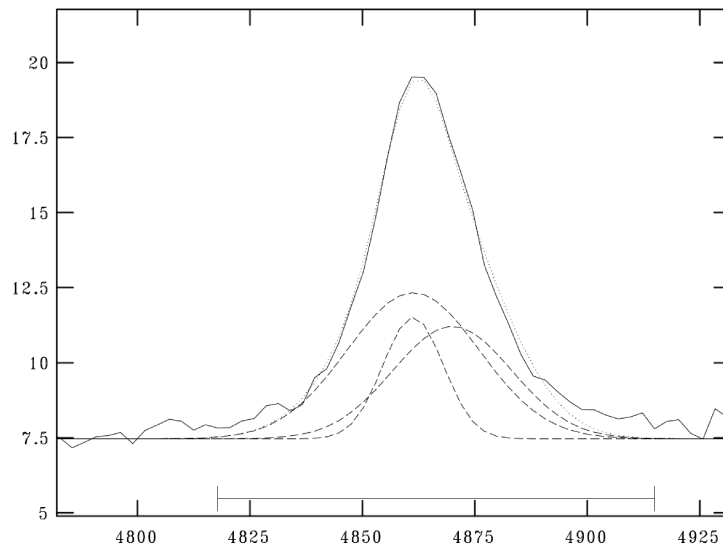


Figura 4.9: Fit della riga  $H\beta$ , in uno degli spettri medi. In questo caso sono state utilizzate tre funzioni gaussiane, due per la componente larga e una per la componente stretta con intensità massima pari ad  $1/10$  quella dell' $[OIII]\lambda 5007$ . La linea punteggiata corrisponde alla combinazione delle tre gaussiane.

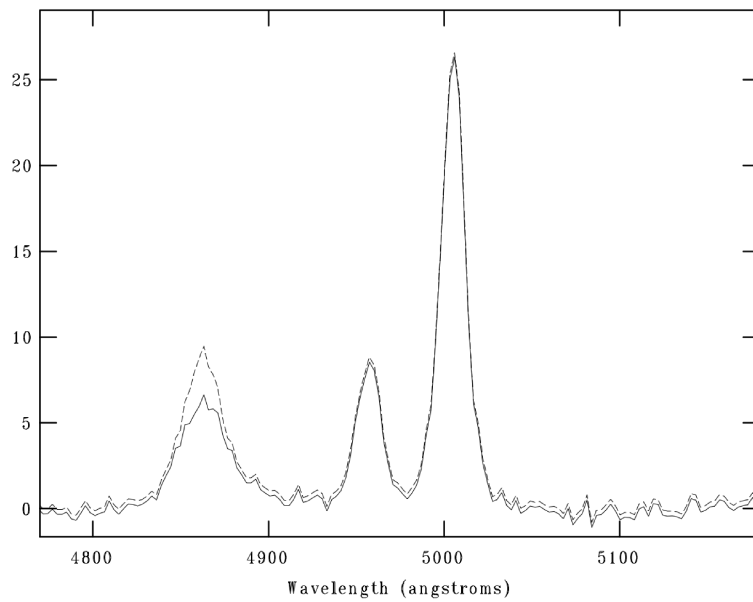


Figura 4.10: Confronto fra lo spettro medio (linea tratteggiata) e lo stesso spettro dopo aver sottratto la componente stretta di  $H\beta$  proveniente dalla NLR (linea continua).

In tabella 4.6 è riportato il risultato della stessa operazione illustrata sopra, stavolta creando il modello di  $H\beta$ -narrow considerando un'intensità di picco pari ad un decimo di quella dell'[OIII] $\lambda$ 5007, mentre in tabella 4.7 si è usato un valore pari ad un quindicesimo di quello di [OIII] $\lambda$ 5007. L'intero procedimento è stato ripetuto per sei volte, e le misure ottenute di volta in volta sono state mediate tra loro. L'incertezza associata al valore finale, mediato, è stata ricavata calcolando la deviazione standard:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^6 \frac{(x_i - \bar{x})^2}{5}} \quad (4.11)$$

dove l'espressione generica  $x$  indica le misure della FWHM, dell'intensità massima e del flusso totale.

Per completezza riportiamo in tabella 4.8 i valori usati durante l'analisi relativi alla riga [OIII] $\lambda$ 5007.

Spettro	$I_0$	FWHM	Flusso
1	6.83±0.75	31.89±1.11	241.68±25.77
2	6.09±0.38	34.27±0.87	276.07±51.82
3	6.00±0.15	34.34±0.51	247.26±15.07
4	8.43±0.32	31.88±3.67	287.34±34.38
5	8.14±0.40	33.30±4.29	270.4±8.59
6	8.37±0.12	32.11±0.41	295.66±8.89

Tabella 4.5: Intensità di picco (in unità di  $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ ), FWHM (in  $\text{\AA}$ ) e flusso (in unità di  $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) della riga  $H\beta$ -broad, nel caso in cui l'intensità massima di  $H\beta$ -narrow era stata posta pari ad 1/7 di quella di [OIII] $\lambda$ 5007

Il fit ottenuto con il secondo metodo, in cui si utilizzava una funzione lorenziana per riprodurre  $H\beta$ -broad, è riportato in figura 4.11. Mentre nel primo metodo è stato utilizzato il comando `ngaussfit`, nel secondo caso si è creato un programma in Python il cui funzionamento descriveremo in maniera riassuntiva di seguito.

Spettro	$I_0$	FWHM	Flusso
1	6.53±1.49	25.37±4.11	238.26±43.69
2	6.93±0.24	33.47±1.64	263.69±39.78
3	7.11±0.14	25.85±1.10	264.20±21.08
4	9.44±0.15	24.93±2.63	315.81±20.57
5	9.06±0.35	31.67±0.58	294.44±20.23
6	9.20±0.19	28.22±1.36	310.93±18.02

Tabella 4.6: Intensità di picco (in unità di  $10^{-17}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$ ), FWHM (in  $\text{\AA}$ ) e flusso (in unità di  $10^{-17}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ) della riga  $\text{H}\beta$ -broad, nel caso in cui l'intensità massima di  $\text{H}\beta$ -narrow era stata posta pari ad 1/10 di quella di  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ .

Spettro	$I_0$	FWHM	Flusso
1	8.20±0.27	24.55±3.22	274.55±32.44
2	7.78±0.22	28.51±2.69	279.78±24.25
3	7.97±0.15	27.21±1.31	286.88±16.79
4	9.99±0.16	23.41±0.37	317.88±18.53
5	9.44±0.41	33.38±1.72	305.76±31.15
6	10.05±0.18	26.66±0.71	325.49±18.16

Tabella 4.7: Intensità di picco (in unità di  $10^{-17}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{\AA}^{-1}$ ), FWHM (in  $\text{\AA}$ ) e flusso (in unità di  $10^{-17}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ) della riga  $\text{H}\beta$ -broad, nel caso in cui l'intensità massima di  $\text{H}\beta$ -narrow era stata posta pari ad 1/15 di quella di  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ .

Spettro	FWHM	$I_0$	$1/7 I_0$	$1/10 I_0$	$1/15 I_0$
1	17.63	26.22	3.75	2.62	1.75
2	17.00	25.74	3.68	2.57	1.72
3	16.74	26.65	3.81	2.67	1.78
4	16.61	26.86	3.84	2.69	1.79
5	19.74	25.08	3.58	2.51	1.67
6	15.79	28.37	4.05	2.84	1.89

Tabella 4.8: FWHM (Å) e altezza del picco,  $I_0$  ( $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$ ), della riga di emissione [OIII] $\lambda$ 5007. Le ultime tre colonne corrispondono al valore che è stato fissato come la massima emissione di H $\beta$ -narrow, quando si è costruita la gaussiana che serviva per riprodurre il contributo.

È stata, come prima cosa, definita una funzione gaussiana:

$$f(x) = A e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.12)$$

in cui la costante A è l'intensità massima che la riga può raggiungere. Dovendo riprodurre H $\beta$ -narrow, la costante è stata fissata pari ad un settimo, o un decimo, o un quindicesimo dell'intensità massima di [OIII] $\lambda$ 5007. Poiché quello che volevamo era solamente fare un confronto con i risultati ottenuti dal fit con tre gaussiane, si è optato questa volta solo per il caso in cui si avesse  $1/10 I_0$  dell'ossigeno. Per quanto riguarda la posizione del picco ( $x_0$ ), è stato posto uguale a 4861.4 Å, mentre per la  $\sigma$  della gaussiana si è utilizzata la relazione che intercorre fra quest'ultima e la FWHM della funzione stessa:

$$\sigma = \frac{fwhm}{2.355} \quad (4.13)$$

in cui si è usata la FWHM<sub>5007</sub>. Si è dunque considerata una gaussiana uguale a quella calcolata con `ngaussfit`, riportata in figura 4.9, usata per fit-tare H $\beta$ -narrow. Il secondo passaggio consisteva nel sommare tale gaussiana con una funzione lorenziana,  $l(x)$ , in modo tale che la somma:

$$F(x) = f(x) + l(x) + I_c \quad (4.14)$$

formasse una curva il più vicina possibile alla linea osservata. Da notare che si è tenuto conto dell'emissione nel continuo, indicata con  $I_c$ .

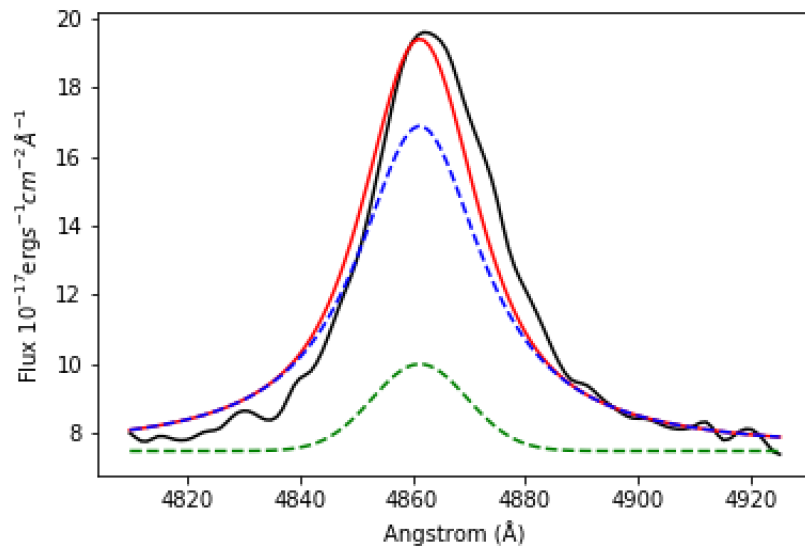


Figura 4.11:  $H\beta$ -broad è stata fittata con una funzione lorenziana (linea tratteggiata blu), mentre  $H\beta$ -narrow con una funzione gaussiana (linea tratteggiata verde) con una FWHM uguale a quella di  $[OIII]\lambda 5007$  ed un'intensità di picco pari ad  $1/10$  dell'ossigeno. La somma delle due è indicata con la linea continua rossa, e rappresenta il modello che meglio segue il profilo osservato.



Sono state costruite 1000 lorenziane, centrate a 4861.4 Å, sommate ognuna con la gaussiana descritta poche riga sopra. Si è infine applicato il test del  $\chi^2$  alla curva ottenuta dopo aver operato la somma e, una volta trovata la funzione lorenziana che restituisse il valore minimo nel test del  $\chi^2$ , se ne è segnata la FWHM e l'intensità del picco. Se ne è calcolato infine il flusso, usando l'espressione:

$$F = I_0 \frac{FWHM}{2} \pi \quad (4.15)$$

poiché per uno stesso valore del  $\chi^2$  si potevano ottenere valori diversi per la FWHM ed  $I_0$ , è stato ritenuto opportuno ripetere il procedimento per 7 volte. In tabella 4.9 riportiamo le misure solo per una delle sei notti, a titolo di esempio. Una volta proceduto in maniera analoga a quanto riportato in tabella 4.9 per ogni spettro, si è poi calcolato il valore medio dei parametri, ai quali è stato associato un errore dato dalla deviazione standard. I risultati sono illustrati in tabella 4.10 e sono quelli utilizzati per calcolare il flusso. Infine, l'errore sull'emissione di H $\beta$ -broad è stato stimato tramite la propagazione degli errori, secondo la formula:

$$\delta F = \sqrt{\left(\frac{FWHM}{2} \cdot \pi \cdot \delta I_0\right)^2 + \left(\frac{I_0}{2} \cdot \pi \cdot \delta(FWHM)\right)^2} \quad (4.16)$$

FWHM	$I_0$	$\chi^2$
22.46	6.26	5.37
22.55	6.21	5.37
22.59	6.19	5.38
22.43	6.6	5.37
22.54	6.17	5.38
22.85	6.14	5.38
22.16	6.25	5.37

Tabella 4.9: Risultato del fit di H $\beta$  con lorenziana più gaussiana per lo spettro ottenuto il 22 Ottobre 2015. I valori riportati si riferiscono ai parametri della lorenziana ottenuta dal best-fit della procedura applicata che è stata ripetuta sette volte per ogni spettro. In particolare, si riporta la FWHM in Å e l'intensità di picco,  $I_0$ , in  $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$

Spettro	FWHM	$I_0$	$\overline{\chi^2}$	Flusso
1	30.77±0.77	6.90±0.15	9.17	333.50±11.05
2	22.51±0.19	6.21±0.04	5.38	219.58±2.33
3	30.88±1.11	8.06±0.32	2.40	390.95±20.94
4	23.74±0.96	8.41±0.17	5.38	313.61±14.18
5	29.80±1.53	8.27±0.39	19.04	387.12±26.99
6	26.15±0.30	9.94±0.30	5.30	408.30±13.18

Tabella 4.10: Valori medi di FWHM ( $\text{\AA}$ ), intensità di picco ( $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ ) e flusso ( $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ) della lorenziana usata per fittare  $H\beta$ -broad, centrata a  $4861.4 \text{\AA}$ .

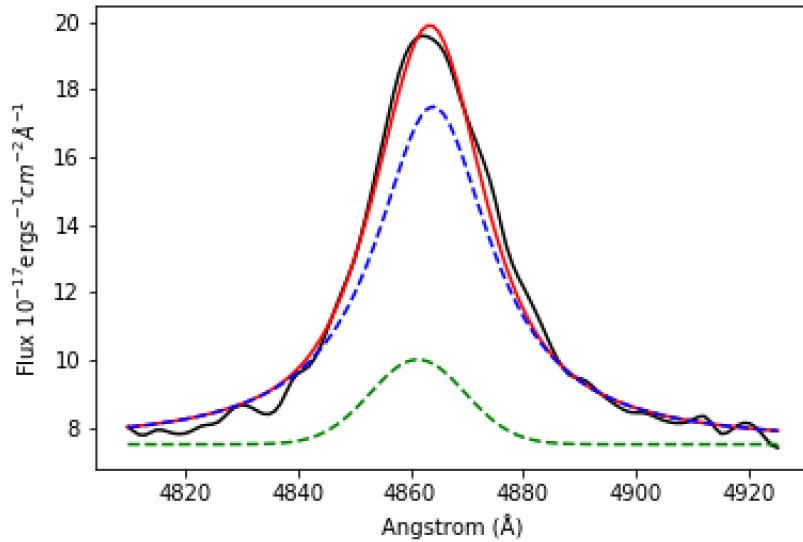


Figura 4.12: A differenza di quanto mostrato in figura 4.11, il picco di  $H\beta$ -broad è stato spostato rispetto a  $4861.4 \text{\AA}$  verso lunghezze d'onda maggiori.

La ali di una distribuzione lorenziana sono più ampie di quelle di una gaussiana e riescono dunque a riprodurre sufficientemente bene la parte bassa della riga, al contrario di quanto succedeva quando si usava la gaussiana, in cui era necessario utilizzarne una seconda spostata verso 4870 Å per fittare il lato destro del profilo. Poi si è provato a spostare il picco di emissione della lorenziana di qualche Ånström rispetto ai 4861.4 Å, notando come il fit migliorasse, come si vede in figura 4.12 e come può essere statisticamente mostrato dal fatto che il test del  $\chi^2$  restituisca dei valori generalmente più bassi. Riportiamo le misure in tabella 4.11, anche in questo caso ricavate facendo una media di sette misure ripetute. Nonostante ciò, possiamo concludere che la lorenziana non risulta adatta a riprodurre la parte centrale della riga, in cui si osservano delle deviazioni significative, tenendo conto delle quali si è scelto di usare in seguito le misure ricavate a partire dalla tre gaussiane.

Notiamo come i flussi in tabella 4.11 sono sempre consistenti entro le  $2\sigma$  con quelli riportati in tabella 4.6, a volte anche entro  $1\sigma$ . Questo è in accordo con quanto ci aspettavamo in quanto, nonostante in entrambi i casi si tenti di riprodurre l'emissione di H $\beta$ -broad e dunque ci aspettiamo che i valori del flusso totale siano simili, allo stesso tempo la somma di due gaussiane non è esattamente uguale ad una lorenziana, perciò non si sarà sempre una consistenza stretta, entro una sola  $\sigma$ . Il fatto che il profilo di H $\beta$ -broad venga riprodotto sommariamente considerando una lorenziana spostata rispetto ai 4861.4 Å, o molto bene sommando il contributo di due gaussiane, di cui una centrata a 4870 Å, non comporta che la transizione H $\beta$  sia associata ad una diversa lunghezza d'onda, come è ovvio che sia. Sembra essere presente un'asimmetria, rispetto al centro della riga, che porta il profilo ad essere più largo verso lunghezze d'onda maggiori di 4861.4 Å. Pertanto non risulta sufficiente usare una sola distribuzione simmetrica (come lo sono la lorenziana e la gaussiana) per riprodurla, senza quanto meno spostarne leggermente il centro. Il motivo di ciò potrebbe essere legato alla presenza di outflows, cioè porzioni di gas che, invece di orbitare intorno all'oggetto compatto centrale, si muovono verso zone più esterne. La componente di velocità lungo la linea di vista di tale gas porterà la riga di emissione da esso generata ad essere spostata a lunghezze d'onda maggiori rispetto ai 4861.4 Å. La risoluzione dello spettrografo non è tuttavia sufficiente a separare i due contributi, motivo per il quale si osserverà solamente un eccesso di flusso verso destra. Poiché si ritiene che questi moti radiali del gas avvengano nella BLR, il flusso della riga da esso prodotto è stato usato per calcolare quello totale proveniente da tale regione. Considerando che l'emissione del ferro, infine, contamina proprio la porzione dello spettro in cui si osserva l'outflow, si potrebbe pensare che una cattiva sottrazione del flusso da esso generato sia la vera causa dell'asimmetria della riga. Guardando alla figura 4.5, tuttavia, si può vedere come in realtà questo tipo di ipotesi risulti improbabile.

Spettro	$\lambda_{0\text{-new}}$ (Å)	FWHM	$I_0$	$\overline{\chi^2}$	Flusso
1	4866	28.43±0.88	7.07±0.18	4.82	315.73±12.65
2	4864	22.22±0.26	6.34±0.09	3.93	221.28±4.07
3	4862	31.17±0.91	7.89±0.12	1.78	386.31±12.72
4	4865	22.90±0.96	8.59±0.17	3.32	308.99±14.32
5	4865	29.53±1.24	8.32±0.27	15.33	385.93±20.48
6	4864	25.50±0.61	10.07±0.21	1.25	403.36±12.80

Tabella 4.11: Valori medi di FWHM (Å), intensità di picco ( $10^{-17}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Å}^{-1}$ ) e flusso ( $10^{-17}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ) della lorenziana usata per fittare H $\beta$ -broad, con il centro spostato rispetto ai canonici 4861.4 Å.

## 4.5 Luminosità del continuo

Oltre al flusso associato alle righe spettrali, i nuclei galattici attivi presentano un'emissione non termica, continua, che fu associata alla presenza di un disco di accrescimento, per la prima volta, da Malkan&Sargent (1982a). Per misurare la luminosità emessa dal continuo si considera la lunghezza d'onda a 5100 Å, poiché non si osservano tipicamente righe di emissione o assorbimenti in tale porzione dello spettro. Nel caso delle RL-NLSy1, tuttavia, la presenza di un jet relativistico può sommarsi all'emissione del disco di accrescimento, contaminando lo spettro nel visibile. Sono stati presi in esame i sei spettri medi ottenuti dalle osservazioni durante le singole notti, corretti per assorbimento, redshift e scalati per il flusso di [OIII] $\lambda$ 5007 dello spettro mediano. In figura 4.13 osserviamo uno degli spettri tagliato fra 5050 Å e 5150 Å. All'interno dell'intervallo 5050-5150 Å abbiamo misurato il valore medio del flusso ( $F_{5100}$ ), lo scarto quadratico medio rispetto a  $F_{5100}$ , che indichiamo con  $\sigma_{5100}$ , ed il rapporto segnale-rumore (S/N) ottenuto dividendo il flusso medio  $F_{5100}$  con  $\sigma_{5100}$ . Il valore di  $L_{5100}$  è stato ottenuto dalla relazione  $L_{5100} = 4 \pi d^2 F_{5100}$ , dove per la distanza si è posto  $d = 855.96 \text{ Mpc}$  (vedi sezione 5.3). Si è ricavato un valor medio per  $\log_{10} \lambda L_{\lambda}(5100\text{Å})$  di  $43.46 \pm 0.12$ , in buon accordo con Cracco et al. (2016) e Chen et al. (2018), come

mostrato in figura 4.14. I risultati di questa operazione sono stati riportati in tabella 4.12, in cui si vede che i valori del S/N oscillano tra 10 e 20. Si noti come la quinta notte sia quella con il valore S/N più basso di tutte, essendo stata molto probabilmente quella con le condizioni di osservazione peggiori. Calcolando anche il valore medio del flusso a  $5100 \text{ \AA}$ , pari a  $6.55 \cdot 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ , si nota come nella quarta notte si raggiunga un valore pari al doppio del valore medio, mostrando come nel corso dei mesi ci siano state delle variazioni nell'emissione del disco di accrescimento, nella banda ottica. La luminosità nel continuo ottico è stata misurata al fine di calcolare i rapporti di Eddington, nella sezione 5.4. Infatti, oltre a presentare una forte correlazione con la luminosità delle righe  $[\text{OIII}]\lambda 5007$  ed  $\text{H}\beta$  (figura 4.14), a supporto del fatto che queste ultime vengano originate in seguito alla ionizzazione del gas nella NLR e nella BLR da parte dei fotoni emessi dal disco di accrescimento, si avrà anche una correlazione con la luminosità bolometrica emessa dalla regione centrale.

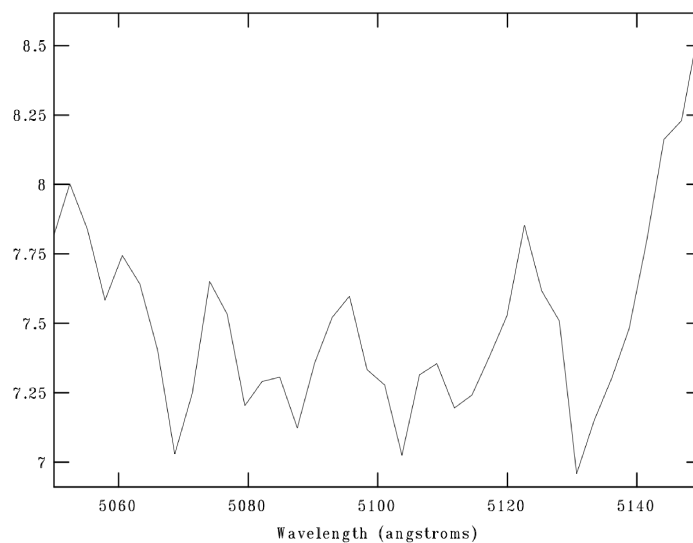


Figura 4.13: In ascissa sono riportati i flussi, espressi in  $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ , compresi tra i  $5050 \text{ \AA}$  ed i  $5150 \text{ \AA}$ , di uno dei sei spettri medi di PKS 2004-447.

#### 4.6 Indice spettrale del continuo e larghezza equivalente delle righe

Analogamente a quanto fatto nella figura 4.4, in cui compare lo spettro mediano della sorgente, sono stati selezionati gli intervalli in lunghezza d'onda

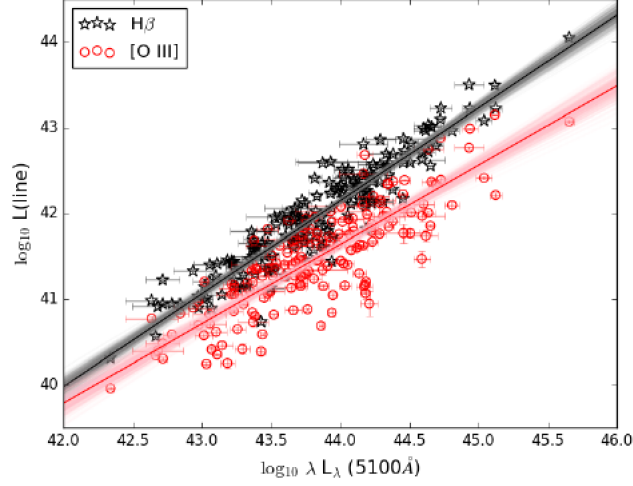


Figura 4.14: In ascissa sono riportati i valori ottenuti misurando la luminosità nel continuo,  $\log \lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})$ , in 167 NLSy1 (punti in nero), presenti nel catalogo del Six-degree Field Galaxy Survey ed analizzate da Chen et al.(2018), insieme ai valori ottenuti per 238 NLSy1 (punti in rosso), osservate dalla SDSS, ed analizzate da Cracco et al.(2016).

Spettro	$F_{5100}$	S/N	$\lambda L_{5100}$	$\log \lambda L_{5100}$
1	$6.09 \pm 0.59$	10.21	$2.72 \cdot 10^{43}$	43.43
2	$5.79 \pm 0.39$	14.96	$2.59 \cdot 10^{43}$	43.41
3	$6.82 \pm 0.31$	21.84	$3.05 \cdot 10^{43}$	43.48
4	$12.07 \pm 0.51$	23.84	$5.40 \cdot 10^{43}$	43.73
5	$6.56 \pm 1.58$	4.16	$2.93 \cdot 10^{43}$	43.47
6	$7.50 \pm 0.35$	21.45	$3.35 \cdot 10^{43}$	43.53

Tabella 4.12: Misure dell'emissione del continuo ottico: valore medio del flusso, all'interno dell'intervallo 5050 Å - 5150 Å, espresso in  $10^{-17} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$ , rapporto segnale-rumore, luminosità  $\lambda L_{5100}$ , espressa in  $\text{erg s}^{-1}$ , ed in unità logaritmiche.

in cui non cadessero delle righe di emissione (o di assorbimento), in modo tale da considerare solamente il flusso del continuo, il quale è stato riprodotto, tramite il comando NFIT1D di IRAF, con una legge di tipo power-law:

$$y = A \cdot \left( \frac{\lambda}{\lambda_{\text{ref}}} \right)^\alpha \quad (4.17)$$

dove si è fissata la  $\lambda_{\text{ref}}$  uguale a 5100 Å, mentre si sono lasciati come parametri liberi l'ampiezza ( $A$ ) e l'indice spettrale ( $\alpha$ ), fornendo solo dei valori di first-guess, scegliendo per l'ampiezza il valore di  $A = 6.55 \cdot 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$ , ovvero il flusso medio nel continuo calcolato nella sezione precedente, mentre per l'indice spettrale si è posto  $\alpha = -1$ . I risultati del fit sono stati riportati in tabella 4.13. Il valor medio di  $\alpha = -0.45$  è consistente, entro le barre di errore, con il valore ottenuto da Cracco et al. (2016), pari a  $-0.78 \pm 0.52$ . Inoltre, in questa tesi non è stato tenuto conto del contributo dell'emissione stellare della host galaxy e dell'estinzione interna, al contrario di quanto fatto da Cracco et al. (2016), in cui si è osservato una correlazione tra la larghezza equivalente (eqw) della riga Ca K e l'indice spettrale  $\alpha$ , in un campione di circa 291 NLSy1 e 44 BLSy1. Si è scoperto, in particolare, che nel caso in cui  $\alpha$  avesse un valore più piccolo, ovvero si avesse una pendenza del flusso del continuo più piatta, si misurava un valore maggiore della eqw(CaK), a significare che fosse necessario un fattore di correzione più alto, per l'estinzione interna, per stimare correttamente l'indice spettrale. Infine, il risultato  $\alpha = -0.45$  è consistente con la presenza di un campo di elettroni che emette radiazione di sincrotrone, in accordo con l'ipotesi che nel disco di accrescimento, a causa dell'interazione tra le particelle di gas, sia presente un campo magnetico.

Utilizzando gli spettri con il ferro sottratto, infine, si sono calcolate le larghezze equivalenti della riga  $H\beta$  e [OIII] $\lambda$ 5007, riportate in tabella 4.14. Si nota, innanzitutto, una correlazione tra le due quantità, essendo che al crescere dell'una aumenta anche l'altra (figura 4.15). Si ricorda che l'intensità delle righe di emissione è legata al quantitativo di fotoni ionizzanti provenienti dal disco di accrescimento. Al crescere di quest'ultimo, aumenterà l'intensità della riga di emissione tanto dell'idrogeno quanto dell'ossigeno, motivo per cui si osserva la correlazione tra le due larghezze equivalenti. Si nota, tuttavia, come l'eqw( $H\beta$ ) della seconda notte risulta uguale a quello della terza, mentre l'eqw([OIII] $\lambda$ 5007) tra le stesse due notti varia, al contrario di quanto ci aspettiamo. Così non è poiché, nell'eqw( $H\beta$ ), c'è il contributo aleatorio dell'emissione proveniente dalla BLR. Il time-lag che intercorre tra l'aumento del flusso del continuo e quello dell'intensità di una riga emessa nella BLR sarà più piccolo del time-lag per una riga emessa nella NLR, comportando come conseguenza che l'emissione nelle due regioni, misurato nell'arco di mesi, non è correlata. Se avessimo considerato solo la

Spettro	Optical spectral index $\alpha$
1	$-0.445 \pm 0.016$
2	$-0.570 \pm 0.013$
3	$-0.334 \pm 0.010$
4	$-0.275 \pm 0.017$
5	$-0.444 \pm 0.021$
6	$-0.591 \pm 0.010$

Tabella 4.13: Valori medi di cinque misure dell'indice spettrale, ripetute per ogni spettro, ottenute attraverso un fit sul continuo con una funzione di tipo power-law. L'incertezza è pari alla deviazione standard dal valor medio.

componente narrow della riga  $H\beta$ , avremmo osservato un rapporto costante tra  $eqw(H\beta)$  e  $eqw([OIII]\lambda 5007)$ , ma dal momento in cui si tiene conto anche della componente  $H\beta$ -broad, si osserverà un rapporto variabile, dovuto al fatto che il flusso di quest'ultima è slegato dall'emissione dell'ossigeno, osservato nel corso di una stessa notte. Si è osservata, inoltre, un'evidente anti-correlazione (figura 4.16) tra la larghezza equivalente delle righe e l'emissione del continuo: la quarta notte, in cui si è misurato un continuo pari a  $12.07 \cdot 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ , ovvero al doppio del valor medio  $F_{5100}$ , si è ottenuta sia per  $H\beta$  che per  $[OIII]\lambda 5007$  una larghezza equivalente di molto inferiore, rispetto al valor medio  $eqw_{[OIII]} = 61.94 \text{ \AA}$  e  $eqw_{H\beta} = 37.86 \text{ \AA}$ . Analogamente, dalla tabella 4.13, si osserva un indice spettrale più piatto per il continuo, sempre nel corso della stessa notte.



Spettro	$eqw_{H\beta}$ (Å)	$eqw_{[OIII]\lambda 5007}$ (Å)
1	$37.96 \pm 3.44$	$64.32 \pm 2.20$
2	$35.46 \pm 0.94$	$67.07 \pm 1.31$
3	$35.40 \pm 0.34$	$60.66 \pm 0.84$
4	$26.91 \pm 0.46$	$33.37 \pm 0.34$
5	$44.12 \pm 1.99$	$66.35 \pm 3.44$
6	$36.35 \pm 0.46$	$51.33 \pm 1.29$

Tabella 4.14: Misure delle larghezze equivalenti delle righe  $H\beta$  e  $[OIII]\lambda 5007$ .

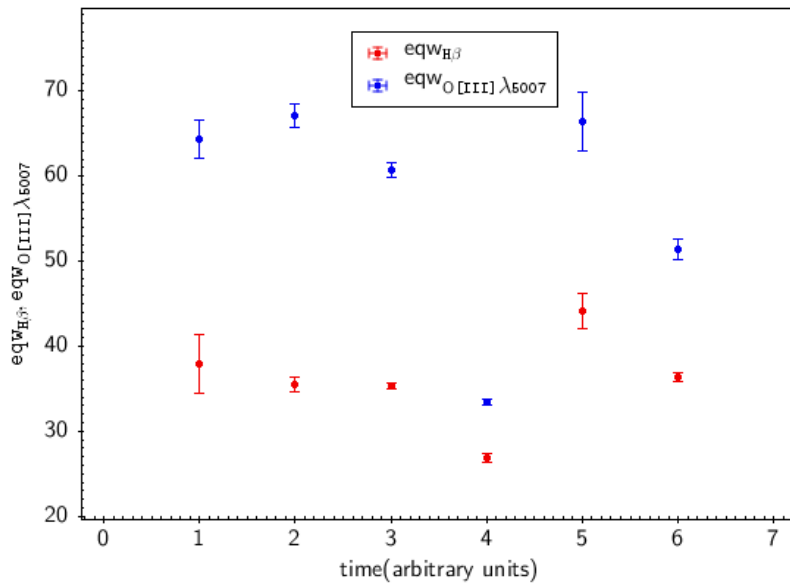


Figura 4.15: Confronto fra la larghezza equivalente di  $H\beta$  (in rosso) e  $[OIII]\lambda 5007$  (in blu). Le barre di errore sono state ricavate ripetendo le misure, delle larghezze equivalenti, per dieci volte.

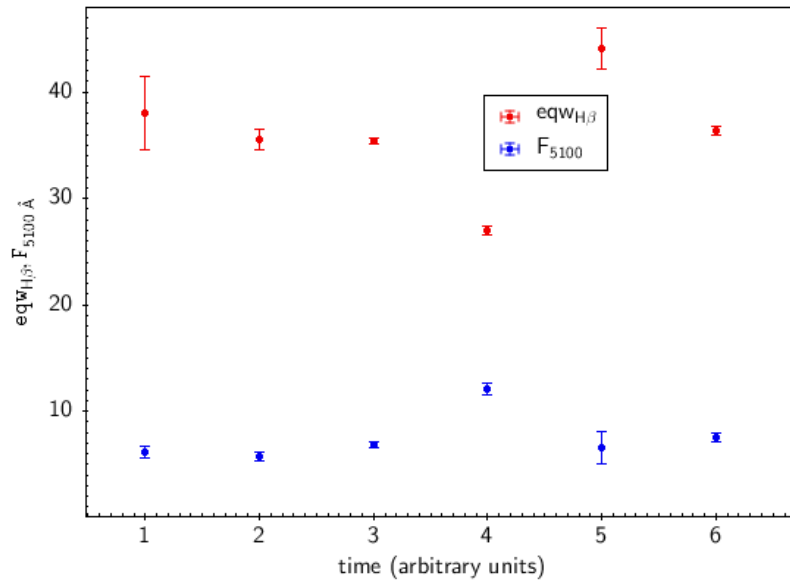


Figura 4.16: Confronto fra la larghezza equivalente di  $H\beta$  (in rosso) e il flusso a  $5100 \text{ \AA}$  (in blu). Durante la notte in cui l' $eqw(H\beta)$  è risultata minima, l'emissione del continuo ha raggiunto un valore massimo.

# Analisi dati

Come illustrato nell'Introduzione, si pensa che al centro delle NLSy1 sia presente un buco nero super-massiccio, il cui valore della massa, compreso in un range tra  $10^6 M_\odot$  e  $10^8 M_\odot$ , è un tema al giorno d'oggi largamente dibattuto. Esistono, infatti, vari metodi per poter calcolare tale massa, ma il più utilizzato è sicuramente il Teorema del Viriale. Si tralasci per un momento il problema di conoscere la geometria della BLR, si supponga che il gas ionizzato si muova perché immerso in un campo gravitazionale generato dalla massa centrale  $M_{BH}$  e che il sistema sia virializzato. Per spiegare, in poche parole, cosa si intende con sistema virializzato, supponiamo di avere un insieme di oggetti (che, in linea del tutto generale, possono essere stelle, galassie,...) in stato stazionario, cioè che non si espande né si contrae, ma possiede una dimensione costante nel tempo. Si ha, in tal caso, che:

$$2T + W = 0 \quad (5.1)$$

dove con T si è indicata l'energia cinetica totale, somma di quella dei singoli oggetti, e con W l'energia potenziale gravitazionale data dalla massa del sistema. Se la (5.1) possa essere considerata più o meno una buona stima, nel caso della BLR, verrà discusso fra poche righe. In generale, possiamo dire che l'approssimazione viene fatta senza verificare se effettivamente essa sia corretta o meno, assumendo a priori che valga per ogni AGN. Se l'equazione (5.1) è valida, nel caso del nucleo di una NLSy1, il sistema si dirà virializzato e si stimerà una massa del buco nero pari a:

$$M_{BH} = f \left( \frac{R_{BLR} \sigma_{line}^2}{G} \right) \quad (5.2)$$

in cui  $\sigma_{line}^2$  è la dispersione di velocità del gas nella BLR, calcolata attraverso l'analisi del profilo di una riga da esso emessa, G è la costante di gravitazione universale ed  $f$  è il fattore di forma della BLR. Infatti, l'energia potenziale della BLR in una NLSy1 si calcola assumendo che ad essa possa essere associato un profilo di brillantezza superficiale che segue la legge di de Vau-

couleurs (o legge  $r^{1/4}$ ), utilizzata in generale per descrivere la distribuzione di luminosità di una galassia ellittica o del bulge di una galassia a spirale, ottenendo\*:

$$W = -\frac{1}{f}G \frac{M^2}{R_{\text{BLR}}} \quad (5.3)$$

dove  $M$  è la massa contenuta all'interno di  $R_{\text{BLR}}$ , la quale approssimativamente sarà uguale a quella del buco nero centrale, essendo che la massa del gas dà un contributo trascurabile, mentre  $1/f$  è un fattore che tiene conto della forma della BLR. L'energia cinetica di un sistema a simmetria sferica, non ruotante, è in generale:

$$T = \frac{1}{2}M\sigma^2 \quad (5.4)$$

dove, nel caso della NLSy1, con  $\sigma$  si indica la dispersione di velocità del gas nella BLR ed  $M$  sarà di nuovo la massa del SMBH. Unendo la (5.3) e la (5.4) nella (5.1), si ottiene:

$$-\frac{1}{f}G \frac{M_{\text{BH}}^2}{R_{\text{BLR}}} + 2 \cdot \frac{1}{2}M_{\text{BH}}\sigma^2 = 0$$

$$M_{\text{BH}} \left( \sigma^2 - \frac{1}{f}G \frac{M_{\text{BH}}}{R_{\text{BLR}}} \right) = 0$$

da cui si ricava di nuovo (5.2), come volevasi dimostrare. Una prova a sostegno del fatto che la massa ottenuta nella (5.2) possa essere una buona stima risulta, ad esempio, dai lavori di Kollatschny et al. (2003) e Peterson et al. (2004) in cui si vede come cinque sorgenti NLSy1, delle quali è stato misurato il raggio  $R$  a cui venivano emesse le righe CIV  $\lambda 1549$  e  $H\beta$ , abbiano mostrato una velocità del gas proporzionale ad  $1/\sqrt{R}$ , come ci si aspetta nel caso in cui la BLR sia virializzata, con il potenziale espresso da una legge del tipo  $1/R$ . Infatti, il carbonio ionizzato CIV si trova in regioni più vicine alla sorgente centrale rispetto all'idrogeno che emette la  $H\beta$ , il quale ha un potenziale di ionizzazione più basso. Se il sistema è virializzato, la riga CIV  $\lambda 1549$  dovrebbe presentare per questo motivo una dispersione di velocità maggiore della riga di Balmer, così come per l'appunto si osserva. In questo caso specifico, il raggio  $R$  è stato misurato tramite la tecnica del Reverberation Mapping, sulla quale, seppur non verrà da noi utilizzata, vale la pena spendere qualche parola. I nuclei galattici attivi mostrano variabilità

---

\*la formula è stata ottenuta riadattando, al caso specifico, i conti contenuti negli appunti del Corso di Astrofisica I, Corsini E. M., 'Fotometria superficiale delle galassie'.

nell'emissione del disco di accrescimento, orbitante intorno al buco nero, che causa a sua volta variabilità nell'intensità delle righe generate nella BLR e nella NLR. Supponiamo, infatti, di avere una nube di gas a distanza  $R$  dal disco di accrescimento. Poiché la luce viaggia ad una velocità finita, pari a  $c$ , risulta naturale che i fotoni impieghino, per percorrere una certa distanza  $R$ , un tempo pari a  $\tau = R/c$ , dopo il quale saranno assorbiti dalla nube di gas e, a seguito delle ricombinazione, riemessi generando le righe da noi osservate. Chiameremo time-lag l'intervallo di tempo  $\tau$ . Più il gas sarà vicino al disco più il time-lag sarà breve, e viceversa. Ne segue che una variazione del flusso ionizzante  $F_\lambda$  provocherà una variazione nell'emissione del gas circostante dopo un tempo  $\tau$ . Tramite queste considerazioni, si è potuto constatare che la BLR si trova a distanza di alcuni anni luce dal centro, presentando una time-lag di settimane o mesi, al contrario della NLR la quale tipicamente presenta variabilità su tempi scala di decine o anche centinaia di anni. Per questo motivo, il flusso proveniente da quest'ultima regione si può considerare costante.

Misurando le dimensioni della broad-line region tramite la tecnica di Reverberation Mapping, si è scoperta una relazione tra quest'ultima e la luminosità bolometrica dell'AGN  $R_{\text{BLR}} \propto L^\alpha$ , con  $\alpha \approx 0.5$  (Koratkar et al., 1991), o equivalentemente con la luminosità del disco di accrescimento  $L = 9 L_{5100 \text{ \AA}}$  (Kaspi et al., 2000). Per la precisione si ha che:

$$\log \left[ \frac{R_{\text{BLR}}}{10 \text{ lt-days}} \right] = 0.85 + 0.53 \log \left[ \frac{L(\text{H}\beta)}{10^{43} \text{ erg s}^{-1}} \right] \quad (5.5)$$

(Greene et al., 2010) dove si utilizza la luminosità  $L(\text{H}\beta)$ , invece della luminosità del continuo  $L_{5100\text{\AA}}$ , come nella formula:

$$R_{\text{BLR}} = (32.9_{-1.9}^{+2.0}) \left[ \frac{\lambda L_\lambda(5100 \text{ \AA})}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.700 \pm 0.033} \text{ lt-days} \quad (5.6)$$

(Kaspi et al., 2000) poiché quest'ultima può non corrispondere solo all'emissione del disco di accrescimento, come generalmente si pensa, ma avere un contributo da parte del jet (Foschini et al., 2015).

La relazione (5.6) presenta una dispersione dei punti a tutte le luminosità che sembra correlare con il rapporto di Eddington  $L/L_{\text{edd}}$ , come mostrato in figura 5.1. Si vede infatti come le sorgenti NLSy1 occupano la fascia del grafico tra 0.1 e 1  $L_{\text{edd}}$ , presentando dunque uno scatter, verso il basso, rispetto alla retta centrale.

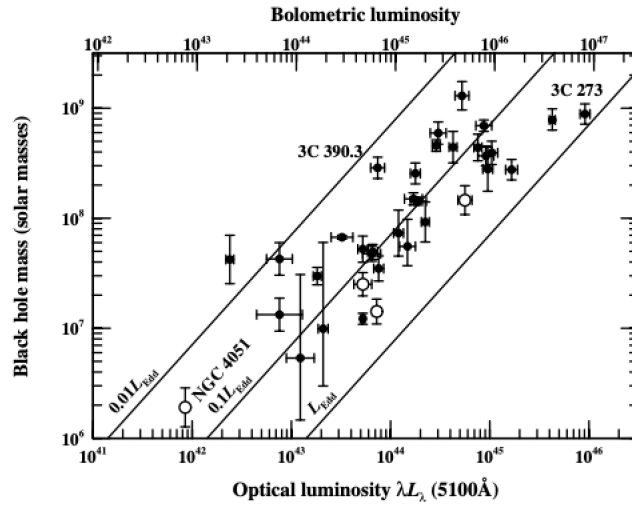


Figura 5.1: Relazione fra la luminosità dell'AGN a  $5100 \text{ \AA}$  e la massa del BH. I pallini bianchi indicano le sorgenti NLSy1, mentre le linee continue nere segnano la posizione di sorgenti che avrebbero un rapporto di Eddington  $L/L_{\text{edd}}$  pari a 1, 0.1 e 0.01 rispettivamente, andando da destra verso sinistra (Peterson et al., 2004).

A commento della formula (5.2), c'è da dire inoltre che le incertezze associate alla misura sono molto alte. Le fonti di errore sono dovute principalmente a due motivi:

1. Stiamo approssimando la dispersione di velocità del gas nella BLR con quella dell'idrogeno che produce la riga  $H\beta$ . Il moto del gas è più o meno ben stimato in base all'abbondanza dell'elemento scelto, ed essendo l'idrogeno l'elemento più abbondante, l'approssimazione  $n_H \sim n$  può essere considerata una buona stima, dove  $n$  rappresenta *tutto* il gas presente ad un dato raggio  $R_{\text{BLR}}$ , mentre  $n_H$  indica l'abbondanza dell'idrogeno. Se, ragionando per assurdo, si fosse scelto un elemento poco abbondante, la sua dispersione di velocità sarebbe stata poco rappresentativa del moto del gas contenuto nella regione. La precisione della misura varierà tra una galassia e l'altra, inoltre, in base alla variazione dell'abbondanza dell'idrogeno;
2. Non si conosce con precisione il fattore  $f$ , il quale dipende dalla geometria della BLR (Rakshit & Petrov, 2014). Ad esempio, se si avesse a che fare con un disco sottile di gas, e questo fosse inclinato rispetto alla linea di vista, la riga emessa da tale gas apparirebbe più stretta all'osservatore, rispetto al caso in cui l'inclinazione fosse nulla. Per questo motivo è necessario un fattore  $f$  correttivo, che riporti la larghezza del-

la riga a non dipendere dall'inclinazione, ma ad essere proporzionale alla sola velocità del gas che la emette. Nel caso in cui, invece, non si abbia un disco di gas, ma una nube a simmetria sferica, la correzione  $f$  sarebbe di un altro tipo ancora.

## 5.1 Stima del fattore $f$

Per quanto riguarda il fattore  $f$ , uno dei metodi applicati per stimarlo è quello di confrontare la massa  $M_{BH}$  ottenuta dalla relazione tra quest'ultima e la dispersione di velocità delle stelle, nel bulge della galassia,  $M_{BH}-\sigma_*$  e quella ricavata tramite la (5.2) tenendo  $f$  come incognita. Il risultato dà approssimativamente un valore medio di  $f = 3.85$ , secondo Collin et al. (2006), in cui sono stati presi in esame gli spettri di 14 AGN e di cui sono stati misurati i valori di  $\sigma_*$ . Per ottenere un valore più accurato occorrerebbe conoscere la geometria della BLR, la quale risulta tutt'oggi ancora sconosciuta a causa degli ovvi problemi nell'osservarla legati alla risoluzione degli strumenti al momento disponibile. Secondo Rakshit & Petrov (2014), la BLR è molto lontana dall'essere un disco piatto. Piuttosto, è composta da nubi di gas, in prima approssimazione di forma sferica, di varie dimensioni e velocità. In particolare, la velocità di una nube è data da una componente orbitale, dovuta alla rotazione indotta dalla massa centrale del buco nero, e in alcuni casi anche da una componente radiale e da una componente, così detta, di microturbolenza. La componente radiale è legata alla possibile presenza di inflow o outflow, ovvero di movimenti del gas verso regioni più interne o verso l'esterno, come ad esempio accade quando l'emissione del disco di accrescimento è tanto elevata da sospingere il gas generando venti sostenuti dalla pressione radiativa. La presenza, ad esempio in PKS 2004-447, di questa tipologia di moto è confermata dall'analisi fatta sulla riga  $H\beta$ -broad nel capitolo precedente, in cui si è scoperta per l'appunto l'impossibilità di fittarne il profilo con una distribuzione simmetrica, a causa di un eccesso di flusso a  $\lambda > \lambda_0 = 4861.4 \text{ \AA}$ . Come già detto, una spiegazione plausibile, quando si osservano asimmetrie simili, è che ci sia una porzione di gas, con una velocità data dalla  $v$  della galassia per cui si è corretto lo spettro, che presenta una dispersione simmetrica rispetto a  $v$  causata dal moto orbitale e che dunque emetterà una riga centrata a  $\lambda_0$ . Mentre esiste un'altra porzione di gas, che emetterà sempre fotoni  $H\beta$ , con un moto radiale rispetto al centro della galassia, lungo la linea di vista, presentando dunque un redshift maggiore, come nel caso di PKS 2004-447 in cui si osserva un'emissione a  $4870 \text{ \AA}$ .

Un possibile metodo, che in futuro potrà essere utilizzato, sarebbe quello di studiare lo *spostamento del centro fotometrico*. Supponiamo di osservare una sorgente non risolta, e di osservarne il flusso in varie bande fotometri-

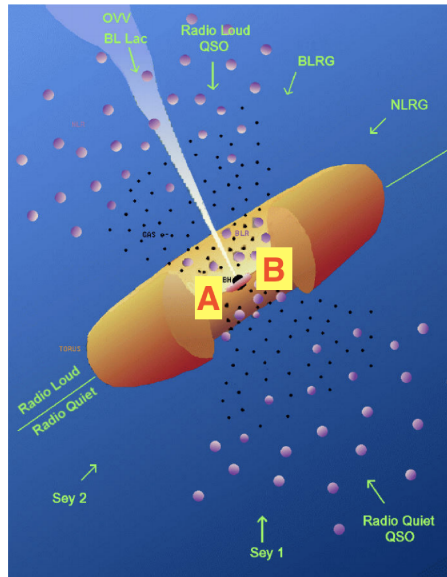


Figura 5.2: Schema di un nucleo galattico attivo. Si immagini che il gas nella BLR contrassegnato con la lettera A si stia avvicinando all'osservatore, nel suo moto di rotazione intorno al SMBH centrale, mentre la regione B è composta da gas che si sta muovendo in direzione opposta, allontanandosi dall'osservatore.

che. Supponiamo inoltre che le orbite del gas siano disposte su un piano, siano di tipo Kepleriano e siano inclinate rispetto all'osservatore di un angolo  $i = 45^\circ$ . Supponiamo che il gas nella BLR emetta fotoni ad una lunghezza d'onda  $\lambda_0$ . Se si guarda alla figura 5.2, si vede come si avrà un blueshift della frequenza dei fotoni nella regione A ed un redshift nella regione B. Quindi, considerando due bande fotometriche, con cui osservare la sorgente, una che comprende  $\lambda$  più lunghe ed una  $\lambda$  più corte, si osserverà che nell'intervallo di  $\lambda$  corte i fotoni proverranno prevalentemente dalla regione A, in cui il gas si sta avvicinando all'osservatore, mentre osservando nell'intervallo delle  $\lambda$  lunghe, i fotoni proveranno per lo più dalla regione B. Di fatto, si osserverà uno spostamento della posizione da cui proviene la maggior parte del flusso, al variare della lunghezza d'onda  $\lambda$  di osservazione. Al contrario, se le orbite non sono disposte su un piano, bensì possono avere orientazioni casuali a formare una distribuzione sferica, seguendo il filo del ragionamento precedente si avrà uno spostamento del centro fotometrico pari a zero (Petrov et al., 2012).

In conclusione possiamo dire che la BLR ha una geometria complessa, la cui conoscenza accurata richiederà uno sforzo della ricerca negli anni a venire. Il fattore  $f$ , per questo motivo, è per ora stimato in maniera molto



approssimativa, ed introduce un'incertezza nel calcolo della massa del buco nero.

## 5.2 Metodi alternativi al teorema del viriale

Uno degli argomenti più discussi che riguarda le RL-NLSy1 risulta essere la massa del SMBH la quale, tramite il Teorema del Viriale, si stima all'incirca  $\sim 10^7 M_\odot$ , come vedremo fra poco. Il problema risiede nel fatto che, tramite le osservazione nel radio e nei raggi  $\gamma$ , si hanno evidenze della presenza di un jet generato dal buco nero centrale, come nei blazars. Ma mentre in quest'ultimi si misura una  $M_{\text{BH}}$  all'incirca di  $10^9 M_\odot$ , nelle radio-loud NLSy1 si ottengono masse di due ordini di grandezza inferiori. Sebbene non sia ancora del tutto chiaro il meccanismo che generi tali jet, risulta godere di ampio consenso l'idea che sia necessaria una massa del buco nero dell'ordine dei blazars, poiché un'ipotesi è che il jet si generi a partire da un SMBH con momento angolare (Blandford & Znajek, 1977), dove quest'ultimo può essere indotto dal merging tra galassie (Mayer & Bonoli, 2018), o, in altre parole, dalla fusione di due buchi neri. A commento di quest'ultima considerazione, tuttavia, si fa notare che un modo di classificare le NLSy1 è quello di pensare a queste sorgenti come degli oggetti in uno stadio evolutivo intermedio, in cui il SMBH è ancora in procinto di formarsi tramite accrescimento di gas (Mathur, 2000). In questo tipo di scenario, non vi è stato un merging fra due buchi neri e le masse centrali possono essere inferiori a quelle dei più massicci SMBH conosciuti. In tal caso il jet potrebbe formarsi tramite altri tipi di meccanismi, tra quelli citati nella sezione 1.1.6.

Si provi, in ogni caso, a supporre per un momento che la prima interpretazione sia quella corretta e che la massa delle NLSy1 sia sottostimata, ospitando quest'ultime in realtà dei buchi neri simili ai blazars. Molti lavori, basandosi su tecniche di misura alternative al Teorema del Viriale, hanno cercato di presentare evidenze a supporto di tale ipotesi. Viswanath et al. (2019) considerano un modello per il disco di accrescimento di tipo Shakura-Sunyaev (S&S), in cui si ha un disco sottile, non relativistico che si estende tra  $6R_g$  e  $2000R_g$ , dove con  $R_g$  si indica il raggio di Schwarzschild. Il modello viene confrontato con gli spettri nell'ottico estratti dall'archivio della Sloan Digital Sky Survey (SDSS), a cui è stato sottratto il contributo delle stelle nella galassia. I parametri del modello sono la  $M_{\text{BH}}^{\text{AD}}$ , ovvero la massa del buco nero, ed il tasso di accrescimento  $\dot{M}$ , ovvero la massa espressa in  $M_\odot$  inglobata all'interno del raggio  $R_g$  ogni anno. Utilizzando i dati relativi a 554 sorgenti RL-NLSy1, ottenute selezionando, tra le 11101 NLSy1 nel catalogo di Rakshit et al. (2017), quelle rilevate anche dalla survey FIRST (Faint Images of the Radio Sky at Twenty cm), gli autori hanno trovato un valore medio pari a  $\log\left(\frac{M_{\text{BH}}^{\text{AD}}}{M_\odot}\right) = 7.89 \pm 0.54$ , contro un valore medio delle masse calcolate

per le stesse sorgenti tramite il Teorema del Viriale, che indicheremo con  $M_{BH}^{VM}$ , pari a  $\log\left(\frac{M_{BH}^{VM}}{M_{\odot}}\right) = 6.98 \pm 0.49$ . Riportiamo un'istogramma dei risultati in figura 5.3. In accordo con Calderone et al. (2013) che hanno studiato 25 RL-NLSy1s sempre tramite un fit con modelli di disco di accrescimento, si è trovato che le masse dei SMBH di queste ultime sono molto simili a quelle dei blazars (Viswanath et al., 2019). In tal caso, tuttavia, non si sta considerando un'eventuale contaminazione dell'emissione ottica da parte del jet relativistico. Un passaggio chiave, per questi tipi di lavori, tuttavia è l'aver supposto un modello per il disco di accrescimento di tipo S&S. A tal proposito, si può citare Marziani et al. (2018), che hanno mostrato come il modello standard S&S non sia in realtà adatto a descrivere le NLSy1, le quali al contrario sembrano essere meglio rappresentate da un modello di tipo ADAF (advection-dominated accretion flow). I due modelli sono stati messi a confronto in figura 5.4, per evidenziarne la sostanziale differenza. Di conseguenza, le conclusioni di Viswanath et al. (2019) e di Calderone et al. (2013) sono molto discutibili se non addirittura errate.

Esistono molti altri lavori che cercano di dimostrare come la massa virializzata sia sottostimata, a dimostrazione del fatto che la questione risulta più aperta che mai. Nikolajuk et al. (2009) utilizzano il metodo basato sulla 'excess variance'  $X$  trovando masse di 2 volte più grandi, nelle NLSy1, di quelle ottenute con il Teorema del Viriale e la riga  $H\beta$ . Bian & Zhao (2004) hanno provato a stimare la massa del SMBH utilizzando altre righe, oltre  $H\beta$ , prendendo ad esempio in considerazione la dispersione di velocità dell'[OIII], che potrebbe essere meno affetta dall'inclinazione dell'AGN, trovando valori 10 volte più alti di quelli con l' $H\beta$ . Va sottolineato come in quest'ultimo caso, tuttavia, si sia assunto che la NLR delle NLSy1 sia in equilibrio viriale con la regione centrale. In generale, si è osservato come essa in realtà è molto più turbolenta che nelle BLSy1, soprattutto nelle  $\gamma$ -NLSy1 (Berton et al., 2016), rendendo difficile applicare il Teorema del Viriale. Inoltre, Bian & Zhao (2004) hanno utilizzato una relazione, al fine di calcolare  $M_{BH}$ , calibrata sulla riga  $H\beta$ . Il che rende difficile affermare con certezza se i risultati siano corretti e valgano anche nel caso in cui al posto di  $H\beta$  sia stata usata la riga dell'ossigeno.

Parlando proprio di PKS 2004-447, infine, Baldi et al. (2016) hanno proposto una massa di  $6 \cdot 10^8 M_{\odot}$  per il buco nero centrale, stimata a partire dalla riga  $H\alpha$  osservata tramite la tecnica della spettropolarimetria, trovando una larghezza di  $\sim 9000 \text{ km s}^{-1}$ , cioè circa 6 volte più larga rispetto a quella osservata direttamente. La spettropolarimetria è una tecnica risultata estremamente utile per lo studio degli AGN, avendo portato tra i vari risultati a concepire il Modello Unificato, osservando righe larghe polarizzate, in

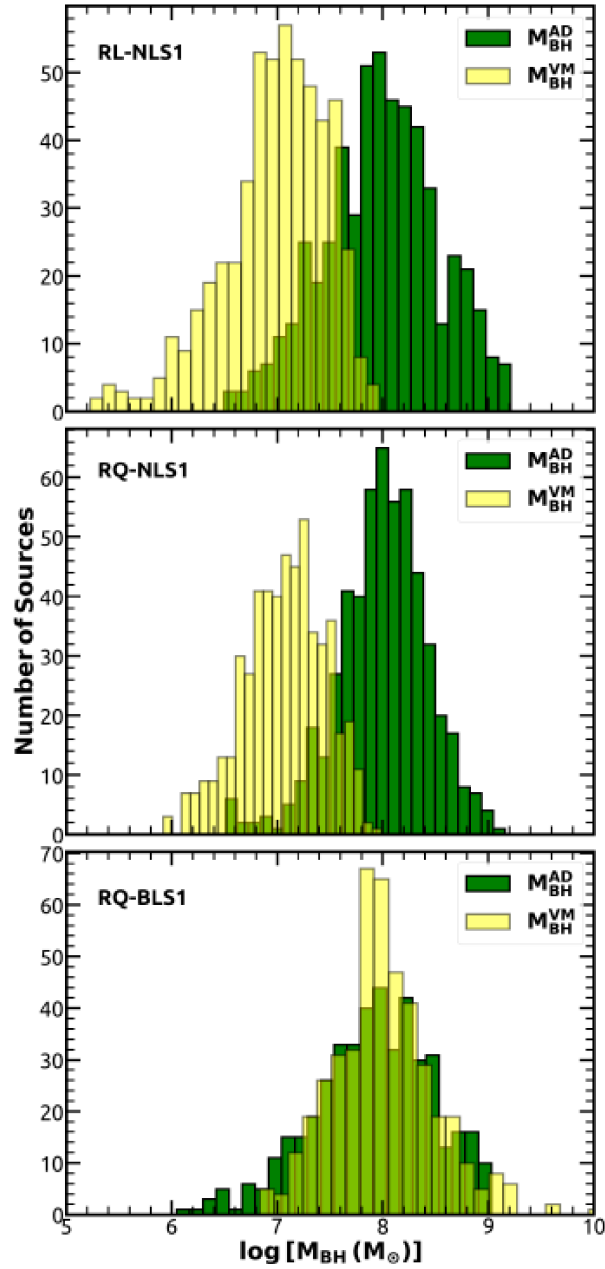


Figura 5.3: Istogramma con le masse misurate con il metodo del viriale,  $M_{BH}^{VM}$ , contro la distribuzione ottenuta tramite l'utilizzo di un modello S&S,  $M_{BH}^{AD}$ . Il grafico in alto riporta il risultato ottenuto per le RL-NLSy1, ovvero le sorgenti di nostro interesse. Si vede chiaramente come con quest'ultimo si trovino delle masse molto più alte e simili a quelle dei quasars che emettono jet (Viswanath et al., 2019).

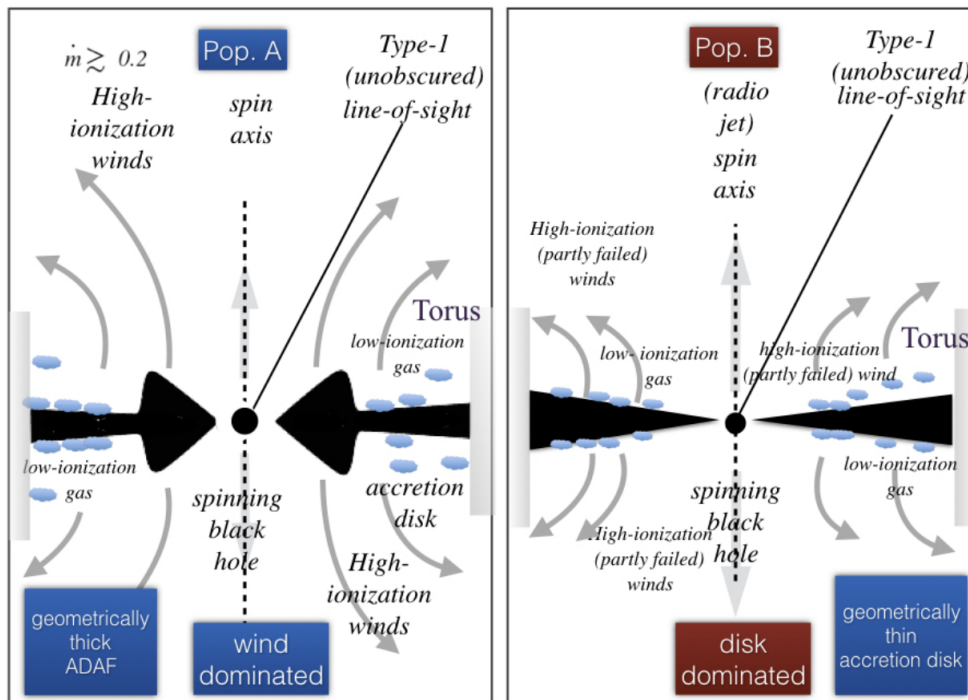


Figura 5.4: A sinistra viene mostrato (in nero) il disco di accrescimento teorizzato per le NLSy1, o in generale per gli AGN con un alto tasso di accrescimento, superiore a  $\dot{m} > 0.2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , mentre a destra è illustrato il modello standard di Shakura-Sunyaev S&S.

quegli oggetti che presentavano solo righe strette in luce diretta (Antonucci et al., 1983). Il fenomeno si spiega ipotizzando che la BLR sia nascosta all'osservatore a causa della presenza di polveri lungo la linea di vista. I grani di polvere interagiscono con i fotoni tramite scattering, per l'appunto polarizzandoli. Sono state studiate molte NLSy1 tramite la spettropolarimetria (e.g. Goodrich 1989; Kay et al. 1999; Robinson et al. 2011), ma l'unica tra le RL NLSy1 è proprio PKS 2004-447 (Baldi et al., 2016). Foschini et al. (2020) hanno fatto notare, tuttavia, come proprio in questo lavoro ciò che è stato associato ad un'emissione della riga  $H\alpha$  possa essere in realtà un segnale generato dallo strumento di misura stesso, oppure una parte dell'emissione proveniente dal jet. Il motivo nascerebbe per cui tale ambiguità sarebbe la scarsità dei dati a disposizione, che renderebbe la misura affetta da fluttuazioni statistiche molto alte. Se ne conclude, pertanto, che ulteriori osservazioni sarebbero necessarie, al fine di misurare, con precisione, la larghezza di una riga come  $H\alpha$  tramite la tecnica spettropolarimetrica.

Un motivo per cui il Teorema del Viriale potrebbe restituire valori più bassi per la massa dei SMBH risiederebbe nel fatto che le NLSy1 siano in realtà Sy1, ma con un'inclinazione maggiore rispetto all'osservatore, come già accennato in precedenza. L'ipotesi di pensare alla BLR come un disco sottile di gas particolarmente inclinato nelle NLSy1 non sembra tuttavia in accordo con i risultati di Chen et al. (2018) e Foschini et al. (2015), dove sono state misurate masse per i buchi neri inferiori alla Seyfert 1, utilizzando il momento del secondo ordine della riga  $H\beta$ , ovvero un metodo indipendente dall'inclinazione della galassia, che verrà illustrato più in dettaglio nella prossima sezione. In particolare, in questa stessa tesi, l'ipotesi non risulta consistente per PKS 2004-447, dove allo stesso modo utilizzando il momento del secondo ordine è stata trovata una massa viriale nel range  $10^6$ - $10^7 M_\odot$ .

Una possibilità per districare una volta per tutte la situazione, come già detto, sarebbe quella di conoscere la geometria della BLR, per poter determinare con accuratezza il parametro  $f$ .

### 5.3 Massa viriale del SMBH

Le misure sono state effettuate sullo spettro mediano, in modo tale da ottenere un valore che non dipendesse dalla singola osservazione. Fittando la riga [OIII] $\lambda$ 5007 con una gaussiana, sono state trovate la full width at half maximum della riga ( $\text{FWHM}_{5007}$ ), pari a 16.41 Å, e l'intensità massima  $I_{5007}$ , di  $27.16 \cdot 10^{-16} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$ . Si è supposto che la componente  $H\beta$ -narrow avesse larghezza uguale alla  $\text{FWHM}_{5007}$  ed una intensità pari ad un decimo di quella dell'[OIII] $\lambda$ 5007, ovvero  $I_{H\beta} = 2.72 \cdot 10^{-16} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$ , poiché è ciò che tipicamente si osserva nelle Sy2. Mentre, fittando  $H\beta$ -broad con due

gaussiane sono state trovate le grandezze in tabella 5.1, seguendo lo stesso procedimento illustrato nella sezione 4.4.

$F_1$	$1.52 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	$\text{FWHM}_1$	25.79 Å
$F_2$	$1.62 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	$\text{FWHM}_2$	56.61 Å
$F_{\text{tot}}$	$3.14 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$	$\text{FWHM}_{\text{tot}}$	32.77 Å

Tabella 5.1: Grandezze spettroscopiche della riga  $H\beta$ -broad nello spettro mediano. Il pedice 1 è riferito alla gaussiana centrata a 4861.4 Å, mentre il pedice 2 a quella a 4870 Å. Le due gaussiane, come già visto, sono riportate nella figura 4.9.

Una volta ottenuto il flusso totale di  $H\beta$ -broad  $F_{\text{tot}} = 3.14 \cdot 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , si è provveduto a calcolare la luminosità:

$$L(H\beta_{\text{broad}}) = 4 \cdot \pi \cdot d^2 \cdot F_{\text{tot}} = 2.75 \cdot 10^{41} \text{ erg s}^{-1} \quad (5.7)$$

dove la distanza della galassia  $d$  è stata ricavata dalla legge di Hubble. Avevamo calcolato nella sezione 4.1 il redshift,  $z = 0.24$ . Il valore della costante di Hubble  $H_0$  è al giorno d'oggi ancora fonte di dibattito, poiché tramite misure indipendenti (RR Lyrae, CMB e stelle RGB) si ricavano valori con uno scarto l'uno dall'altro di circa  $4.4 \sigma$ . Tuttavia, una delle misure più recenti ha fornito una stima di  $H_0 = 74.2^{+2.7}_{-3.0} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Shajib et al., 2019), da cui si ricava che  $d = 855.96 \text{ Mpc}$ . Nello specifico, si sa che  $v = H_0 \cdot d$ , ed inoltre che  $v$  è legato al redshift  $z$  dalla formula:

$$1 + z = \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{v}{c}\right)}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)}} \quad (5.8)$$

utilizzando l'espressione dell'effetto Doppler relativistico. Facciamo notare che la relazione  $v \approx cz$  è valida solo per sorgenti a basso redshift, mentre nel nostro caso è stata necessaria la formula non approssimata. Una volta calcolata la luminosità  $L(H\beta_{\text{broad}})$ , sostituendola nella formula (5.5) si trova un raggio della broad-line region di:

$$R_{\text{BLR}} = 10.54 \text{ lt} - \text{days} \quad (5.9)$$

La dispersione di velocità,  $\sigma_{H\beta}$ , relativa alla componente broad, è stata ricavata calcolando il momento del secondo ordine del profilo della riga:

$$\sigma_{H\beta}^2 = \frac{\int \lambda^2 F(\lambda) d\lambda}{\int F(\lambda) d\lambda} - \left( \frac{\int \lambda F(\lambda) d\lambda}{\int F(\lambda) d\lambda} \right)^2 \quad (5.10)$$

dove l'integrale è stato operato tra  $\lambda_{\min}$  e  $\lambda_{\max}$ , ovvero le lunghezze d'onda alle quali il profilo della riga si confonde con il continuo adiacente. Si è fatto il conto con un programma in Python, in cui il calcolo integrale è stato approssimato con la formula dei trapezi. Per trasformare una quantità espressa in Å in una velocità, si è usata la relazione:

$$v_{H\beta} = \frac{c}{\lambda} \sigma_{H\beta} \quad (5.11)$$

dove con  $c$  si è indicata la velocità della luce nel vuoto, pari a  $c = 299792.5 \text{ km s}^{-1}$ , mentre a  $\lambda$  è stata sostituita la lunghezza d'onda a cui la riga è emessa, in questo caso  $\lambda_0 = 4861.4 \text{ Å}$ , ottenendo alla fine un valore di  $v_{H\beta} = 1844 \text{ km s}^{-1}$ . Infine, sostituendo i valori ottenuti con la (5.9) e la (5.10) nella formula (5.2), si è trovata una massa di:

$$M_{\text{BH}} = 3.02 \cdot 10^7 M_{\odot} \quad (5.12)$$

Confrontiamo i nostri risultati con quanto riportato in letteratura. Una stima effettuata tramite il Teorema del Viriale per PKS2004-447 risulta dal lavoro di Oshlack et al.(2001), che dà un valore di  $5.4 \cdot 10^6 M_{\odot}$ . Si trova, pertanto, tramite misure indipendenti effettuate nell'arco di circa vent'anni, un valore pressappoco costante per la massa viriale del buco nero. Seppur l'ordine di grandezza risulta compatibile nei due lavori, ripercorriamo brevemente quanto fatto dall'Oshlack et al. (2001), per cercare eventuali differenze nel metodo di analisi, che potrebbero spiegare la leggera discrepanza tra le due misure. PKS2004-447 fu identificata come una NLSy1, per la prima volta, tramite lo spettro a bassa risoluzione ottenuto usando lo spettrografo RGO/FORS all'Anglo-Australian Telescope (ATT), nel 1984 (Drinkwater et al. 1997). Oshlack et al. (2001) hanno tuttavia utilizzato uno spettro preso successivamente, il 1 Agosto 2000, di risoluzione intermedia (2.2 Å), usando sempre l'ATT, riportato in figura 5.5. È importante notare che l'articolo presenta delle differenze dalla metodologia da noi adottata, che andremo di seguito ad elencare:

1. È stata usata la luminosità del continuo  $L_{5100 \text{ Å}}$ , mentre noi abbiamo scelto la  $L(H\beta)$  per evitare di tenere conto di un eventuale contributo di flusso, dato dal jet, nell'ottico;
2. Seppur è stata utilizzata, esattamente come in questo lavoro di tesi, la relazione tra la luminosità dell'AGN ed il raggio  $R_{\text{BLR}}$ , quest'ultima, risalendo l'articolo ad una ventina di anni fa, ha una pendenza differente. La formula usata è, infatti:

$$R_{\text{BLR}} = 32.9 \left[ \frac{\lambda L_{\lambda}(5100 \text{ Å})}{10^{44} \text{ erg s}^{-1}} \right]^{0.700} \text{ lt-dys} \quad (5.13)$$

(Kaspi et al., 2000) al posto dell'espressione da noi utilizzata

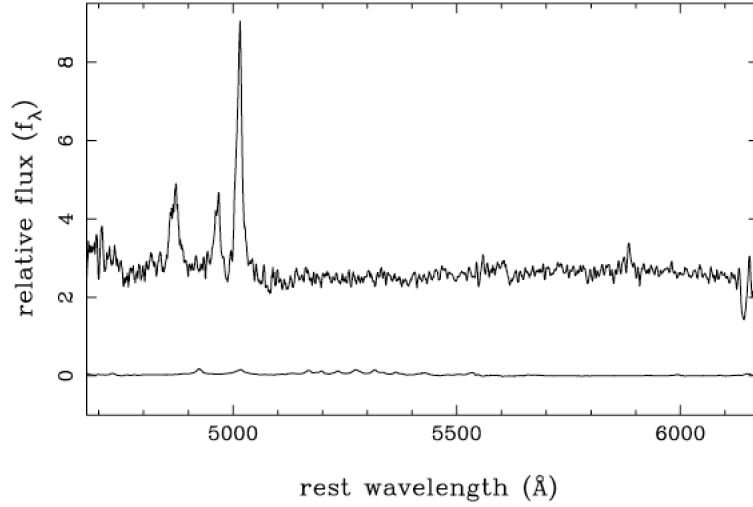


Figura 5.5: In alto, si vede lo spettro a risoluzione intermedia di PKS 2004-447, preso al Siding Springs Observatory tramite il telescopio ATT (2.3 m), mentre in basso si riporta il miglior fit per l'emissione del Fe II (Oshlack et al., 2001).

3. Sempre Oshlack et al. hanno utilizzato una lorenziana per ricavare la  $v_{H\beta} = 1447 \text{ km s}^{-1}$ , al posto delle due gaussiane come nel nostro caso.
4. La formula che gli autori hanno usato per il calcolo della massa del buco nero è:

$$M = 1.464 \cdot 10^5 \left( \frac{R_{\text{BLR}}}{\text{lt-dys}} \right) \left( \frac{v_{H\beta}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 M_{\odot} \quad (5.14)$$

Di nuovo, il motivo risiede non tanto in una differente derivazione, ma nell'evoluzione della relazione (5.14) nel corso degli anni, fino ad arrivare alla più accurata (5.2).

A dimostrazione del fatto che la differenza tra le due misure consiste solo in un approccio più moderno del problema adottato in questa tesi, vogliamo calcolare la massa  $M_{\text{BH}}$  che verrebbe, utilizzando i nostri dati nelle equazioni (5.13) e (5.14). Si è calcolata, innanzitutto, la luminosità misurata dal nostro spettro mediano a  $5100 \text{ \AA}$ ,  $L_{5100 \text{ \AA}} \sim 5.65 \cdot 10^{39} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Sostituendo in (5.13) otteniamo un raggio della BLR pari ad:

$$R_{\text{BLR}} = 13.77 \text{ lt-days} \quad (5.15)$$

La  $v_{H\beta}$  è stata ricavata, seguendo un procedimento analogo ad Oshlack et al. (2001), provando a fittare la  $H\beta$ -broad con una lorenziana. Come era



già stato fatto notare nella sezione 4.4, tale funzione riproduce in maniera accettabile le ali della riga, a patto che sia decentrata leggermente rispetto a  $\lambda_0$ , ma in ogni caso non il suo centro. Per questo motivo, in generale, si reputa errato il suo impiego per riprodurre l' $H\beta$ , nel caso della nostra sorgente. La FWHM della lorentziana è stata successivamente convertita in velocità, tramite la relazione:

$$v_{H\beta} = \frac{c}{\lambda} fwhm \quad (5.16)$$

ottenendo alla fine un valore di  $v_{H\beta} = 2174 \text{ km s}^{-1}$ . Specifichiamo che, sebbene sia tipico caratterizzare le NLSy1 con la proprietà  $FWHM(H\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$ , questo valore non va preso come limite netto ed inviolabile: dopo l'articolo di Osterbrock & Pogge (1985) furono trovate galassie che eccedevano tale limite fino anche a qualche centinaio di  $\text{km s}^{-1}$ , seppur non di più.

Sostituendo nella formula (5.14), si ottiene un valore della massa pari a:

$$M = 9.52 \cdot 10^6 M_{\odot} \quad (5.17)$$

Possiamo dunque concludere che la massa di Oshlack et al. (2001) sia, in linea generale, sottostimata. Infine, si nota facilmente la differenza nel valore della velocità  $v_{H\beta}$  in (5.11) e  $v_{H\beta} = 1447 \text{ km s}^{-1}$ , risultando nel primo caso di circa  $400 \text{ km s}^{-1}$  superiore.

Oltre Oshlack et al. (2001), un'ulteriore stima presente in letteratura della  $M_{\text{BH}}$  di PKS 2004-447, tramite il Teorema del Viriale, è quella di Xiong et al. (2013), di  $M_{\text{BH}} = 7.48 \cdot 10^6 M_{\odot}$ , anch'essa leggermente minore di quanto da noi trovato. Un ulteriore confronto può essere fatto, infine, considerando le masse calcolate tramite il Reverberation Mapping, riportate in figura 5.3, di altre sorgenti RL-NLSy1. Il valor medio della distribuzione risulta essere una massa di circa  $10^7 M_{\odot}$ , in buon accordo con quanto da noi trovato.

## 5.4 Rapporti di Eddington

Abbiamo scelto due metodi per calcolare il rapporto di Eddington,  $r_{\text{edd}}$ , usando due diverse relazioni per la luminosità bolometrica,  $L_{\text{bol}}$ . Si è considerata in primo luogo la relazione con la luminosità nel continuo a  $5100 \text{ \AA}$  (Kaspi et al., 2000):

$$L_{\text{bol}} = 9 \cdot \lambda \cdot L_{\lambda}(5100 \text{ \AA}) \quad (5.18)$$

che, divisa per la luminosità di Eddington, definita come:

$$L_{\text{edd}} = 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M_{\text{BH}}}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1} \quad (5.19)$$

restituisce i valori riportati in tabella 5.2. L'incertezza su  $r_{\text{edd}}$  dipende dalla variazione della luminosità del continuo, dall'errore sulla massa del buco nero e dalla bontà della relazione (5.19). Il valor medio  $0.077 \pm 0.024$  da noi ottenuto, insieme a quelli riportati in tabella 5.2 per le singole notti, sono consistenti con quanto misurato, usando lo stesso metodo, da Chen et al. (2018), in cui si è trovato un rapporto  $L_{\text{bol}}/L_{\text{edd}}$  che oscilla da 0.07 a 5.35, per un campione di 167 NLSy1. PKS 2004-447 si trova al limite dell'intervallo, risultando una NLSy1 che accresce ad un tasso relativamente basso, rispetto alla media. La luminosità nel continuo, tuttavia, può essere influenzata dalla presenza o meno dell'emissione di un jet relativistico.

Spettro	$L_{\text{bol}}$ (erg s <sup>-1</sup> )	$r_{\text{edd}}$
1	$2.44 \cdot 10^{44}$	0.062
2	$2.32 \cdot 10^{44}$	0.059
3	$2.74 \cdot 10^{44}$	0.070
4	$4.85 \cdot 10^{44}$	0.124
5	$2.64 \cdot 10^{44}$	0.067
6	$3.01 \cdot 10^{44}$	0.077

Tabella 5.2: Riprendendo i valori della tabella 4.12 per  $\lambda L_{5100}$ , si è calcolata la luminosità bolometrica ed i rapporti di Eddington.

Per non essere affetti dall'emissione del jet, si è utilizzata la relazione tra la luminosità bolometrica ed il flusso della riga [OIII] $\lambda$ 5007, che proviene dalla NLR, ipotizzando che tale zona non interagisca con il jet. Ricordiamo che il flusso negli spettri medi era stata scalato imponendo che il flusso della riga [OIII] $\lambda$ 5007 fosse uguale, per ogni notte, a quello misurato nello spettro mediano. Pertanto non si avranno, per costruzione, delle variazioni significative del rapporto  $r_{\text{edd}}$ , come è accaduto utilizzando una grandezza variabile nel tempo quale l'emissione del continuo. Dal flusso  $F_{[\text{OIII}]}$  si ricava la luminosità  $L_{[\text{OIII}]} = 4 \cdot \pi \cdot d^2 F_{[\text{OIII}]}$ , legata a sua volta alla luminosità bolometrica tramite l'espressione (Berton et al. 2015):

$$\log\left(\frac{L_{\text{bol}}}{\text{erg s}^{-1}}\right) = (7.54 \pm 9.07) + (0.88 \pm 0.22) \cdot \log\left(\frac{L_{[\text{OIII}]}}{\text{erg s}^{-1}}\right) \quad (5.20)$$

Spettro	$F_{[\text{OIII}]} \text{ (erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{)}$	$L_{[\text{OIII}]} \text{ (erg s}^{-1}\text{)}$	$L_{\text{bol}} \text{ (erg s}^{-1}\text{)}$	$r_{\text{edd}}$
1	$4.923 \cdot 10^{-15}$	$4.31 \cdot 10^{41}$	$1.51 \cdot 10^{44}$	0.039
2	$4.705 \cdot 10^{-15}$	$4.12 \cdot 10^{41}$	$1.45 \cdot 10^{44}$	0.037
3	$4.735 \cdot 10^{-15}$	$4.15 \cdot 10^{41}$	$1.46 \cdot 10^{44}$	0.037
4	$4.726 \cdot 10^{-15}$	$4.14 \cdot 10^{41}$	$1.46 \cdot 10^{44}$	0.037
5	$4.680 \cdot 10^{-15}$	$4.10 \cdot 10^{41}$	$1.44 \cdot 10^{44}$	0.037
6	$4.758 \cdot 10^{-15}$	$4.17 \cdot 10^{41}$	$1.46 \cdot 10^{44}$	0.037

Tabella 5.3: Rapporti di Eddington ricavati utilizzando la riga [OIII] $\lambda$ 5007.

In questo modo si sono ottenuti i risultati riportati in tabella 5.3, i quali danno un'idea del valore del rapporto di Eddington tenendo idealmente conto solo dell'emissione del disco di accrescimento, ma tramite i quali non è possibile studiare la variabilità temporale della sorgente. Il fatto che il valor medio ottenuto con il primo metodo,  $0.077 \pm 0.024$ , sia più alto del valore ottenuto usando la formula (5.20),  $0.037 \pm 0.001$ , è in accordo con l'ipotesi che il continuo sia contaminato da radiazione di sincrotrone da parte del jet relativistico. Per concludere, riassumiamo i risultati ottenuti nelle immagini 5.6, 5.7 e 5.8, in cui vengono graficati rispettivamente:

1. il flusso del continuo a 5100 Å (tabella 5.2) e quello della riga [OIII] $\lambda$ 5007 (tabella 5.3). Si osserva come il primo varia nel corso dei mesi di osservazione, mentre il secondo rimane costante, come previsto. Ciò è consistente con il fatto che la NLR da cui si origina la riga dell'ossigeno sia lontana dal disco di accrescimento, tanto da presentare un time-lag superiore al lasso di tempo in cui si sono condotte le misure, risultando di alcune decine di anni;
2. il flusso della riga  $H\beta$  (già misurati nella sezione 4.2 e riportati in tabella 4.3) contro quello della riga [OIII] $\lambda$ 5007, in cui si osserva nuovamente come il secondo rimanga costante. Il flusso dell' $H\beta$  al contrario varia, a dimostrazione del fatto che una parte dell'emissione proviene da una regione più vicina alla sorgente centrale, rispetto alla NLR da cui si origina la riga dell'ossigeno;
3. per completezza si è confrontata la variazione del continuo con quella della riga  $H\beta$ , vedendo che, in accordo con quanto trovato in (5.9), il raggio della BLR è di circa 10 giorni luce. Infatti, il quarto spettro è stato preso il 18 Marzo 2016, mentre il quinto il 29 Marzo 2016. Il campionamento temporale, di 11 giorni, è stato fitto tanto da poter

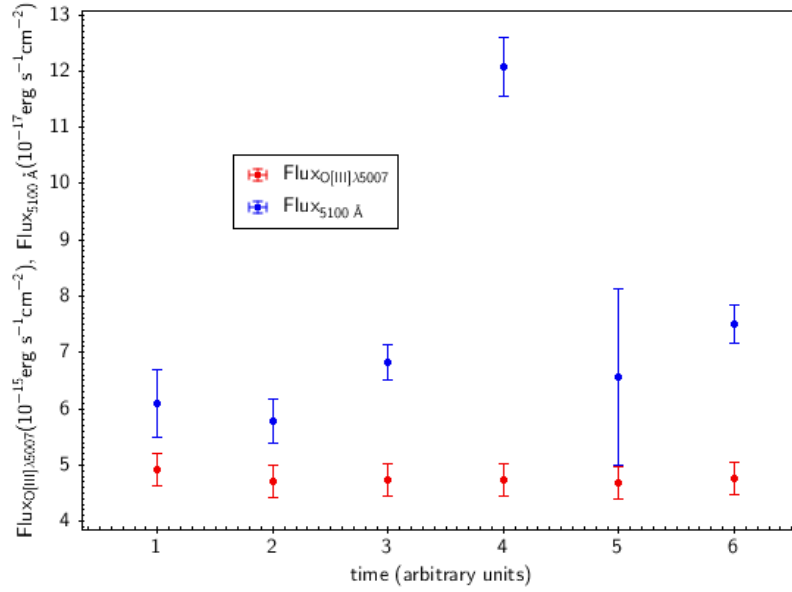


Figura 5.6: Flusso della riga [OIII] $\lambda$ 5007 (punti rossi) confrontato con il flusso del continuo (punti blu), con relative barre di errore, ricavate ripetendo le misure per dieci volte e calcolando valor medio e deviazione standard.

osservare la relazione tra i flussi emessi dal disco di accrescimento e dalla BLR. Si nota, infatti, come il flusso del continuo raggiunga un valore massimo durante la quarta notte, mentre il picco del flusso della riga  $H\beta$  viene raggiunto a distanza di circa una decina di giorni, come atteso, durante la quinta notte.

Si noti, infine, che i rapporti di Eddington ricavati con i due metodi, nel caso in cui si è usata la  $L_{5100}$  riflettono la variabilità temporale dell'emissione della sorgente, mentre nel caso in cui si sia usata la riga dell'ossigeno rimangono costanti, avendo posto il flusso dell'[OIII] $\lambda$ 5007 uguale a quello dello spettro mediano. In quest'ultimo caso, tuttavia, si osserva un valore generalmente più basso, dovuto al fatto che l'emissione del continuo potrebbe essere contaminata dalla presenza di un jet relativistico.

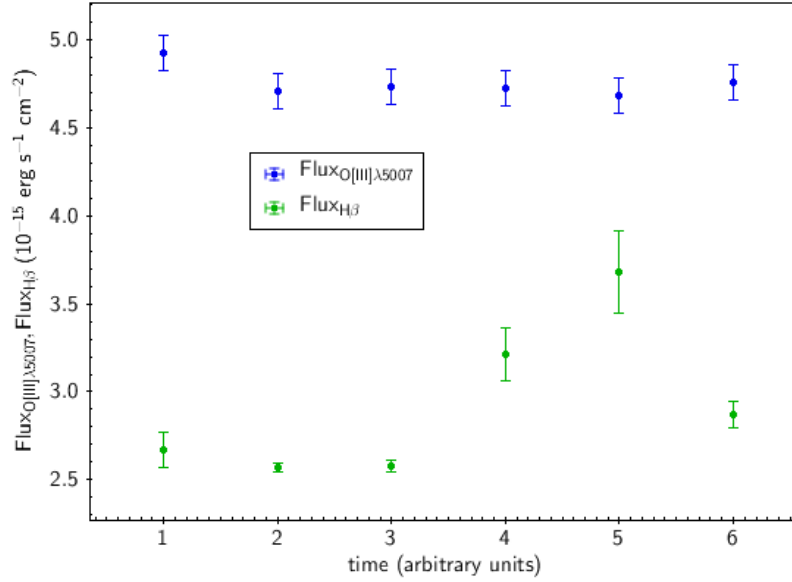


Figura 5.7: Flusso della riga [OIII] $\lambda$ 5007 (punti blu) contro il flusso del riga H $\beta$  (punti verdi), con relative barre di errore, ricavate ripetendo le misure per dieci volte e calcolando valor medio e deviazione standard.

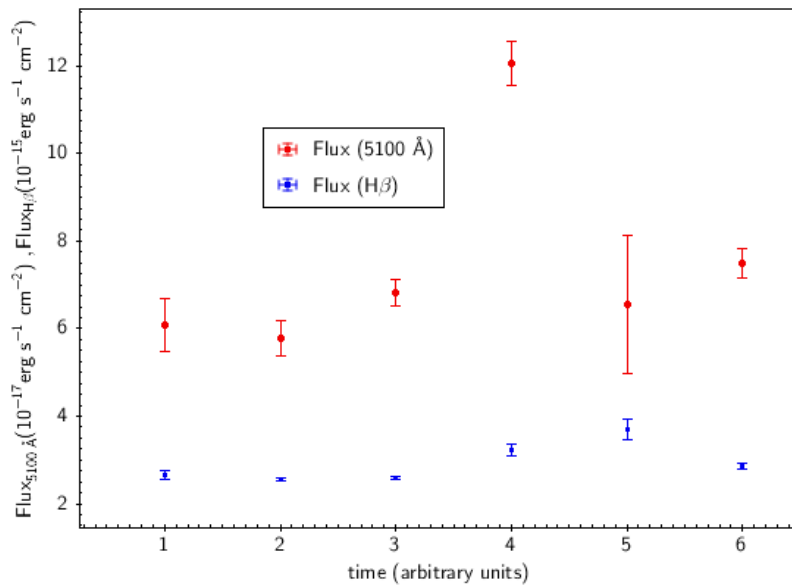


Figura 5.8: Si nota come il flusso della riga H $\beta$  vari con il tempo, come anche l'emissione a 5100 Å, che corrisponde al flusso emesso dal disco di accrescimento. Le due variazioni, come atteso, avvengono in istanti diversi.

# Conclusioni

Le Narrow-Line Seyfert 1 sono una tipologia di nuclei galattici attivi caratterizzati dall'aver righe permesse più strette, se confrontate con quelle delle Seyfert 1, nonché dall'emissione intensa del ferro ionizzato. Solo circa il 7% di queste galassie è radio-loud e, tra questi rari oggetti, solamente in venti casi è stato osservato un flusso anche ad alte energie, nei raggi  $\gamma$ . Una di queste sorgenti è PKS 2004-447, il cui spettro nel regime ottico è stato elaborato ed analizzato nel corso di questa tesi. Sono stati ridotti i dati acquisiti tramite lo strumento FORS2 (utilizzato in questo caso in modalità long-slit spectroscopy) montato all'UT1, uno dei quattro telescopi che costituiscono il Very Large Telescope. Le osservazioni sono state condotte in sei notti, distribuite nell'arco di sei mesi, durante ciascuna delle quali sono stati acquisiti quattro spettri della sorgente in esame. Ogni spettro è stato corretto per bias e flat field ed è stato poi calibrato in lunghezza d'onda e in flusso. Utilizzando il software IRAF, una volta ridotti i quattro spettri acquisiti per ogni notte, se ne è calcolato uno spettro medio. I sei spettri medi, così ottenuti, sono stati utilizzati per calcolare uno spettro mediano, dopo averli corretti per assorbimento galattico, pari a  $A(V) = 0.019$  mag, e per redshift, pari a  $z = 0.24$ , valore ottenuto misurando la posizione delle righe  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e  $[\text{O III}]\lambda 5007$ . Avendo lo spettro mediano un rapporto segnale-rumore più elevato, è stato possibile utilizzarlo per ottenere il modello di emissione del ferro, che si è provveduto poi a sottrarre ai sei spettri medi. Affinché le misure relative alle righe di emissione, ad esempio di  $H\beta$  o di  $[\text{O III}]\lambda 5007$ , non fossero influenzate dalle diverse condizioni di osservazione durante le sei notti, ogni spettro è stato moltiplicato per un fattore ottenuto dal rapporto fra il flusso di  $[\text{O III}]\lambda 5007$  misurato nello spettro mediano e quello dello spettro dal riscaldare. Si è scelta la riga dell'ossigeno poiché il tempo scala con cui la sua intensità varia è dell'ordine delle decine di anni e per questo motivo possiamo considerare invariato il suo flusso nel corso dei alcuni mesi di osservazioni. Il flusso di  $H\beta$ , emessa in parte dalla BLR ed in parte dalla NLR, è stato misurato fittando l'osservabile con tre gaussiane, due per riprodurre la componente  $H\beta$ -broad ed una per riprodurre  $H\beta$ -narrow. La gaussiana usata per riprodurre  $H\beta$ -narrow è stata costruita ponendo il picco pari prima a

1/7, poi 1/10 ed infine 1/15 dell'intensità massima raggiunta da [OIII] $\lambda$ 5007 e fissandone la FWHM uguale a quella di [OIII] $\lambda$ 5007. Il motivo di quest'ultima scelta risiedeva nel fatto che il gas nella NLR ha una cinematica che causa l'allargamento delle righe di emissione tanto dell'ossigeno quanto dell'idrogeno presenti nella stessa regione. Poiché [OIII] $\lambda$ 5007 è presente solo nella NLR, la larghezza della riga da esso generata darà la velocità in tale regione. Mentre, per quanto riguarda la scelta dell'intensità del picco, si è fatto riferimento a quanto osservato nelle galassie con la sola NLR visibile, ovvero le Seyfert 2, in cui in media il rapporto risulta essere pari ad 1/10, con uno spread di valori che variano per l'appunto tra 1/7 ed 1/15. Poiché l'intervallo di valori è molto ampio, si è provato a vedere come cambiassero i risultati finali supponendo questi tre tipi di rapporti. Successivamente, si sono misurati l'indice spettrale del continuo ed il rapporto R4570 - ovvero il rapporto tra il flusso emesso dal ferro ionizzato e quello di H $\beta$ -broad . Si è trovato come l'indice spettrale  $\alpha = -0.45$  fosse consistente con la presenza di un gas di elettroni che emettono per sincrotrone, in accordo con l'ipotesi che nel disco di accrescimento, a causa dell'interazione tra le particelle di gas, sia presente un campo magnetico; mentre la misura di R4570 =  $0.124 \pm 0.017$  ha confermato che l'emissione - relativa al flusso di H $\beta$  - del ferro ionizzato, nella nostra sorgente, sembra essere più basso di quello di una tipica NLSy1 (D'Ammando, 2019). Si sono misurate anche le larghezze equivalenti della riga H $\beta$  e [OIII] $\lambda$ 5007 ed il flusso nel continuo a 5100 Å, trovando risultati consistenti con quanto atteso da una sorgente che presenta un'emissione ottica variabile nel tempo. Per finire, usando lo spettro mediano è stata calcolata la massa del buco nero super-massiccio al centro della galassia, che è risultato essere pari a  $3.02 \cdot 10^7 M_{\odot}$ , consistente con quanto stimato da Oshlack et al. (2001), nonché i rapporti di Eddington per le sei notti. I risultati rimarcano il problema ben più ampio, che riguarda in generale le  $\gamma$ -NLSy1, dell'aver una massa del SMBH troppo piccola per osservare un'emissione nei raggi  $\gamma$ , o, in altre parole, per avere un jet relativistico, essendo il segnale ad alta energia causato da un processo di SSC subito dagli elettroni presenti nel jet. Si è, inoltre, trovato un rapporto di Eddington medio pari a  $0.077 \pm 0.024$ , utilizzando l'emissione a 5100 Å per stimare la luminosità bolometrica della sorgente, supponendo che  $L_{5100 \text{ \AA}}$  sia dovuta alla presenza di un disco di accrescimento centrale. Mentre, utilizzando la luminosità della riga [OIII], si è calcolato  $r_{\text{eda}} = 0.037 \pm 0.001$ . Il fatto che il secondo valore risulti più basso del primo, è in accordo con l'ipotesi che la sorgente possieda un jet relativistico, il quale emetterebbe anche a 5100 Å, contaminando per questo motivo l'emissione associata al disco di accrescimento. Entrambi i valori, consistenti con quanto misurato da Chen et al. (2018) e Cracco et al. (2016), mostrano come tale sorgente accresca materia dentro il SMBH ad un tasso basso, rispetto ai valori tipici delle NLSy1. Tale progetto di tesi si collocava in un lavoro più ampio, in cui vogliamo confrontare le proprietà nell'ottico di PKS 2004-447 con quelle osservate durante un burst nei raggi

$\gamma$ , avvenuto nell'Ottobre del 2019. Tramite questo lavoro è stato possibile osservare un incremento dell'emissione del continuo, durante il burst, così come ci si aspettava, insieme ad un incremento del flusso della riga  $H\beta$ . Un aspetto interessante è che è stato osservato un maggiore incremento del flusso nel continuo, rispetto a quello della riga  $H\beta$ . Poiché quest'ultima, secondo i modelli che descrivono i nuclei galattici attivi, è causata dai fotoni ionizzati emessi dal disco di accrescimento, dovrebbe variare in maniera direttamente proporzionale alla variazione della sua intensità nel continuo. Il fatto che non sia accaduto questo può essere indicativo che all'emissione del continuo ha contribuito in parte anche il jet generato dal buco nero super-massiccio, oltre che il disco di accrescimento.



# Bibliografia

Abdo, A.A.; Ackermann,M.; Ajello,M.; Allafort, A et al. Fermi Large Area Telescope First Source Catalog. 2010, ApJ Suppl. Ser., 188, 405

Antonucci R. R. J., Optical polarization position angle versus radio structure axis in Seyfert galaxies. 1983, Nature, 303, 158

Antonucci, Robert. Unified models for active galactic nuclei and quasars. 1993, Annual Rev. Astron. Astrophys., 31, 473-521

Baldi, Ranieri D.; Capetti, Alessandro; Robinson, Andrew; Laor, Ari et al. Radio-loud Narrow Line Seyfert 1 under a different perspective: a revised black hole mass estimate from optical spectropolarimetry. 2016, MNRAS, 458, L69-L73

Banados, Eduardo. The host galaxy and environment of a bright QSO at  $z=7.54$ , 2017, HST Proposal, cycle 25

Beckert, T.; Duschl, W. J. The dynamical state of a thick cloudy torus around an AGN. 2004, A&A, 426, 445-454

Beckmann, V.; Shrader, C., Active Galactic Nulcei, 2012, published by WILEY-VCH

Berton, M.; Ciroi, S.; Congiu, E.; Chen, S.; Crepaldi, L. et al. Spectroscopic observations of the flaring gamma-ray narrow-line Seyfert 1 PKS 2004-447, 2019, The Astronomer's Telegram, No. 13259

Berton, M.; Foschini, L.; Ciroi, S.; Cracco, V. et al. [O III] line properties in two samples of radio-emitting narrow-line Seyfert 1 galaxies. 2016, A&A, 591, A88

Berton, M.; Foschini, L.; Ciroi, S.; Cracco, V.; La Mura, G.; Lister, M.

- L.; Mathur, S. et al. Parent population of flat-spectrum radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies. 2015, *A&A*, 578, A28, 12
- Bian, W.; Zhao, Y. The mass estimate in narrow-line Seyfert 1 galaxies. 2004, Proceedings of IAU Symposium, No. 222. Edited by T. StorchiBergmann, L.C. Ho, and Henrique R. Schmitt
- Blandford, R. D.; Netzer, H.; Woltjer, L. 'Active Galactic Nuclei' published by Springer-Verlag, Saas-Fee Advanced Course 20 Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, 1990
- Blandford, R. D.; Payne, D. G. Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. 1982, *MNRAS*, 199, 883-903
- Blandford, R. D.; Rees, M. J. A "twin-exhaust" model for double radio sources. 1974, *MNRAS*, 169, 395-415
- Blandford, R. D.; Znajek, R. L. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes., 1977, *MNRAS*, 179, 433-456
- Boller, T.; Brandt, W. N.; Fink, H. Soft X-ray properties of narrow-line Seyfert 1 galaxies. 1996, *A&A*, 305, 53
- Boroson, Todd A.; Green, Richard F. The Emission-Line Properties of Low-Redshift Quasi-stellar Objects. 1992, *Astrophysical Journal Supplement*, 80, 109
- Caccianiga, A.; Antón, S.; Ballo, L.; Foschini, L.; Maccacaro, T. et al. WISE colours and star formation in the host galaxies of radio-loud narrow-line Seyfert 1., 2015, *Mon. Notices R. Astron. Soc.*, 451, 1795 Calderone, G.; Ghisellini, G.; Colpi, M.; Dotti, M. Black hole mass estimate for a sample of radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies. 2013, *MNRAS*, 431, 210-239
- Celotti A.; Blandford, R.D., On the Formation of Jets. 2001, 'Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography and Formation' published by Springer-Verlag, 206
- Collin, S.; Kawaguchi, T.; Peterson, B. M.; Vestergaard, M. Systematic effects in measurement of black hole masses by emission-line reverberation of active galactic nuclei: Eddington ratio and inclination. 2006, *A&A*, 456, 75-90
- Collin, Suzy; Kawaguchi, Toshihiro. Accretion rates in narrow Line Seyfert 1 galaxies and the growth of massive black holes. 2004, *Semaine de l'A-*

strophysique Francaise, meeting held in Paris, published by EdP-Sciences, Conference Series, 2004, p. 335

D'Ammando, F.; Orienti, M.; Finke, J.; Raiteri, C.M.; Angelakis, E. et al. Multifrequency studies of the narrow-line Seyfert 1 galaxy SBS 0846+513. *Mon. Notices R. Astron. Soc.* 2013, 436, 191

D'Ammando, Filippo. Relativistic Jets in Gamma-Ray-Emitting Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies. 2019, *Galaxies*, 7, issue 4, 87

Dermer, C. D., Schlickeiser, R., Mastichiadis, A. High-energy gamma radiation from extragalactic radio sources. 1992, *A&A*, 256, L27

Drinkwater, M. J., Webster, R. L., Francis, P. J., Condon, J. J., Ellison, S. L., Jauncey, D. L., Lovell, J., Peterson, B. A., Savage, A. The Parkes Half-Jansky Flat-Spectrum Sample. 1997, *MNRAS*, 284, 85 Fanaroff, B. L.; Riley, J. M. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. 1974, *MNRAS*, 167, 31P-36P

Foschini, L. Evidence of powerful relativistic jets in narrow-line Seyfert 1 galaxies, in 'Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe', 2011, *Proceedings of Science*, Trieste, Italy, p. id 24

Foschini, L.; Berton, M.; Caccianiga, A.; Ciroi, S.; Cracco, V.; Peterson, B. M. et al. Properties of flat-spectrum radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxies. 2015, *A&A*, 575, A13

Foschini, L.; Maraschi, L.; Tavecchio, F.; Ghisellini, G. et al. Blazar nuclei in radio-loud narrow-line Seyfert 1? 2009, *Adv. Space Res.*, 43, 889

Foschini, Luigi. Jetted Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies & Co.: where do we stand? 2020, arXiv:2008.13383

Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A. et al. A unifying view of the spectral energy distributions of blazars. 1998, *MNRAS*, 299, 433–448, (doi: 10.1046/j.1365- 8711.1998.01828.x)

Gallo, L.C.; Edwards, P.G.; Ferrero, E.; Kataoka, J.; Lewis, D.R. et al. The spectral energy distribution of PKS 2004-447: A compact steep-spectrum source and possible radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxy. *Mon. Notices R. Astron. Soc.* 2006, 370, 245

Geoff C.-F. Chen, Christopher D. Fassnacht, Sherry. H. Suyu, Cristian E. Rusu et al. A SHARP view of H0LiCOW: H0 from three time-delay gra-

- vitational lens systems with adaptive optics imaging. 2019, arXiv:1907.02533
- Ghisellini, G., Maraschi, L. 1989, Bulk Acceleration in Relativistic Jets and the Spectral Properties of Blazars. *ApJ*, 340, 181
- Goodrich R. W., Spectropolarimetry of “Narrow-Line” Seyfert 1 Galaxies 1989, *ApJ*, 342, 224
- Greene, Jenny E.; Hood, Carol E.; Barth, Aaron J.; Bennert, Vardha N. et al. The Lick AGN Monitoring Project: Alternate Routes to a Broad-line Region Radius. 2010, *ApJ*, 723, 409-416
- Grupe, Dirk; Mathur, Smita. MBH  $\sigma$  Relation for a Complete Sample of Soft X-Ray-selected Active Galactic Nuclei, 2004, *ApJ*, 606, L41-L44
- Heger A.; Woosley S. E. The Nucleosynthetic Signature of Population III. 2001, Department of Astronomy and Astrophysics, University of California at Santa Cruz.
- Jaffe, W.; Meisenheimer, K.; Röttgering, H. J. A.; Leinert, Ch.; Richichi, A. et al. The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068. 2004, *Nature*, 429, 6987, 47-49
- Kaspi S., Smith P. S., Netzer H., Maoz D., Jannuzi B. T., Givon U. Reverberation Measurements for 17 Quasars and the Size-Mass-Luminosity Relations in Active Galactic Nuclei. 2000, *ApJ*, 533, 631 Kay L. E., Magalhaes A. M., Elizalde F., Rodrigues C., Spectropolarimetry of the Luminous Narrow-Line Seyfert Galaxies IRAS 20181-2244 and IRAS 13224-3809. 1999, *ApJ*, 518, 2
- Keller, S. C.; Bessell, M. S.; Frebel, A.; Casey, A. R. et al. A single low-energy, iron-poor supernova as the source of metals in the star SMSS J031300.36-670839.3., 2014, *Nature*, 506, 7489, 463-466 Komossa, S.; Xu, D. Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and the MBH- $\sigma$  Relation. 2007, *ApJ*, 667, L33-L36
- Komossa, Stefanie; Voges, Wolfgang; Xu, Dawei; Mathur, Smita et al. Radioloud Narrow-Line Type 1 Quasars. 2006, *Astron. J.*, 132. 531-545
- Koratkar, Anuradha P.; Gaskell, C. Martin. Radius-Luminosity and Mass-Luminosity Relationships for Active Galactic Nuclei. 1991, *Astrphy. J. Letters*, 370, L61
- Kovacevic J., Luka C. Popovic, Milan S. Dimitrijevic. The optical Fe II emission lines in Active Galactic Nuclei. 2010, *Mem. S. A. It. Suppl.*, 15,

Kreikenbohm, A.; Schulz, R.; Kadler, M.; Wilms, J.; Markowitz, A. et al. The gamma-ray emitting radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxy PKS 2004-447. I. The X-ray View. 2016, *A&A*, 585, 91

Krolik, Julian H.; Begelman, Mitchell C. Molecular Tori in Seyfert Galaxies: Feeding the Monster and Hiding It. 1988, *ApJ*, 329, 702

Larsson, J.; D'Ammando, F.; Falocco, S.; Giroletti, M. et al. FBQS J1644+2619: Multiwavelength properties and its place in the class of  $\gamma$ -ray emitting Narrow Line Seyfert 1s. 2018 *Mon. Notices R. Astron. Soc.*, 476, 43

Leighly, K. M.; Halpern, J. P. HST STIS Ultraviolet Spectral Evidence of Outflows in Extreme Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies. 1999, *American Astronomical Society*, 31, 1459 Lynden-Bell, D.; Rees, M.J. On quasars, dust and the galactic centre., *Monthly Notices of the R. A. S.*, 1971, 152, 461

MacLeod, C. L., Ivezić, Z., Kochanek, C. S., et al. Modeling the Time Variability of SDSS Stripe 82 Quasars as a Damped Random Walk. 2010, *ApJ*, 721, 1014

Marziani, Paola; Dultzin, Deborah; Sulentic, Jack W.; Del Olmo, Ascensión et al. A main sequence for quasars. 2018, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 5

Mathur, Smita. New insights into the narrow-line Seyfert 1 phenomenon. 2000, *New Astronomy Reviews*, 44, 7-9, 469-475

Mayer L.; Bonoli S. The route to massive black hole formation via merger-driven direct collapse: a review. 2018, submitted to *Reports of Progress in Physics* (arXiv:1803.06391v1)

McLure, R. J.; Dunlop, J. S. The black hole masses of Seyfert galaxies and quasars. 2001, *MNRAS*, 327, 199-207

Miller, H. Richard; Wiita, Paul J. 'Lecture Notes in Physics' published by Springer-Verlag , 1987

Nelson, C. H.; Whittle, M. Featureless Continua and Stellar Absorption Lines in the Nuclear Spectra of Seyfert Galaxies. 2000, *American Astronomical Society*, 197th AAS Meeting, id.110.10; *Bulletin of the American Astronomical Society*, 32, 1590

- Nikołajuk, M.; Czerny, B.; Gurynowicz, P. NLSy1 galaxies and estimation of their central black hole masses from the X-ray excess variance method. 2009, MNRAS, 394, 2141-2152
- Onken, Christopher A.; Ferrarese, Laura; Merritt, David; Peterson, Bradley M. et al. Determining the zero-point calibration for AGN black hole mass estimates. 2004, The Interplay among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, Proceedings of IAU Symposium, No. 222
- Orienti, M.; D'Ammando, F.; Larsson, J.; Finke, J.; Giroletti, M et al. Investigating powerful jets in radio-loud narrow-line Seyfert 1s. 2015, Mon. Notices R. Astron. Soc., 453, 4037
- Oshlack, A. Y. K. N.; Webster, R. L.; Whiting, M. T. A Very Radio Loud Narrow-Line Seyfert 1: PKS 2004-447. 2001, ApJ, 558, 578-582
- Osterbrock, D. E.; Pogge, R. W. The spectra of narrow-line Seyfert 1 galaxies. 1985, ApJ, 297, 166-176
- Ostriker, Jeremiah P.; Gnedin, Nickolay Y. Reheating of the Universe and Population III. 1996, ApJ, 472, L63
- Padovani, Paolo. On the two main classes of active galactic nuclei, 2017, Nature Astronomy, 1
- Paliya, Vaidehi S.; Stalin, C. S.; Shukla, Amit; Sahayanathan, S. The Nature of  $\gamma$ -Ray Loud Narrow-line Seyfert I Galaxies PKS 1502+036 and PKS 2004-447, 2013, ApJ, 768, 52, 10
- Peterson, B. M. Masses of Black Holes in Active Galactic Nuclei: Implications for Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies, in 'Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their place in the Universe', 2011, Proceedings of Science, Trieste, Italy, p. id 32
- Peterson, Bradley M. Black hole masses from reverberation measurements. 2004, IAU Symposium, No. 222. Edited by T. Storchi-Bergmann, L.C. Ho, and Henrique R. Schmitt
- Petrov, Romain G.; Millour, Florentin; Lagarde, Stéphane; Vannier, Martin et al. VLTI/AMBER differential interferometry of the broad-line region of the quasar 3C273. 2012, Optical and Infrared Interferometry III. Proceedings of the SPIE, 8445
- Prieto, M. Almudena; Meisenheimer, K.; Marco, Olivier; Reunanen, Juha;

- et al. Unveiling the Central Parsec Region of an Active Galactic Nucleus: The Circinus Nucleus in the Near-Infrared with the Very Large Telescope. 2004, *ApJ*, 614, 135-141
- Rakshit S.; Stalin C. S.; Chand H.; Zhang X. Properties of Narrow line Seyfert 1 galaxies. 2017, arXiv:1706.00797v1
- Rakshit, S., Stalin, C. S., Chand, H., Zhang, X.-G. VizieR Online Data Catalog: Narrow line Seyfert 1 galaxies from SDSS-DR12. 2017, *ApJ*, 229, 39
- Rakshit, Suvendu; Petrov, Romain G. AGN BLR structure, luminosity and mass from combined reverberation mapping and optical interferometry observations. 2014, *Proceedings of the SPIE*, 9146
- Robinson A., Young S., Axon D. J., Smith J. E., 2011, in Bastien P., Manset N., Clemens D. P., St-Louis N., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 449, Astronomical Polarimetry 2008: Science from Small to Large Telescopes*. Astron Soc. Pac., San Francisco, p. 431
- Rodríguez-Ardila, Alberto; Pastoriza, Miriani G.; Donzelli, Carlos J. Visible and Near-Infrared Spectroscopy of Seyfert 1 and Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies. 2000, *ApJ Suppl. Series*, 126, 63-78
- S. Chen; M. Berton; G. La Mura; E. Congiu; V. Cracco et al. Probing narrow-line Seyfert 1 galaxies in the southern-hemisphere. 2018, *A&A*, 615, A167
- Sahayanathan, S., Godambe, S. Modelling the very high energy flare of 3C 279 using one-zone leptonic model. 2012, *MNRAS*, 419, 1660
- Salpeter, E. E. Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects., *ApJ*, 1964, 140, 796-800
- Schlafly, Edward F.; Finkbeiner, Douglas P. Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD. 2011, *ApJ*, 737, 13 105
- Schmidt, M.; Green, R. F. Quasar evolution derived from the Palomar bright quasar survey and other complete quasar surveys. 1983, *ApJ*, 269, 352-374
- Schulz, R.; Kreikenbohm, A.; Kadler, M.; Ojha, R.; Ros, E.; Stevens, J. et al. The gamma-ray emitting radio-loud narrow-line Seyfert 1 galaxy PKS 2004-447. II. The radio view 2016, *A&A*, 588, 10

Schwarzschild, K. On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory, 1916, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Phys.-Math. Klasse, 189-196

Seyfert, Carl K. Nuclear Emission in Spiral Nebulae. ApJ 1943, 97, 28

Shakura, N.I.; Sunyaev, R. A., Black Holes in Binary Systems: Observational Appearances., 1973, International Astronomical Union. Symposium no. 55, 155

Tchekhovskoy, A., Narayan, R., Mc-Kinney, J.C. Efficient generation of jets from magnetically arrested accretion on a rapidly spinning black hole. 2011, MNRAS, 418, L79–L83 (doi:10.1111/j.1745-3933.2011.01147.x)

Ulvestad, James S.; Antonucci, Robert R. J.; Barvainis, Richard. VLBA Imaging of Central Engines in Radio-Quiet Quasars. 2005, ApJ, 621, 123-129

Vietri, A.; Berton, M.; Ciroi, S.; Congiu, E.; Chen, S. et al. The link between X-ray complexity and optical lines in NLSy1s in 'Revisiting narrow-line Seyfert 1 galaxies and their place in the Universe', 2018, Padova Botanical Garden, Italy, id. 47

Viswanath, Gayathri; Stalin, C. S.; Rakshit, Suwendu; Kurian, Kshama S.; Ujjwal, K. et al. Are Narrow-line Seyfert 1 Galaxies Powered by Low-mass Black Holes? 2019, Astrophys. J. Letters, 881, L24

Woltjer, L. Emission Nuclei in Galaxies. ApJ 1959, 130, 38

Xiong, Zhang, Zheng, et al. 2013, Chinese Astronomy and Astrophysics, 37, 28

Yang, H.; Yuan, W.; Yao, S.; Li Y.; Zhang, J. et al. SDSS J211852.96-073227.5: A new  $\gamma$ -ray flaring narrow-line Seyfert 1 galaxy. 2018, Mon. Notices R. Astron. Soc., 477, 5127

Zel'dovich, Ya. B.; Novikov, I. D. The Radiation of Gravity Waves by Bodies Moving in the Field of a Collapsing Star. Soviet Physics Doklady, 1964, 9, 246

Zhou, Hongyan; Wang, Tinggui; Yuan, Weimin; Lu, Honglin et al. A Comprehensive Study of 2000 Narrow Line Seyfert 1 Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey. I. The Sample. 2006, ApJ, 166, 128-153