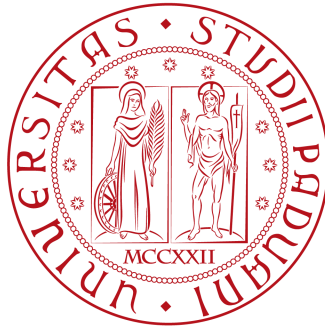


Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia
“Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia



TESI DI LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

**Analisi della Distribuzione Spettrale di Energia in
AGN di tipo 1**

Relatore: Prof. Stefano Cirio

Correlatore: Dott. Giovanni La Mura

Laureando: Gianluca Daniel

ANNO ACCADEMICO 2015-2016

24/06/2016

Indice

1	Cos'è un AGN?	3
1.1	Struttura degli AGN	3
1.1.1	Il <i>Black Hole</i> centrale	3
1.1.2	Il disco di accrescimento	5
1.1.3	Narrow Line e Broad Line Regions	7
1.1.4	Il toro di polveri	9
1.1.5	I getti radio	9
1.2	Classificazione degli AGN	11
1.2.1	La classificazione ottica degli AGN	11
1.2.2	La classificazione X degli AGN	12
1.2.3	Radio Galassie: un caso di interesse	12
1.2.4	Gli AGN ad alto red-shift: i Quasar	13
1.2.5	I Blazars	14
1.2.6	Il Modello Unificato	15
2	La <i>Spectral Energy Distribution</i> degli AGN	17
2.1	I processi fisici negli AGN	17
2.1.1	L'emissione radio: il processo di sincrotrone	17
2.1.2	Il Compton Inverso	20
2.1.3	La radiazione di <i>Self Compton</i>	22
2.1.4	La radiazione termica: il corpo nero	24
2.2	SED e Modello Unificato	24
3	Elaborazione dati	29
3.1	La selezione del campione	29
3.2	La misura del flusso a 5100 Å	30
3.3	Il calcolo del flusso bolometrico	32
3.4	Risultati	35
4	Conclusioni	39
	Bibliografia	41

Introduzione

Gli AGN, o *Active Galactic Nuclei*, sono tra gli oggetti più interessanti per quanto riguarda la fisica delle alte energie. In questi oggetti la presenza nel nucleo di un buco nero in accrescimento permette di assistere a fenomeni che altrove non risultano essere visibili, come per esempio l'effetto Compton Inverso, l'effetto Penrose o anche moti superluminari. Questa peculiarità li rende oggetti molto interessanti da studiare: da più di 50 anni infatti si investiga sulla natura di questi corpi celesti e, nonostante gli enormi successi riportati in quest'ambito, rimangono alcuni aspetti non ancora spiegati.

In questa tesi si vuole quindi analizzare in modo approfondito un aspetto che caratterizza l'emissione di questi oggetti, ossia la relazione che lega la luminosità ottica calcolata a 5100 Å alla luminosità bolometrica. Per analizzare questa relazione sarà necessario prima comprendere i meccanismi di emissione tipici degli AGN e capire quindi la forma della *Spectral Energy Distribution*, o SED, partendo da dati provenienti da diversi cataloghi per coprire tutte le frequenze dal radio fino all'X. Dopo un'adeguata selezione del campione di oggetti da studiare, si procederà con l'analisi dello spettro ottico ottenuto dalla Sloan Digital Sky Survey, in particolare si eseguiranno le necessarie correzioni per arrossamento galattico e redshift e solo dopo queste operazioni si procederà con il calcolo del flusso nella banda centrata a 5100 Å. Oltre al calcolo del flusso, dallo spettro ottico si procederà al calcolo della Full Width Half Maximum (FWHM) relativa alla riga H β , perché come si vedrà questa grandezza è legata alla massa del buco nero centrale. Si proseguirà poi con il calcolo del flusso bolometrico tramite la ricostruzione, a partire dai dati di diverse survey, del profilo della SED, o *Spectral Energy Distribution*, per ciascun oggetto, avendo prima analizzato i meccanismi di emissione che caratterizzano gli AGN. In conclusione si calcherà il fattore correttivo di ciascun oggetto, ossia il rapporto tra le luminosità bolometrica e ottica calcolate. In ultima analisi, si verificherà l'accordo tra i dati disponibili e la relazione utilizzata in letteratura:

$$L_{Bol} = 9 \cdot L_{Opt}$$

Oltre a questo, si controllerà se la relazione $L_{Opt} - L_{Bol}$ ha una qualche dipendenza dalla massa del buco nero, poiché questa assieme a L_{Bol} entra nel calcolo del rapporto di Eddington e quindi del tasso di accrescimento del buco nero.

Nel primo capitolo verranno analizzate le componenti fisiche che caratterizzano la struttura degli AGN, per passare poi a riassumere la classificazione accettata per questi oggetti, cercando di trovarne il nesso con tale struttura. Nel secondo capitolo è invece riportata la trattazione fisica dei processi di emissione che avvengono nelle diverse componenti degli AGN, per arrivare nella conclusione del capitolo al tentativo di tracciare la SED, ossia la distribuzione di energia sull'intero spettro elettromagnetico, ragionando esclusivamente con la classificazione discussa nel primo capitolo e con le previsioni teoriche dei vari processi di emissione. Nel terzo capitolo verrà invece esposto il procedimento seguito nell'analisi dei dati. Infine, nel quarto capitolo verranno discussi i risultati ottenuti.

Capitolo 1

Cos'è un AGN?

Questo capitolo tratta degli aspetti generali degli AGN, in particolare le strutture che compongono un AGN e la classificazione adottata. Sono queste le basi da cui partire per poter comprendere al meglio i meccanismi di emissione di un AGN, argomento che verrà trattato nel capitolo successivo.

1.1 Struttura degli AGN

1.1.1 Il *Black Hole* centrale

L'idea che gli AGN siano alimentati da buchi neri (spesso abbreviati a BH) è presente fin dai primi studi teorici che ne hanno interpretato la natura (Hoyle et al. (1964); Lynden-Bell (1969)). La ragione di questa scelta è semplicemente data dal fatto che non esistono altre spiegazioni valide per poter ottenere energie così elevate nelle emissioni. Come si osserva, gli AGN sono oggetti compatti, estremamente luminosi e spesso molto variabili nelle emissioni a corte lunghezze d'onda. Come vedremo nella prossima sezione, questo può essere spiegato dall'instaurarsi di un regime di accrescimento; ormai si è convinti che al centro di tutte le galassie sia presente un BH massiccio, e gli AGN rappresentano quindi una fase di accrescimento in massa del BH centrale.

Una delle caratteristiche principali dei BH è la presenza dell'*orizzonte degli eventi*, ossia un limite oltre il quale la velocità di fuga del BH è maggiore della velocità della luce (c). Ciò comporta, molto semplicemente, che oltre questo limite nessuna informazione può più uscire dal campo gravitazionale del BH. Matematicamente, questo orizzonte si trova a una distanza, detta raggio di Schwarzschild, data da:

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

dove G è la costante di gravitazione universale e M_{BH} rappresenta la massa del BH. Un osservatore che si avvicina a un BH restando in comunicazione con un secondo osservatore esterno vedrà delle evidenti discrepanze: lo spazio nei pressi del BH è distorto, tanto da alterare le traiettorie delle particelle che cadono verso di esso. Anche il tempo viene distorto: l'osservatore esterno vedrà il tempo del primo scorrere più lentamente man mano che questi si avvicina al BH; quindi vedrà l'osservatore avvicinarsi all'orizzonte degli eventi, e rallentare man mano che si avvicina, fino a fermarsi nel momento in cui raggiunge l'orizzonte. Questo effetto è conosciuto come dilatazione gravitazionale del tempo, ma ha come conseguenza un altro effetto molto interessante: la dilatazione del tempo causerà anche un cambio di frequenza per i fotoni, che risulteranno quindi arrossati se visti da un osservatore esterno. L'effetto, noto come Redshift gravitazionale, è descritto come:

$$\frac{\nu_{oss}}{\nu} = 1 - \frac{GM_{BH}}{c^2 r} \quad (1.2)$$

dove ν_{oss} è la frequenza del fotone osservata, ν è invece la frequenza di emissione del fotone e r è la distanza dal BH del punto di emissione del fotone. Tutti questi effetti sono visibili a un osservatore esterno; infatti, un osservatore che si stia avvicinando al BH non si renderà conto di nessuno di questi effetti, e passerà attraverso l'orizzonte degli eventi dopo un tempo finito, anche se non sarà in grado di

dire l'istante esatto. Nel più semplice caso di un BH non rotante la metrica spaziotemporale è descritta tramite la metrica di Schwarzschild:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R_S}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) - \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) c^2 dt^2 \quad (1.3)$$

Da questa metrica si può vedere che il tempo proprio di un osservatore a una distanza r dal BH è dato da $(1 - R_S/r)^{1/2} dt$, che è effettivamente minore del tempo dt di un osservatore distante dal BH. Se un osservatore si trova quindi al raggio di Schwarzschild, si vede che la relazione va a zero, quindi un secondo osservatore vedrà effettivamente come congelato il tempo proprio del primo. Se si fa tendere a infinito la distanza dal BH, effettivamente il termine tende a 1, e si può quindi approssimare alla metrica Newtoniana.

I calcoli fin qui riportati fanno riferimento al caso trattato nel 1916 da Schwarzschild, ossia una superficie sferica statica. Il caso degli AGN è però più complesso in quanto il BH è in rotazione: per la trattazione di questo caso è necessario adottare la metrica di Kerr, calcolata negli anni '60 del secolo scorso. BH rotanti sono formati dal collasso gravitazionale di nubi di gas che hanno quasi sicuramente un momento angolare non nullo, e per questo è lecito pensare che la quasi totalità dei BH in astrofisica siano del tipo di Kerr. Tale soluzione non verrà qui trattata per via analitica, ma se ne riportano le differenze fondamentali con il modello di Schwarzschild.

1. Processo Penrose

Sviluppato nel 1969 dal matematico Roger Penrose, questo processo riesce a spiegare una consistente perdita di energia da parte del BH sotto forma di particelle altamente energetiche. Attorno al BH si sviluppa solitamente un ellissoide, detto *ergosfera*: questa regione è per definizione quella delimitata da un lato dall'orizzonte degli eventi, e dall'altro da una superficie (detta ergosuperficie) su cui, per un osservatore esterno, i raggi luminosi controrotanti rispetto allo spin del BH mantengono una coordinata angolare costante. In questa zona le particelle subiscono una corotazione, che le accelera fino a velocità prossime alla velocità c . Inoltre, nell'ergosfera vengono a invertirsi la coordinata temporale con una coordinata angolare, e questo cambio di coordinate permette alla particella di assumere valori in energia sia positivi che negativi. Immaginiamo ora di considerare una particella che entra nella ergosfera; date le alte energie considerate, è possibile che questa particella si divida in una coppia particella-antiparticella. Essendo ancora valido il principio di conservazione dell'energia, allora solo nell'ergosfera potrebbe verificarsi la situazione in cui una particella abbia energia negativa, mentre l'altra avrà un'energia maggiore rispetto a quella iniziale; questo comporta che la particella con energia negativa cadrà inevitabilmente nel BH, mentre la seconda può raggiungere una velocità di fuga sufficiente per allontanarsi dal BH¹. Questo rappresenta in pratica una *perdita* di energia da parte del BH; questo processo è alla base dell'evaporazione dei BH.

2. Raggio interno del disco di accrescimento

Il disco di accrescimento si pensa abbia come raggio interno l'orbita Kepleriana stabile più interna. Questo raggio risulta essere minore per un BH dotato di spin rispetto a un BH della stessa massa ma non rotante; quantitativamente, se si utilizza come unità il raggio di Schwarzschild R_S , nel caso di un BH di Kerr l'ultima orbita Kepleriana stabile si trova a $r = 1.23R_S$, contro $r = 6R_S$ per un BH non rotante. Questo ha conseguenze in particolare sullo spettro che si osserva: infatti il disco di accrescimento ha un'emissione di corpo nero (BB), dato dal riscaldamento del materiale del disco a seguito dell'accelerazione della rotazione all'avvicinarsi al BH, con un conseguente effetto viscoso che farà aumentare la temperatura secondo la relazione $T \propto r^{-3/4}$. Il risultato di questa differenza di raggio è che il disco raggiungerà temperature maggiori nel caso di un BH rotante, e questo comporta che il picco di emissione di BB sarà a lunghezze d'onda minori.

3. Deformazione delle righe di emissione

Questo aspetto risulta essere particolarmente importante per gli AGN. Una riga in cui questo effetto è molto evidente è la $K\alpha$ del ferro, nel dominio X a 6.4 keV perché si ritiene che venga prodotta nella parte interna del disco di accrescimento, grazie all'interazione con fotoni X prodotti tramite Compton inverso. Nel caso non relativistico, un gas in rotazione emetterà righe spettrali

¹Da ricordare che nell'ergosfera la velocità di fuga è ancora inferiore a c , poiché questo limite si raggiunge solo in corrispondenza dell'orizzonte degli eventi.

caratterizzate dalla presenza di due picchi: infatti, applicando l'effetto Doppler ai fotoni emessi, si otterrà contemporaneamente un redshift e un blueshift sulla stessa riga, creando quindi due picchi distinti, che, in regime classico, apparirebbero simmetrici. Se però considero la regione vicina al BH, le velocità raggiunte dalle particelle sono relativistiche, quindi va considerato un effetto di *beaming*. Per spiegarlo, consideriamo una particella in rotazione con velocità \vec{v} tangente all'orbita. Nel sistema di riferimento della particella, i fotoni emessi hanno direzioni ugualmente distribuite tutto attorno alla particella; noi siamo interessati alla sola componente tangente, che si può facilmente mostrare essere $P_t = \sin^2\phi'$, dove ϕ' è l'angolo che si forma tra l'asse tangente e la direzione di emissione considerata. Dalla relatività speciale, le trasformazioni di Lorentz sono:

$$\sin\phi = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin\phi'}{1 + \beta\cos\phi'} \quad \cos\phi = \frac{\beta + \cos\phi'}{1 + \beta\cos\phi'} \quad (1.4)$$

Consideriamo solo la prima trasformazione: se le velocità sono prossime a c , allora $\beta \mapsto 1$ e $\gamma \mapsto \infty$. Scelgo di trattare l'angolo $\phi' = \pi/4$, perché la probabilità di emissione nel sistema della particella risulta pari a 0.5 a quest'angolo. Sostituendo i valori nella trasformazione, si ottiene:

$$\sin\phi = \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\sqrt{2} + 1} \approx \frac{1}{\gamma} \quad (1.5)$$

ed essendo questa una grandezza vicina allo zero, posso approssimare $\sin\phi \approx \phi$. Ottengo quindi che, nel sistema di riferimento a riposo, la radiazione che viene emessa in $-\pi/4 < \phi' < \pi/4$ viene concentrata nell'intervallo $-\gamma^{-1} < \phi < \gamma^{-1}$. Per questo motivo, uno dei due picchi risulta essere molto più intenso dell'altro. A questo, va aggiunto un ulteriore effetto di redshift gravitazionale.

Nonostante la comunità astrofisica sia ormai concorde nel dire che al centro degli AGN è presente un BH, assai più complessa si rivela l'osservazione diretta. È però possibile verificare la presenza di un BH dall'interazione che questo ha con gli oggetti circostanti; alcuni dei metodi usati per questo scopo sono:

- tracciare le orbite di un gruppo di stelle: vedere come vengono alterate le traiettorie per la presenza del BH permette, oltre che di rivelare la presenza di un BH, anche di stimare la massa centrale;
- ricerca di maser d'acqua, spesso associati a sorgenti compatte vicine al centro galattico: la presenza di molecole d'acqua permette di misurare emissioni a una lunghezza d'onda di 1.35 cm, e grazie al VLBI (*Very Long Baseline Interferometry*) è stato possibile, per alcuni oggetti, verificare con osservazioni l'effettiva presenza di un disco in rotazione attorno al BH, e permettere una stima della massa del BH con un errore inferiore al 20%;
- misurare la radiazione emessa dalla materia che cade nel BH;
- reverberation mapping.

Uno dei risultati più importanti ottenuti negli anni '90 è la relazione che lega la massa del BH centrale con la dispersione di velocità di stelle nel bulge galattico. Si crede quindi che la massa del BH sia legata alla massa del bulge, che è proporzionale alla dispersione della velocità delle stelle, grandezza misurabile espressa come σ . La relazione $M - \sigma$ si esprime quindi come:

$$\frac{M_{BH}}{10^8 M_\odot} = \alpha \left(\frac{\sigma}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^\beta \quad (1.6)$$

dove α e β possono essere facilmente reperiti in letteratura; in particolare, ricordiamo i valori proposti da Gültekin et al. (2009) utilizzando un campione di 50 oggetti, $\alpha = 1.312 \pm 0.08$ e $\beta = 4.24 \pm 0.41$.

1.1.2 Il disco di accrescimento

Il meccanismo alla base dell'emissione AGN è l'accrescimento: infatti, la caduta di materiale in un BH massiccio consente di liberare parte dell'energia potenziale gravitazionale sotto forma di radiazione elettromagnetica. Iniziamo col trattare il caso più semplice, ossia un flusso di accrescimento a simmetria sferica, situazione analoga a quella di un ambiente con vento di materia uniforme. Il tasso di accrescimento del BH può essere quindi scritto come:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v \quad (1.7)$$

dove ρ e v sono rispettivamente la densità e la velocità del vento, mentre r è il raggio del BH. Questo tipo di accrescimento a simmetria sferica viene solitamente detto accrescimento di Bondi. Il raggio effettivo di cattura viene approssimato al punto in cui la velocità di fuga di una particella a distanza R dal BH eguaglia la velocità del vento, ossia $R = 2GM_{BH}/V^2$; il tasso di accrescimento² diventa quindi:

$$\dot{M} = \frac{16\pi\rho G^2 M_{BH}^2}{V^3} \quad (1.8)$$

Va però considerato un limite nell'accrescimento di un oggetto compatto per l'effetto della pressione di radiazione. Questo limite, attribuito a Arthur Eddington, dipende dalla massa dell'oggetto compatto e dall'opacità del materiale di accrescimento (in astrofisica, spesso questa opacità si riduce a quella dell'idrogeno ionizzato). La grandezza osservabile legata al valore critico del tasso di accrescimento è la luminosità dell'oggetto, solitamente chiamata *luminosità di Eddington*. Questa si ottiene eguagliando il gradiente di pressione della massa di accrescimento con il gradiente della pressione di radiazione, rispettivamente:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2} \quad \frac{dP}{dr} = -\frac{\sigma_T\rho}{m_p c} \frac{L}{4\pi r^2} \quad (1.9)$$

dove M è la massa dell'oggetto centrale, σ_T è la sezione d'urto di Thomson e m_p è la massa del protone (se si considera come materiale di accrescimento idrogeno ionizzato). Questo comporta che

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \quad (1.10)$$

Da qui si può definire il *rapporto di Eddington* come:

$$\lambda_{Edd} = \frac{L_{bol}}{L_{Edd}} \quad (1.11)$$

tra la luminosità bolometrica e la luminosità di Eddington. Il *limite di Eddington* si ha quando $\lambda_{Edd} = 1$. In generale, l'accrescimento di Bondi non è considerato come modello valido per gli AGN, soprattutto perché l'efficienza con cui viene trasformata l'energia gravitazionale in energia elettromagnetica è bassa, al contrario di quanto si osserva: l'efficienza può essere aumentata se viene posto come diverso da zero il momento angolare della massa di accrescimento.

È possibile dimostrare che una massa non rigida in rotazione attorno ad un oggetto massiccio si disporrà su una struttura piatta, che chiamiamo disco o, nel caso in cui la massa spiraleggi verso l'oggetto massiccio, *disco di accrescimento*. Uno dei primi problemi riguardo a questo modello che appare evidente dalle osservazioni è che il materiale in orbita deve perdere momento angolare: infatti il momento angolare totale deve conservarsi, però al contempo è necessario dissipare il momento angolare del materiale in caduta sul BH; la soluzione proposta è che il momento angolare venga trasportato nelle regioni lontane dal BH. Shakura e Sunyaev (1973) presentarono un modello valido applicabile a dischi geometricamente sottili ma otticamente spessi con tasso di accrescimento costante, chiamati dischi α .

Una delle assunzioni di base di questo modello è che l'energia relativa alla massa di accrescimento deve essere dissipata in una regione piccola di raggio r . Inoltre, essendo il disco otticamente spesso, viene emessa una radiazione di corpo nero a temperatura $T(r)$. Se consideriamo una porzione del disco che rilascia energia gravitazionale a un tasso di $GM\dot{M}/r$, possiamo allora applicare il teorema del viriale per metterlo in relazione con la temperatura $T(r)$; in particolare, una metà di questa energia dovrà essere convertita in energia termo-cinetica. Per mantenere l'equilibrio locale, l'altra metà di energia deve essere irraggiata, per cui si ottiene:

$$L = \frac{GM\dot{M}}{2r} = 2\pi r^2 \sigma T^4 \quad (1.12)$$

dove σT^4 rappresenta la radiazione di corpo nero, mentre $2\pi r^2$ è l'area delle due facce del disco. Si può quindi mettere la temperatura in relazione con raggio, massa e tasso di accrescimento:

$$T \propto (M\dot{M})^{\frac{1}{4}} r^{-\frac{3}{4}} \quad (1.13)$$

²Questa formulazione non è esatta, ma sufficiente per comprendere il meccanismo di accrescimento.

È possibile stimare lo spettro di emissione del disco sottile. Infatti, un anello a distanza r dal centro avrà una data temperatura $T(r)$, e sarà quindi una sorgente di radiazione secondo la legge di corpo nero, dove quindi luminosità e distribuzione spettrale di energia sono date rispettivamente da:

$$L = 2\pi r \delta r \sigma T^4 \quad B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.14)$$

Il flusso a una data frequenza ν sarà quindi dato da

$$S_\nu \propto \int_{R_{in}}^{R_{out}} B_\nu(T) 2\pi r dr \quad (1.15)$$

Il risultato complessivo è quindi una sovrapposizione continua di diversi spettri di corpo nero, dalla temperatura minore (quella che assume al raggio più esterno) fino alla temperatura maggiore (ossia il raggio interno); quello che solitamente si osserva negli AGN è la parte piatta dello spettro, come si vede in Fig. 1.1

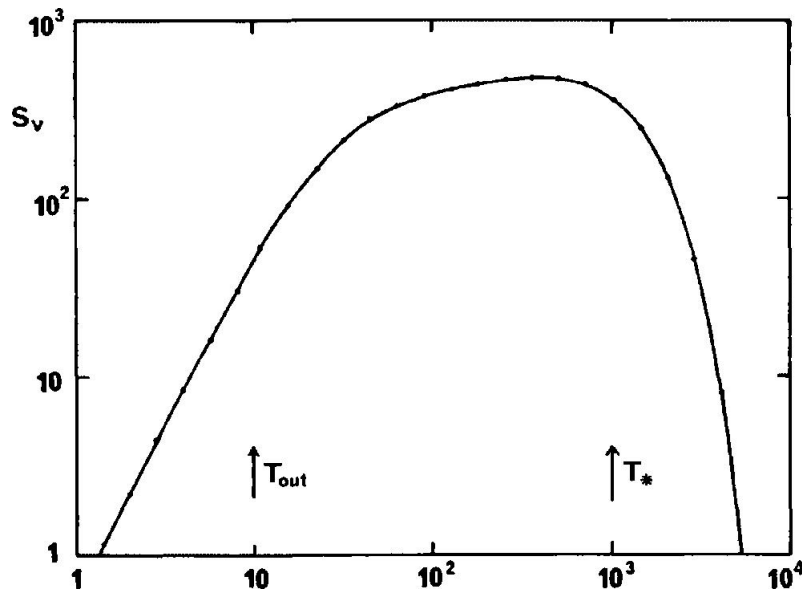


Figura 1.1: Emissione di un disco sottile; si vede la tipica forma piatta di questo spettro, data dalla somma successiva di diversi dischi a temperature decrescenti man mano che ci si allontana dal centro.

Il problema del trasporto del momento angolare è stato spiegato da diversi modelli; uno di questi, proposto da Balbus & Hawley (1992), fa uso di un campo magnetico orientato lungo l'asse del disco. Due elementi di materia radialmente adiacenti subiranno un'interazione analoga a quella di due masse legate da una molla, dove però la tensione è data dalla perturbazione del campo magnetico passante attraverso questi elementi. Teoricamente, gli elementi più interni del disco iniziano a ruotare più rapidamente; a questo punto però si instaura una forza di tensione magnetica, per cui questi elementi tenderanno a decelerare, riducendone quindi il momento angolare e costringendoli a diminuire il raggio orbitale. Viceversa, gli elementi più esterni tendono ad essere accelerati da questa forza, e ne aumenta quindi il momento angolare. Il risultato finale è proprio quello di un trasporto di momento angolare dalla regione più interna verso l'esterno del disco di accrescimento.

Spesso però le condizioni non permettono al disco di entrare in regime α , assumendo quindi l'aspetto come di un toro; questi dischi, detti dischi spessi, non verranno trattati in questa tesi, dal momento che già il caso di disco sottile è spesso sufficiente a spiegare l'emissione degli AGN.

1.1.3 Narrow Line e Broad Line Regions

Una delle proprietà più facilmente osservabili negli AGN è la presenza di righe di emissione con intensità variabile e con larghezze date da effetto Doppler dell'ordine dei 10^3 km s⁻¹. Le righe principali che

subiscono questo effetto sono quelle della serie di Balmer dell'idrogeno $H\alpha$ (6563 Å), $H\beta$ (4861 Å) e $H\gamma$ (4341 Å), la riga $Ly\alpha$ dell'idrogeno (1216 Å), oltre a righe di ioni come $Mg\ II$ (2798 Å), $C\ III$ (?) e $C\ IV$ (1549 Å). Le righe proibite dello spettro (in particolare $[O\ I]$ (6300 Å), $[O\ II]$ (3727 Å), $[O\ III]$ (4363 Å; 4959 + 5007 Å), $[N\ II]$ (6548 + 6584 Å), $[S\ II]$ (6716 + 6731 Å), $[Ne\ III]$ (3869 Å), $[Ne\ V]$ (3346 Å; 3425 Å)) risultano essere invece più strette, dove l'allargamento è comunque dato da effetto Doppler ma relativo a velocità dell'ordine dei $10^2\ km\ s^{-1}$. Questo, unito alla mancanza di variabilità in queste righe, comporta che vengano emesse da una regione diversa rispetto alle righe più allargate, più distante e cinematicamente separata. È da notare però come le righe di Balmer dell'idrogeno presentino due profili, uno allargato e uno stretto, sovrapposti. Queste evidenze permettono quindi di distinguere due regioni nell'AGN, chiamate Broad-line Region (BLR) e Narrow-line Region (NLR).

- **Broad-line Region**

Si assume che la BLR sia in una condizione di equilibrio di fotoionizzazione, ossia quando il tasso di fotoionizzazione è bilanciato dal tasso di ricombinazione. Lo stato di equilibrio può essere rappresentato attraverso il *parametro di ionizzazione*:

$$\xi = \int \frac{L_\nu}{h\nu 4\pi r^2 n c} d\nu \quad (1.16)$$

dove n rappresenta la densità dell'idrogeno. Per una nube di plasma che soddisfa questa condizione è possibile quindi determinare i parametri fisici: osservando le righe di emissione relative ad elementi ionizzati nello spettro e sapendo a che temperatura questi elementi vengono ionizzati, è possibile stimare la temperatura del gas. Solitamente dai calcoli emergono valori $T \sim 10^4\ K$ e $n_e \gtrsim 10^9\ cm^{-3}$. Inoltre è evidente che la BLR è strutturata in filamenti o nubi distinte; un ambiente in cui il gas sia omogeneamente distribuito sarebbe otticamente spesso oltre il limite di Lyman dello spettro, ma questo non si osserva. Temperature dell'ordine di $T \sim 10^4\ K$ comportano un Doppler termico della riga di circa $10\ km\ s^{-1}$, ma dato che la larghezza osservata è maggiore di questa si può dedurre che la causa sia il moto delle nubi di gas della BLR. Questo moto può essere dato dal moto orbitale attorno al BH centrale, pur non escludendo la possibilità di un moto radiale di avvicinamento o allontanamento dal centro. A prescindere, la notevole larghezza Doppler indica che le nubi si trovano in una regione fortemente legata al potenziale gravitazionale del BH: di conseguenza lo studio della BLR permette di ottenere numerose informazioni sul BH centrale. Le dimensioni della BLR vanno da alcuni giorni-luce per gli AGN più piccoli fino a dimensioni dell'ordine del parsec nel caso di oggetti di maggiore luminosità.

La struttura comunemente accettata della BLR è fatta di tante nubi, ognuna delle quali risulta essere divisa in due diverse parti: quella rivolta verso il BH, altamente ionizzata, con righe di emissione osservate come $He\ II$ (1640 Å), $He\ I$ (5876 Å), $O\ VI$ (1032 Å), $N\ V$ (1240 Å) e $C\ IV$ (1549 Å); quella opposta alla sorgente centrale, meno ionizzata, con righe in emissione come $Mg\ II$, $Ca\ II$, $O\ I$ e $Fe\ II$. Una proprietà importante per la BLR è stata trovata da Baldwin (1977), ed è una relazione tra l'intensità della riga $C\ IV$ a 1549 Å, rappresentata dalla *larghezza equivalente* (corrisponde alla larghezza che assumerebbe la riga se si volesse il medesimo flusso della riga integrando però la radiazione del continuo). e la luminosità del continuo monocromatico a 1450 Å. La relazione, conosciuta con il nome di effetto Baldwin è esprimibile come:

$$\log EW(C\ IV) = -K \log L_{1450\ \text{Å}} + \text{cost} \quad (1.17)$$

Successivamente, si trovarono altre relazioni tra diverse righe di emissione, come la $Ly\alpha$, $C\ III$] e $Mg\ II$, fino a trovare una relazione anche nel dominio X dello spettro, più precisamente tra la riga $Fe\ K\alpha$ a 6.4 keV ed il continuo a 2 keV.

- **Narrow-line Region**

La presenza di righe proibite con larghezza data dalla FWHM (*Full Width Half-Maximum*) tra i 400 e i 500 $km\ s^{-1}$ (ossia circa un ordine di grandezza in meno rispetto alla BLR) negli AGN sono indicative di una seconda regione spazialmente distinta. Il fatto che il flusso delle righe però non risponda ai cambiamenti di intensità del continuo indica che questa seconda regione si estenda per un centinaio di parsec, molto di più paragonato alla precedente regione; inoltre, dal confronto con nebulose galattiche e dallo studio della fisica atomica alla base dell'emissione di tali righe appare

evidente che le condizioni termodinamiche in cui si trova sono diverse, in particolare la presenza di transizioni proibite e semiproibite è indice di densità numeriche inferiori, $n_e \sim 10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$. In questa seconda regione, detta NLR, la materia viene fotoionizzata dai fotoni UV e X prodotti dal materiale in accrescimento attorno al BH. La massa totale del gas della NLR si stima essere di circa $10^6 M_\odot$.

1.1.4 Il toro di polveri

Dalle osservazioni, emerge chiaramente la presenza di assorbimento da parte di gas e polveri. Per gli AGN privi di attività in banda radio venne inizialmente ipotizzata una struttura toroidale di polveri, in grado di oscurare la regione centrale dell'AGN. Dalla dimensione compatta della Broad Line region, si suppone che questa struttura si collochi nella regione dominata dal campo gravitazionale del BH. Da studi dinamici, si è propensi a un modello in cui la distribuzione di materia sia disomogenea, a nubi, piuttosto che una distribuzione continua. Uno dei motivi principali di questa scelta sta nella possibilità, nel caso disomogeneo, di avere un range maggiore di temperature delle polveri alla medesima distanza, e questo può spiegare le basse temperature delle polveri vicine al nucleo trovate in alcuni casi, come ad esempio in NGC 1068. Mentre quindi la componente UV e visibile dello spettro viene fortemente assorbita, la componente infrarossa viene invece trasmessa in buona parte, e questa può rivelare in alcuni casi la presenza della BLR. Dagli studi si è arrivati a definire il rapporto altezza-raggio del toro come $H/R \sim 1$.

Un argomento di interesse è capire come si forma però questa struttura. Esistono diverse possibilità a riguardo; per esempio, potrebbero formarsi nubi di gas dalla regione più esterna e relativamente fredda della del disco di accrescimento, e orbitare quindi lungo il perimetro del disco. In alternativa, l'accrescimento può essere dovuto alla materia della galassia ospite. Un problema però emerge sul rapporto H/R : in particolare, i moti verticali per sostenere le nubi in una struttura idrostatica con $H \sim R$ sono ostici da spiegare tramite questo modello.

Lawrence (1991) mise in evidenza un problema di questo primo modello toroidale: in un certo numero di AGN oscurati dal toro di polveri trovò una funzione decrescente di luminosità tra ottico e infrarosso, inoltre le osservazioni in X e radio mostrarono la presenza di un numero di AGN fortemente arrossati via via crescente a basse luminosità. Il modello proposto va sotto il nome di “receding torus”: il toro ha un range di spessori geometrici differenti oltre alla posizione differente del bordo interno, legata alla distanza radiale dal BH in cui si raggiunge la temperatura di sublimazione delle polveri.

1.1.5 I getti radio

L'ultima componente che andiamo a trattare sono i getti radio. Da un punto di vista osservativo, sono delle strutture molto estese, con dimensioni dell'ordine delle centinaia di kpc, caratterizzate da un'emissione radio molto marcata, con uno spettro che, in alcuni casi, può arrivare ad estendersi fino al dominio dell'infrarosso e dell'ottico. Si ritiene siano getti di plasma a velocità relativistica estremamente collimati che vengono espulsi dal disco di accrescimento dell'AGN.

La presenza di getti radio potenti caratterizza solo il 10% del totale di tutti gli AGN. La radiazione dei getti influisce sullo spettro finale dell'AGN, che risulta dominato da un'emissione non termica di sincrotrone e un'altra non termica nel dominio X e γ .

Ancora non è certa la composizione dei getti radio. Dallo studio delle correlazioni tra *flares* X e γ , si è propensi a credere che una composizione leptonica dei getti, mentre una composizione esclusivamente adronica non sembra essere possibile, e questo perché l'emissione da parte di adroni necessita di velocità ultrarelativistiche per queste particelle; non è comunque da escludere la presenza di adroni nei getti, che non modificherebbe comunque l'emissione dei leptoni. L'interpretazione attuale considera un misto di protoni e leptoni; i protoni costituirebbero il maggior contributo in energia cinetica, mentre i leptoni sarebbero la sola componente in emissione. Esistono però anche evidenze a favore dell'emissione adronica nei getti; una di queste, presentata da Aharonian (2000), si basa sull'osservazione dello spettro TeV, il quale, anche durante un *flare*, resta stabile nonostante la grande variabilità del flusso di fotoni γ . L'argomentazione portata assume che protoni altamente energetici ($E \geq 10^{19} \text{ eV}$) emettono per sincrotrone in una regione con un campo magnetico molto intenso ($B \sim 30 - 100 \text{ G}$) con dimensioni tipiche dell'ordine

di $R \sim 10^{15} - 10^{16}$ cm e con un fattore Doppler:

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos\theta)} \simeq 10 - 30$$

dove θ è l'angolo tra la linea di vista e la direzione di propagazione del getto, mentre β è la velocità delle particelle relativa alla velocità della luce e γ è il fattore di Lorentz. Nonostante questo modello riesca a spiegare la stabilità dello spettro, non è comunque soddisfacente, in quanto è visibile anche una grande variabilità dell'emissione γ , inspiegabile con queste assunzioni.

È ancora molto dibattuta la questione su quale processo riesca a generare questi getti di plasma; il modello comunemente accettato tratta dei campi magnetici disposti parallelamente all'asse del disco, la cui torsione e l'interazione con il materiale ionizzato costringe a collimare la componente uscente del disco lungo la direzione dell'asse di rotazione del disco, creando una struttura bipolare che si genera dal centro del nucleo attivo, ossia in corrispondenza del BH.

Il modello comunemente accettato per spiegare la formazione di questi getti è il processo Blandford-Znajek, in cui l'energia viene estratta da un BH in rotazione; le linee di campo magnetico in prossimità dell'ergosfera vengono trascinate dallo spin del BH. Il materiale relativistico viene quindi lanciato dalla riconfigurazione delle linee di campo. Modelli di simulazione numerica sviluppati negli ultimi anni sostengono questa interpretazione: si è visto che, per un parametro di spin:

$$j = \frac{cJ}{GM_{BH}^2} = 0.99$$

dove J rappresenta il momento angolare del BH con massa M_{BH} , si trova una quantità di energia disponibile nei getti radio del 140% rispetto all'energia dell'accrescimento.

Per spiegare la generazione di questi getti è necessario assumere una forma elicoidale delle linee di campo magnetico, ma questo non emerge dalle osservazioni, dove si sono registrati invece campi magnetici turbolenti e non simmetrici. Si assume quindi che la struttura elicoidale in realtà sia presente, ma solo su scale inferiori a quelle attualmente visibili con VLBI (*Very Large Baseline Interferometer*).

Un altro argomento controverso è la distanza a cui verrebbe accelerato il plasma: è possibile che il plasma raggiunga la velocità massima ad appena qualche decina di raggi di Schwarzschild dal BH, o in alternativa l'accelerazione del plasma potrebbe essere più graduale, operando su distanze di centinaia se non migliaia di raggi di Schwarzschild. A favore di questa seconda ipotesi, si può pensare che nell'intenso campo di radiazione delle regioni più interne si verifichi una sorta di "frenamento Compton", ossia il fascio di particelle subirebbe in generale una perdita di energia a causa dello scattering Compton con il campo di radiazione.

Una caratteristica tipica che appare dall'osservazione dei getti radio è l'apparente velocità superluminale che il plasma raggiunge in alcuni casi. Questo effetto è dovuto ad una particolare condizione geometrica. Supponiamo di osservare un AGN con un getto radio avente un angolo α con la linea di vista. Consideriamo una componente di materia che si propaghi lungo il getto con una velocità v : a un tempo t_1 vedremo l'AGN emettere questo elemento di materia, e dal momento che la radiazione si propaga con velocità c osserveremo l'evento *emissione* a un tempo t'_1 dato da $t'_1 = d/c$, dove d è la distanza dell'oggetto dal punto di osservazione. Dopo un tempo pari a Δt l'elemento di materia avrà percorso una distanza pari a $\Delta x = v\Delta t$ nella direzione del getto. Il movimento complessivo che viene visto è solo la componente perpendicolare alla linea di vista, $\Delta x_{Oss} = v\Delta t \sin\alpha$; l'angolo sotto cui viene visto questo spostamento sarà pari a

$$\Theta = \frac{v\Delta t \sin\alpha}{r}$$

dove r è la distanza dall'osservatore dell'elemento dopo un tempo $t_2 = t_1 + \Delta t$. Mettiamoci nella condizione in cui $r \gg \Delta x$ e Θ molto piccolo. L'osservatore assisterà all'emissione dell'elemento di materia a un tempo

$$t'_1 = t_1 + \frac{r + v\Delta t \cos\alpha}{c} \quad (1.18)$$

e vedrà l'elemento arrivare alla distanza Δx al tempo

$$t'_2 = t_2 + \frac{r}{c} \quad (1.19)$$

Per l'osservatore quindi l'intervallo temporale intercorso tra l'osservazione di due segnali sarà differente da quello reale, in particolare sarà dato da

$$\begin{aligned}\Delta t' &= t'_2 - t'_1 = t_2 + \frac{r}{c} - t_1 - \frac{r - v\Delta t \cos\alpha}{c} = \Delta t - \frac{v\Delta t \cos\alpha}{c} \\ &= \Delta t \left(1 - \frac{v}{c} \cos\alpha\right)\end{aligned}\quad (1.20)$$

Si vede quindi una velocità perpendicolare alla linea di vista pari a

$$\frac{v_{\perp}}{c} = \frac{1}{c} \frac{v\Delta t \sin\alpha}{\Delta t'} = \frac{v \sin\alpha}{c \left(1 - \frac{v}{c} \cos\alpha\right)} \quad (1.21)$$

Si può mostrare che questa equazione ha un massimo per $\alpha_{max} = \frac{1}{\cos\frac{v}{c}}$. Quindi la massima velocità perpendicolare osservabile è data da

$$v_{\perp}^{max} = v \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = v\Gamma \quad (1.22)$$

dove Γ è il fattore di Lorentz relativo alla materia emessa. Dal momento che il fattore di Lorentz può assumere valori $\Gamma \gg 1$, nel caso di moti relativistici, con velocità prossime a c e poco discoste dalla linea di vista, possono verificarsi le condizioni geometriche necessarie ad indurre l'osservazione di velocità superluminali apparenti.

1.2 Classificazione degli AGN

1.2.1 La classificazione ottica degli AGN

Dopo che Hubble (1926) aveva verificato la natura extra-galattica delle "nebulose a spirale", Seyfert (1943) notò che alcune di esse mostravano uno spettro peculiare. A differenza delle altre galassie non attive, caratterizzate da spettri di tipo stellare, questi oggetti mostravano forti righe di emissione ed un nucleo compatto ed estremamente luminoso.

Al giorno d'oggi, grazie all'avvento dei grandi telescopi e l'evoluzione della spettroscopia, è facilmente ottenibile lo spettro di queste galassie, detti AGN proprio per l'anomala attività del nucleo. Nonostante la risoluzione dei telescopi sia sensibilmente migliorata, risulta ancora impossibile distinguere la struttura interna degli AGN. Per questo, la classificazione che è ad oggi adottata si basa su dati spettroscopici.

Per motivi storici, la classificazione viene fatta a partire dallo spettro ottico. In onore del loro scopritore, venne dato il nome di *galassie di Seyfert* ai primi AGN classificati. Questi mostrano uno spettro caratterizzato da righe di emissione a diversi gradi di ionizzazione. Dallo studio degli spettri di questi AGN, Khachikian & Weedman (1974) evidenziarono la presenza di due differenti tipologie di galassie di Seyfert: mentre tutti gli spettri hanno righe strette di emissione per elementi altamente ionizzati, solo alcune Seyfert mostrano anche righe allargate. Basandosi sul confronto tra i profili delle righe strette e quelli delle righe della serie di Balmer, si distingue tra Seyfert 1 (righe $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$ allargate rispetto alle righe proibite) e Seyfert 2 (tutte le righe di emissione sono strette). Se si guarda con più attenzione lo spettro Seyfert 1, si può distinguere spesso la presenza di due componenti distinte nella serie di Balmer: le righe dell'idrogeno sono date dalla sovrapposizione di una componente larga e una stretta. Inoltre, lo spettro di una Seyfert 1 è spesso caratterizzato dalla presenza di multipletti di righe di Fe II, raggruppati attorno alle lunghezze d'onda di 4570 Å e 5200 Å. Nel continuo, quello che si osserva è una sovrapposizione tra lo spettro AGN e lo spettro della galassia ospite; dalle osservazioni, risulta che nello spettro di una Seyfert 2 il continuo dell'AGN è debole ed è quindi dominato dallo spettro stellare. Il continuo dell'AGN risulta non termico, senza le caratteristiche righe di assorbimento stellari.

Normalmente, vengono osservati anche oggetti intermedi tra questi, e prendono il nome di Seyfert 1.2, 1.5, 1.8 e 1.9, seguendo lo schema di Osterbrock (1977). Il parametro usato per distinguere tra questi oggetti è il rapporto tra i picchi delle componenti stretta e allargata della riga $H\beta$, stimata approssimativamente senza ricorrere all'effettivo rapporto tra i flussi delle componenti.

1.2.2 La classificazione X degli AGN

Finora la classificazione seguita ha considerato solo osservazioni nella banda ottica. Una classificazione simile può essere fatta anche per la banda X dello spettro, basata però sulla misura dell'assorbimento nei *soft X-rays*, ossia per fotoni con energia $E < 2$ keV. L'assorbimento viene quantificato facendo riferimento alla densità di colonna di idrogeno N_H lungo la linea di vista, misurata in particelle su cm^2 . Come si vedrà dal Modello Unificato, la sostanziale differenza che c'è tra AGN di tipo 1 e tipo 2 sta nell'assorbimento complessivo lungo la linea di vista, in particolare gli AGN di tipo 2 hanno un maggior assorbimento a causa del toro di polveri che va a posizionarsi lungo la linea di vista. Nella classificazione X viene quindi fatta una suddivisione simile: posto come valore di riferimento $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, si definiscono AGN di tipo 1 tutti quegli oggetti con N_H inferiore al valore di riferimento, mentre si dicono di tipo 2 gli AGN con valore superiore al riferimento. Se si confrontano gli oggetti tra classificazione ottica e X, ci si rende conto che la maggior parte delle Seyfert 1 e 1.2 risultano essere di tipo 1, ma non la totalità di queste; lo stesso si verifica per gli AGN di tipo 2.

Esiste una tipologia particolare di Seyfert, che presentano tratti sia delle Seyfert 1 che delle Seyfert 2: le Narrow-Line Seyfert 1 (*NLS1*). Questa tipologia è caratterizzata da una forte emissione di fotoni X, mentre la riga $H\beta$ è relativamente stretta, con una $FWHM < 2000 \text{ km s}^{-1}$. Inoltre, nell'UV mostrano righe comunque più strette delle Seyfert 1, e hanno emissione minore per le righe C IV e C III]. Il rapporto tra l'intensità delle righe Fe II e $H\beta$ può arrivare ad essere anche due volte più forte rispetto alle altre Seyfert. Andando poi a calcolare la massa centrale dell'AGN, emerge che nel caso delle NLS1 la massa centrale è circa la metà della massa tipica di una Seyfert ($M_{BH,NLS1} \sim 10^5 - 10^7 M_\odot$), anche se hanno una luminosità bolometrica simile. Questo comporta che le NLS1 hanno un tasso di accrescimento maggiore delle Seyfert, ossia sono più vicine al limite di Eddington. Recentemente, questi oggetti sono tornati al centro dell'interesse grazie alla scoperta di una forte emissione nello spettro γ , e questo indica la presenza di un getto relativistico che emette con spettro non termico.

1.2.3 Radio Galassie: un caso di interesse

Oltre alla classificazione ottica e X, esiste un'altra banda dello spettro elettromagnetico di interesse nel caso dello studio degli AGN: la banda radio. A queste lunghezze d'onda infatti alcune delle galassie osservate presentano una grande attività, e per questo sono state chiamate chiamate Radio Loud (*RL*), o Radio-galassie; per parlare di Radio-galassia però è necessario che la luminosità a 175 MHz sia di almeno $L_R = 10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Un noto vantaggio delle osservazioni nella banda radio è il maggiore potere risolutivo che si può raggiungere sfruttando l'interferometria³. L'osservazione interferometrica delle radio-galassie ha rivelato la presenza di una struttura molto estesa, consistente in due getti, chiamati *getti radio*, che si estendono per distanze enormi, dell'ordine dei 100 kpc, e partono dal nucleo attivo, terminando con due ampi lobi laddove il getto perde coerenza. Basandosi sulla sola osservazione di questa struttura, Fanaroff & Riley (1974) crearono due classi di radio-galassie: le Fanaroff-Riley di tipo 1 (FR-1), in cui la luminosità radio decresce dal nucleo andando verso i lobi, e le Fanaroff-Riley di tipo 2 (FR-2), in cui invece i lobi risultano essere molto luminosi in confronto ai getti (Fig.1.2 e Fig.1.3). In alcuni casi (come per l'oggetto 3C175, Fig. 1.3) uno dei due getti risulta invisibile, e questo avviene a causa di un diverso contributo Doppler per i due getti.

Questa classificazione però non è legata alla natura del nucleo, quindi venne abbandonata in favore di una classificazione che considerasse sia gli aspetti spettroscopici che quelli morfologici. Vennero quindi create due nuove classi di AGN, detti NLRG (*Narrow Line Radio Galaxy*) e BLRG (*Broad Line Radio Galaxy*). Mentre i primi hanno uno spettro analogo a quello Seyfert 2, i secondi sono invece simili alle Seyfert 1 con qualche differenza, per esempio la serie di Balmer risulta essere maggiormente allargata e con picchi piatti rispetto a una Seyfert 1, o anche una minor emissione da parte del FeII rispetto a una Seyfert 1.

³Per far questo, vengono usate diverse antenne, disposte a grande distanza: ai fini risolutivi, maggiore è la distanza tra queste antenne, maggiore sarà il potere risolutivo dell'osservazione, così come la risoluzione del singolo telescopio è legata alla dimensione dello specchio primario. Per questo, l'interferometria radio risulta essere un'ottima risorsa per osservazioni morfologiche.

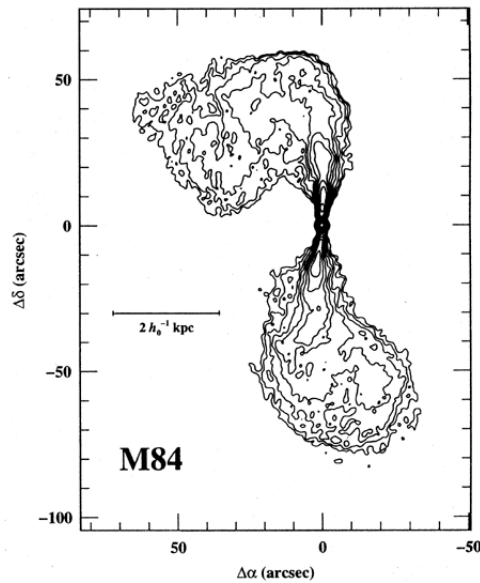


Figura 1.2: La galassia M84 a 5GHz. Si riconosce la struttura tipica delle FR-1.

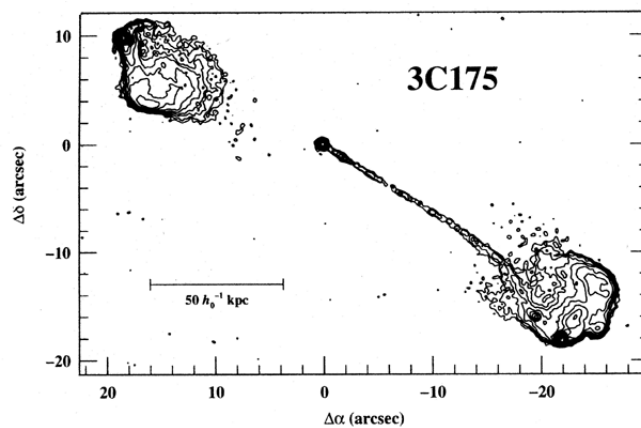


Figura 1.3: La galassia 3C175 a 5GHz. Si vede la luminosità dei lobi tipica delle FR-2. Da notare come un getto non sia visibile, a causa dell'effetto Doppler.

1.2.4 Gli AGN ad alto red-shift: i Quasar

Tra gli anni '50 e '60 del secolo scorso vennero eseguite diverse surveys, alcune con l'utilizzo di radio telescopi; uno dei cataloghi più importanti, il terzo catalogo di Cambridge (*3C*), conteneva sorgenti rivelate a 159 MHz con un flusso maggiore di 8 Jy. L'osservazione degli oggetti nell'ottico rivelò che molte sorgenti erano radio galassie e resti di supernova, come ci si aspettava; altri oggetti però furono molto difficili da identificare, e quando vennero identificati si vide che apparivano come stelle brillanti nell'ottico. Vennero quindi chiamate *quasi-stellar radio sources*, o quasar. Un'indagine più accurata, pubblicata da Schmidt (1963), rivelò la presenza di forti righe di emissione, che vennero poi riconosciute come righe della serie di Balmer, le quali mostravano un redshift spesso molto elevato. L'ipotesi quindi fu che si trattasse dell'equivalente di AGN a una distanza però molto superiore. Grazie ad osservazioni successive si è riusciti a colmare la differenza che intercorre tra Seyfert e quasar con la scoperta di oggetti intermedi. Per convenzione, si è posto come confine tra Seyfert e quasar il valore in magnitudine assoluta $M_V = -22.25$: tutti gli AGN con magnitudine assoluta inferiore a questo valore vengono ora definiti come quasar.

Un altro modo utilizzato per distinguere i quasar da altri oggetti è dato proprio dallo spettro ottico, che presenta una grande emissione nella parte blu, denominata *Big Blue Bump*, comunemente interpre-

tato come l'emissione del disco di accrescimento. Mentre le stelle di tipo solare presentano un picco in corrispondenza di $\lambda \simeq 500$ nm e le stelle di classe spettrale O invece a $\lambda \simeq 350$ nm, il BBB appare molto intenso a $\lambda = 100 - 400$ nm, mentre il picco raggiunge frequenze molto maggiori, indicativamente $\nu = 10^{15} - 10^{16}$ Hz. Questa emissione non può evidentemente essere associata alla componente stellare della galassia ospite.

Un dato interessante è la distribuzione dei quasar tra tipo 1 e tipo 2 dopo le prime surveys. Risultavano essere presenti molti più quasar con righe allargate, riferiti quindi al tipo 1, rispetto a quelli di tipo 2. Questa differenza era data dalla difficoltà di trovare quasar di tipo 2, soprattutto a causa della bassa emissione di questi oggetti nella banda radio. Basti pensare che fino al 1990 non era stato rivelato nessun quasar con righe strette.

Data la distinzione che viene fatta tra quasar e Seyfert, si può asserire che i primi rappresentano gli AGN più luminosi in assoluto, per cui è possibile osservarli fino a grande distanza nell'Universo. Ad oggi, il quasar più lontano identificato si trova a $z = 7.085$, andando a collocarsi quindi appena 800 milioni di anni dopo il Big Bang. Osservando la distribuzione di quasar in relazione al loro redshift, si mette in evidenza un picco a circa $z \simeq 1.8$: quindi nel passato la concentrazione di quasar per unità di volume doveva essere maggiore.

Possiamo dividere i quasar in due sottogruppi, usando come criterio la loro attività nella banda radio. Per distinguere tra quasar radio-quiet e radio-loud, si utilizza un parametro, R^* , definito da Kellermann et al. (1994) come il rapporto del flusso radio sul flusso ottico dell'oggetto:

$$R^* = \frac{f_{radio}}{f_B} \quad (1.23)$$

Un oggetto è radio-loud se $R^* > 10$, altrimenti è radio-quiet.

1. Quasar Radio-quiet

Questi oggetti sono caratterizzati dall'assenza di una marcata emissione nella banda radio; risultano essere molto più difficili da osservare rispetto alla loro controparte radio-loud. A seguito di survey spettroscopiche molto dettagliate nella banda ottica, è stato possibile mostrare come in realtà la maggior parte dei quasar, circa il 90%, siano radio-quiet. L'essere radio-quiet non significa però che non ci sia attività nella banda radio: infatti nei quasar radio-quiet si trova comunque una componente radio, anche se il meccanismo con cui questa viene emessa non è chiaro; tra i meccanismi proposti, uno riguarda la presenza di getti radio dalle dimensioni molto contenute, quindi semplicemente con un'emissione meno intensa rispetto ai getti formati negli oggetti radio-loud, mentre una seconda possibile spiegazione è data dal riscaldamento magnetico, un meccanismo analogo a quanto osservato nella corona di stelle attive.

2. Quasar Radio-loud

Come si è già detto, sono stati i primi quasar osservati, in quanto più semplici da rivelare per l'attività radio, l'alta luminosità e la caratteristica forma dello spettro. In generale, hanno alcune caratteristiche in comune con i quasar radio-quiet, come per esempio un flusso continuo variabile, una componente intensa nell'UV e righe di emissione allargate; si vede però che questi oggetti sono ospitati solitamente in galassie più massicce, e i getti radio sono più estesi, con una conseguente maggiore emissione di sincrotrone.

Si può ulteriormente dividere i quasar radio-loud in due sotto classi: Flat Spectrum Radio Quasar (*FSRQ*), e Steep Radio Spectrum Quasar (*SSRQ*). Mentre in questi ultimi a dominare è l'emissione dei lobi della galassia ospite, al contrario i FSRQ hanno una struttura radio molto più compatta.

Per completezza, è da ricordare che esiste un'ulteriore classe di oggetti rivelabili nello spettro radio, che presentano però il picco di emissione nel dominio GHz, e sembra quindi uno spettro invertito. Sono chiamati *inverted spectrum sources* o, più comunemente, *Giga-Hertz Peaked Spectrum sources* abbreviato in GPS. Una caratteristica di questi oggetti è che non mostrano getti radio estesi.

1.2.5 I Blazars

In conclusione, parliamo di un'ultima classe di oggetti: i Blazars. Spesso vengono considerati un sottogruppo dei quasar, dal momento che l'interpretazione accettata per questi oggetti è data dalla coincidenza della linea di vista con la direzione dei getti radio di un quasar radio-loud. In generale, questa classe di

oggetti presenta un'attività anomala, con uno spettro non termico intenso che si estende dal radio fino a lunghezze d'onda X e γ . I blazar a loro volta si dividono in due sottoclassi, BL Lac e FSRQ. Dal momento che la categoria BL Lac è praticamente priva di righe di emissione nello spettro ottico, un criterio usato per distinguere tra le due sottoclassi fa riferimento alla larghezza equivalente della riga: scelto come valore di riferimento una larghezza equivalente $EW = 5 \text{ \AA}$, tutti gli oggetti le cui righe presentano una larghezza inferiore a questo valore vengono classificati come BL Lac.

La differenza negli spettri è comunque evidente: infatti l'assenza delle righe di emissione e l'andamento non termico rendono facilmente riconoscibili i BL Lac dagli FSRQ, nei quali sono invece ben visibili le righe della serie di Balmer, con una componente allargata dovuta probabilmente alla BLR.

I blazar mostrano anche una grande variabilità nel loro spettro, tanto che questa caratteristica è usata per identificarli. La variabilità può assumere periodi annui o in alcuni casi di tempi scala inferiori al giorno. Per l'emissione radio spesso le variazioni sono evidenti dopo poche ore, mentre nello spettro ottico si vedono variazioni del 20% in tempi scala dei minuti.

Un'altra caratteristica che distingue i blazars dagli altri AGN è la polarizzazione intensa e variabile, in media con valore $\Pi \sim 5\%$ (in alcuni casi viene raggiunto anche $\Pi \sim 40\%$).

Gli FSRQ si distinguono, come detto, per la presenza della serie di Balmer con righe allargate su un continuo non termico; dalle osservazioni dirette però è spesso difficile identificare queste righe, e questo a causa della grande luminosità dei getti radio, che rende difficilmente osservabile non solo lo spettro della galassia ospite, ma anche quello della BLR, in cui le righe vengono effettivamente prodotte.

L'assenza di righe spettrali nello spettro dei BL Lac e la difficoltà di osservare lo spettro della galassia ospite rende complesso determinare il redshift dell'oggetto. Per questo, solo in rare occasioni si è misurato un redshift superiore a $z = 0.5$. Oltre a misurare il redshift a partire dalle righe spettrali della galassia ospite, è possibile stimare la distanza del blazar tramite una relazione, trovata da Sbarufatti et al. (2005), tra il redshift e la magnitudine apparente nella banda R della galassia ospite:

$$\log(1 + z) = (0.293 m_R^2 - 7.19 m_R + 45.1) \times 10^{-2} \quad (1.24)$$

Si assume però che le galassie ospiti degli oggetti BL Lac siano simili in dimensioni e luminosità.

Ovviamente la presenza delle righe della BLR nello spettro degli FSRQ rende più semplice stimare il valore del redshift; a redshift superiori a $z = 2$ la luminosità del getto radio tende comunque a dominare sulla BLR, rendendo impossibile stimarne la distanza. Questo si può vedere dalla distribuzione dei blazar in funzione del redshift: infatti solo il 25% si trovano a redshift superiori a $z = 0.5$, e solo qualche caso sporadico si trova oltre $z = 2$ (ricordiamo che la distribuzione dei quasar ci dice che 80% si trova a $z > 0.5$ e 20% a $z > 2$). Si possono trovare, oltre al già trattato problema della stima del redshift, altri criteri di selezione che inficiano la distribuzione dei blazar; per esempio, ad alto redshift risulta praticamente impossibile distinguere un quasar da un blazar dal suo solo spettro di emissione.

1.2.6 Il Modello Unificato

La domanda che ci si pone dopo questa classificazione di tutti gli AGN è semplice: così come avviene per altre classificazioni, come la classe spettrale per le stelle o la classificazione morfologica delle galassie, è possibile costruire un modello per gli AGN in grado di spiegare tutti i dati osservativi?

La soluzione attualmente accettata viene denominata **Modello Unificato** (Fig.1.4). Questo modello si basa solo su due tipologie di oggetti, ossia AGN radio-loud o radio-quiet, e l'angolo tra la linea di vista e l'asse del toro di polveri. Lo spettro dell'AGN è il risultato della somma dei contributi delle varie componenti che non vengono oscurate o che sono dominanti al variare della direzione di osservazione. Diventa quindi fondamentale comprendere i processi di emissione legati alle varie componenti dell'AGN, per poter poi creare per ogni classe di oggetti uno spettro teorico. La trattazione dei processi fisici negli AGN verrà effettuata nel capitolo successivo.

In Fig.1.5 sono riportati gli spettri nel dominio ottico dei diversi tipi di AGN.

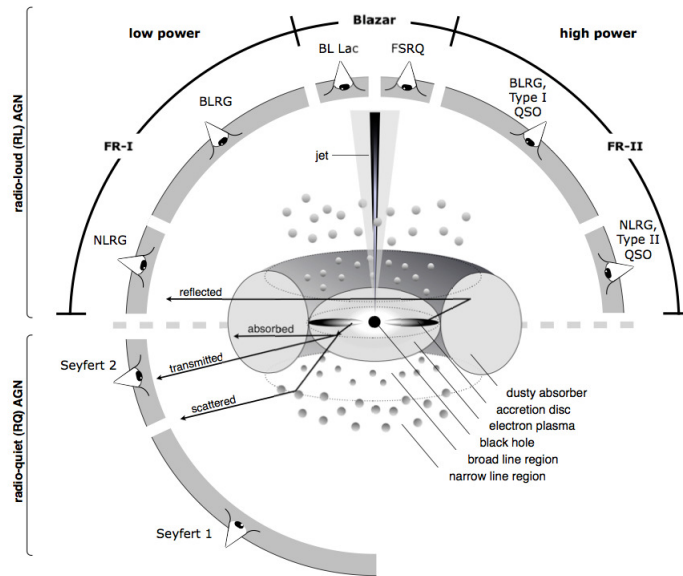


Figura 1.4: Schema del Modello Unificato (da *Active Galactic Nuclei*, V. Beckmann)

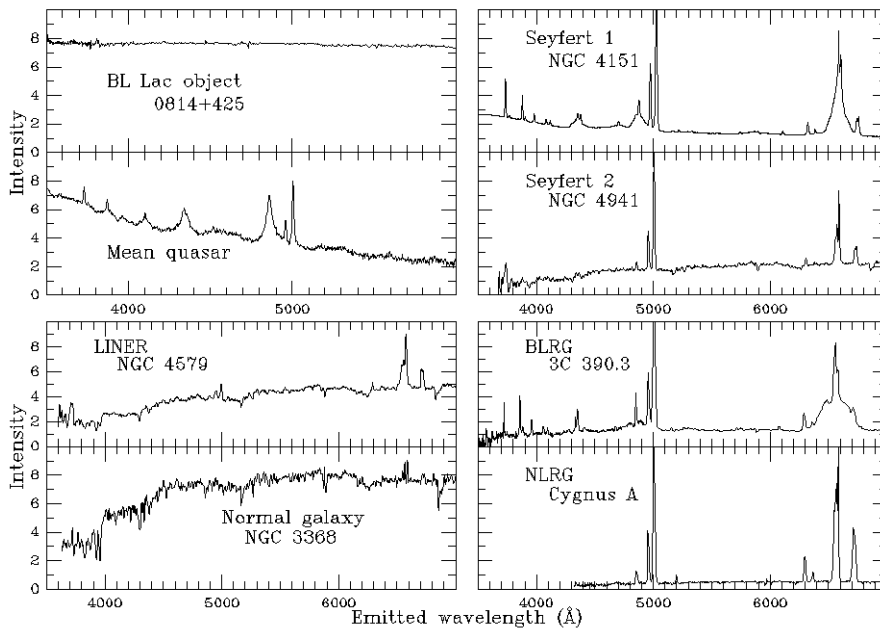


Figura 1.5: In questa immagine sono stati raggruppati tutti gli spettri ottici relativi alle diverse classi di AGN; per confronto, è inserito anche lo spettro di una galassia con nucleo non attivo.

Capitolo 2

La *Spectral Energy Distribution* degli AGN

Questo capitolo ha come obbiettivo la trattazione dei processi fisici che interessano l'emissione continua degli AGN, per poter poi ricavare la forma della *Spectral Energy Distribution* per via teorica. Nella prima parte di questo capitolo verrà eseguita quindi un'analisi fisica dei processi, basandosi sui testi di Longair *High Energy Astrophysics* (2011) e Beckmann *Active Galactic Nuclei* (2011), con l'obbiettivo di ottenere per ciascuno il flusso di radiazione lungo tutto lo spettro.

2.1 I processi fisici negli AGN

2.1.1 L'emissione radio: il processo di sincrotrone

Come si è già visto, circa il 10% degli AGN risultano essere radio-loud. Il contributo dominante nello spettro radio proviene dal processo di sincrotrone, come si capisce dall'emissione a righe allargate, omogenea e fortemente polarizzata. Dalle osservazioni, si deduce la presenza di due radio sorgenti negli AGN: la prima è il core, che appare come una sorgente compatta e non risolta, a cui viene fatta coincidere la posizione del BH centrale; la seconda sorgente è costituita dai getti radio e dai lobi. In prossimità del core i getti radio diventano otticamente sottili, anche se la distanza a cui questo avviene dipende dalla frequenza a cui si osservano: questo effetto, detto *core-shift*, fa sì che all'aumentare della frequenza di osservazione diminuisca la distanza che separa i getti radio dal core. Di solito, lo spettro che si osserva nel core è più piatto rispetto a quello dei getti radio, e presenta una variabilità maggiore nell'intensità.

L'emissione di sincrotrone presuppone che ci siano leptoni relativistici (con fattore di Lorentz $\gamma \sim 10^4$) immersi in un campo magnetico. Come si è già detto, la composizione di questi getti di plasma non è sicura, e ad oggi viene considerato un plasma di protoni e leptoni: il problema è che dalla sola emissione di sincrotrone non si può stabilire la composizione, dal momento che un'eventuale componente adronica non sarebbe in emissione. Anche la densità di energia delle particelle non è sicura: infatti, il medesimo dato osservativo si può argomentare ricorrendo a un fascio di elettroni intenso e un campo magnetico invece debole così come utilizzando un forte campo magnetico con un fascio di elettroni poco energetico.

L'emissione di sincrotrone che normalmente si osserva ci appare come "focalizzata", non dispersa: questo è dovuto a un effetto di *beaming relativistico*, effetto che abbiamo già incontrato nella trattazione della deformazione delle righe spettrali nel caso del BH di Kerr.

Sappiamo dalla fisica classica che una particella carica non emette radiazione finché non subisce un'accelerazione, con un'emissione orientata perpendicolarmente al vettore accelerazione; un classico esempio è dato dall'emissione di dipolo. Un elettrone che entra in interazione con un campo magnetico subisce un'accelerazione data dalla forza di Lorentz

$$\vec{F}_L = e^- \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

dove \vec{v} è la velocità dell'elettrone, mentre \vec{B} è il campo magnetico. Il moto dell'elettrone viene quindi modificato, e può diventare circolare o spiraleiforme, a seconda dell'angolo tra il vettore velocità e le linee

di campo magnetico. Questa accelerazione provoca quindi emissione di radiazione da parte dell'elettrone: in condizioni non relativistiche, la frequenza a cui l'elettrone emette è data da

$$\nu_0 = \frac{e^- B_{\perp}}{2\pi m_e c} \quad (2.2)$$

dove B_{\perp} è la componente del campo magnetico perpendicolare alla velocità dell'elettrone. Questa frequenza prende il nome di **girofrequenza** o **frequenza di ciclotrone**. Nel caso relativistico, la luminosità prodotta da questa accelerazione circolare è stata calcolata da Rybicki & Lightman (1986):

$$L = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^4 \left[\left(\frac{dv_{\perp}}{dt} \right)^2 + \gamma^2 \left(\frac{dv_{\parallel}}{dt} \right)^2 \right] \quad (2.3)$$

dove v_{\perp} è la componente perpendicolare della velocità della particella mentre v_{\parallel} rappresenta la componente parallela. Come si può capire da (2.1), l'accelerazione relativa alla forza di Lorentz è perpendicolare alla velocità, quindi $dv_{\parallel}/dt = 0$, mentre $dv_{\perp}/dt = 2\pi\nu_0 v_{\perp}$. È possibile esprimere la velocità perpendicolare con la velocità dell'elettrone v e l'angolo θ tra la direzione della velocità v e il campo magnetico: $v_{\perp} = v \sin \theta$. La luminosità diventa quindi:

$$L = \frac{2e^4 B^2 \gamma^2}{3c^5 m^2} v_{\perp}^2 = \frac{2e^4 B^2 \gamma^2 v^2 \sin^2 \theta}{3c^5 m^2} \quad (2.4)$$

Se si assume che la distribuzione delle velocità sia isotropa, allora

$$\langle v_{\perp}^2 \rangle = \frac{v^2}{4\pi} \int \sin^2 \theta d\Omega = \frac{2v^2}{3}$$

Sostituendo in (2.4) si ottiene

$$L = \frac{4e^4 B^2 \gamma^2 v^2}{9c^5 m^2} = -\frac{dE}{dt} = \frac{4e^4 B^2 E^2}{9m^4 c^7} \quad (2.5)$$

dove E è l'energia dell'elettrone. È possibile usare una forma più compatta di questa formula utilizzando la sezione d'urto Thomson σ_T e la densità di energia magnetica $U_B = B^2/8\pi$

$$L = \frac{4}{3} \sigma_T \frac{v^2}{c} \gamma^2 U_B$$

che diventa, nel caso relativistico,

$$L = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 U_B \quad (2.6)$$

A velocità relativistiche l'emissione dell'elettrone sarà molto collimata in una direzione per effetto del già citato beaming relativistico. Il risultato è che all'osservatore arriva una radiazione sotto forma di rapidi impulsi, aventi ciascuno una durata molto inferiore della tipica frequenza di ciclotrone, $\Delta t \simeq 0.5\gamma^{-2}\nu_0^{-1}$. La frequenza che si osserva sarà quindi

$$\nu \sim \Delta t^{-1} \sim \gamma^2 \nu_0 \quad (2.7)$$

A noi interessa però la derivazione dello spettro energetico in funzione della frequenza: partiamo quindi dall'emissione relativa a un singolo elettrone.

$$j(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \theta}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(z) dz$$

dove $K_{\frac{5}{3}}$ è una funzione di Bessel modificata di ordine $\frac{5}{3}$; si può esprimere, per semplicità, come

$$j(\nu) \propto \nu^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\nu}{\nu_c}} \quad (2.8)$$

Questa proporzionalità è sufficiente per comprendere l'andamento dell'emissione lungo lo spettro, che è qui riportato in Fig.2.1. Calcoliamo ora lo spettro per una distribuzione di elettroni. Per descrivere la

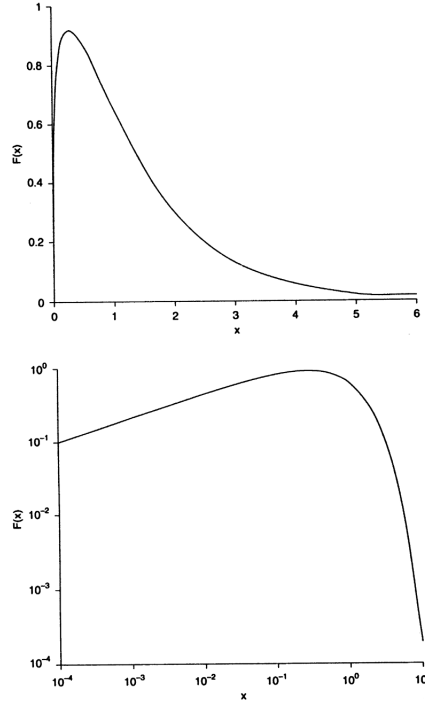


Figura 2.1: Spettro dell'emissione di sincrotrone; in alto, quella relativa al singolo elettrone; in basso, spettro calcolato per una distribuzione a legge di potenza per gli elettroni. [NB: Nell'asse delle ordinate troviamo non la frequenza ma la coordinata relativa $x = \frac{\nu}{\nu_c}$] (*High Energy Astrophysics*, M. Longair)

distribuzione degli elettroni secondo la loro energia, si usa solitamente una legge di potenza:

$$NdE = k_E E^{-p} dE \implies J(\nu) d\nu = \left(-\frac{dE}{dt} \right) N(E) dE \quad (2.9)$$

dove p è una costante da determinare. L'energia di un elettrone relativistico è data da

$$E = \gamma m_e c^2 = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{1}{2}} m_e c^2$$

dove ν_0 è la girofrequenza. Differenziando si ottiene quindi

$$dE = \frac{m_e c^2}{2\nu_0^{\frac{1}{2}}} \nu^{-\frac{1}{2}} d\nu \quad (2.10)$$

Sostituendo poi (2.10) in (2.9) si ottiene

$$J(\nu) d\nu = -\frac{dE}{dt} k_E E^{-p} \frac{m_e c^2}{2\nu_0^{\frac{1}{2}}} \nu^{-\frac{1}{2}} d\nu \quad (2.11)$$

Assumiamo ora che l'energia E di un elettrone sia irradiata a una frequenza critica ν_c , che possiamo approssimare a

$$\nu \approx \nu_c \approx \gamma^2 \nu_0 = \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \nu_0 \quad (2.12)$$

Questa approssimazione è valida perché lo spettro del singolo elettrone ha un evidente picco ad una frequenza critica. La perdita di energia è scritta come

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.13)$$

dove σ_T è la sezione d'urto Thomson¹ e μ_0 è la permeabilità magnetica. Sostituendo opportunamente (2.12) e (2.13) in (2.11), si ottiene

$$J(\nu) = AB^{\frac{p+1}{2}} \nu^{-\frac{p-1}{2}}$$

dove A è un'opportuna costante; per semplicità, dato un campo magnetico $B = \text{cost.}$, spesso viene espresso come

$$J(\nu) \propto \nu^{-\alpha} ; \alpha = \frac{p-1}{2} \quad (2.14)$$

La costante α è detta *indice spettrale*, e descrive l'andamento dello spettro. La forma che assume quindi lo spettro per una distribuzione di elettroni a spettro di potenza è rappresentata in Fig.2.1.

2.1.2 Il Compton Inverso

L'altro effetto rilevante negli AGN, oltre al già trattato sincrotrone, è l'emissione per Compton Inverso (o anche *Inverse-Compton*). Così come per l'effetto Compton, questo coinvolge una particella e un fotone, ma a differenza del Compton diretto si è qui in presenza di un elettrone relativistico che cede energia a un fotone di bassa frequenza: da qui il significato di *inverso*. Come fatto in precedenza, trattiamo prima il caso del singolo evento per estenderlo poi a una distribuzione di particelle².

Iniziamo quindi considerando il caso in cui l'energia del fotone nel centro di massa è minore del valore $m_e c^2$, e questo ci consente quindi di utilizzare nella trattazione successiva la sezione d'urto di Thomson σ_T . Introduciamo l'urto di un fotone e un elettrone relativistico, e scegliamo come sistemi di riferimento quello relativo a un osservatore in quiete e quello in cui l'elettrone è a riposo, che verranno chiamati rispettivamente S e S' (si veda Fig.2.2).

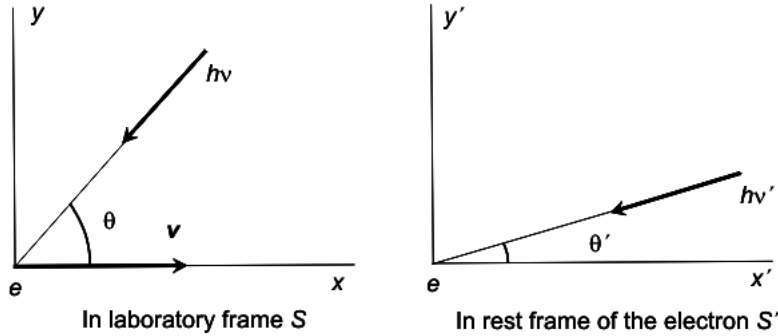


Figura 2.2: Rappresentazione grafica dei due sistemi di riferimento introdotti; a sinistra il sistema di laboratorio S e a destra il sistema in cui l'elettrone è a riposo S' .

In S' , poiché $h\nu' \ll m_e c^2$, allora il centro di massa sarà molto vicino all'elettrone; inoltre, per passare da un sistema di riferimento all'altro utilizziamo la formula del Doppler relativistico per il fotone,

$$h\nu' = h\nu \gamma (1 + \beta \cos\theta) \quad (2.15)$$

mentre si dovranno usare le seguenti relazioni per modificare opportunamente gli angoli di incidenza delle due particelle,

$$\sin\theta' = \frac{\sin\theta}{\gamma(1 + \beta \cos\theta)} ; \quad \cos\theta' = \frac{\cos\theta + \beta}{1 + \beta \cos\theta}$$

Ricordiamo che γ è il parametro di Lorentz mentre β è la velocità relativa della particella rispetto alla velocità della luce.

¹Ricordo che la sezione d'urto Thomson è definita come

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4}$$

²Per questa trattazione è stato usato il testo di M. Longair, *High Energy Astrophysics*.

Nel sistema S' , l'interazione si riduce semplicemente al caso di scattering Thomson, in cui il tasso di perdita dell'energia coincide con il tasso di reirraggiamento da parte dell'elettrone. È quindi lecito scrivere il tasso di perdita dell'energia nella forma

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)' = \sigma_T c U'_{rad} \quad (2.16)$$

dove con U'_{rad} si intende la densità di energia della radiazione nel sistema S' .

Poniamo che la densità di fotoni in un fascio incidente con angolo θ rispetto a un ipotetico asse x sia N ; in S , la densità di energia relativa a questi fotoni avrà valore di $Nh\nu$, quindi il flusso di fotoni incidenti sull'elettrone in S è dato da

$$U_{rad}c = Nh\nu c \quad (2.17)$$

Passiamo ora al sistema di riferimento S' : ci servono due parametri, ossia l'energia dei fotoni in S' (che è data dalla formulazione relativistica dell'effetto Doppler, vedi equazione 2.15), e il tasso di arrivo dei fotoni sull'elettrone. Consideriamo due fotoni che arrivino sull'elettrone ai tempi t'_1 e t'_2 ; in S questi

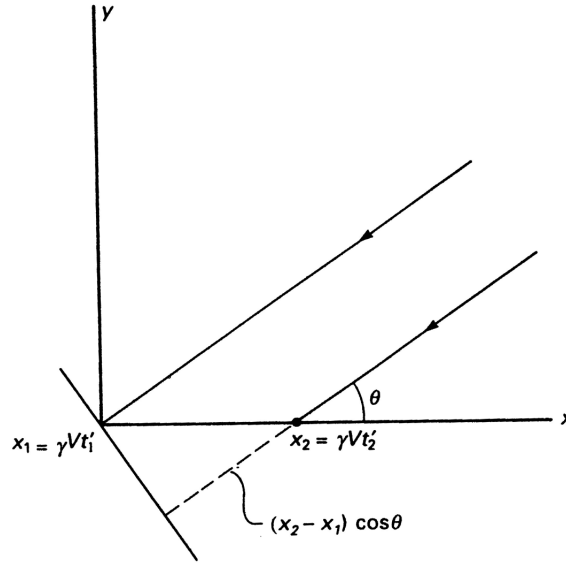


Figura 2.3: In S , l'elettrone si muove da x_1 a x_2 nell'intervallo di tempo da t_1 a t_2 ; questi vengono trasportati nel sistema S' dalle trasformazioni di Lorentz.

eventi sono rappresentati dalle coordinate

$$[x_1, 0, 0, ct_1] = [\gamma\beta ct'_1, 0, 0, \gamma ct'_1] \quad ; \quad [x_2, 0, 0, ct_2] = [\gamma\beta ct'_2, 0, 0, \gamma ct'_2]$$

Bisogna ricordare che nel sistema S i fotoni seguono traiettorie parallele ma distinte, e questo perché l'elettrone è in movimento (si veda la figura 2.3); segue quindi che

$$\Delta t = t_2 + \frac{x_2 - x_1}{c} \cos\theta - t_1 = (t'_2 - t'_1)\gamma(1 + \beta\cos\theta) \quad (2.18)$$

Da notare che nell'equazione precedente il primo termine è riferito a S mentre il secondo è riferito a S' . Si vede quindi che in S' l'intervallo di tempo in cui avvengono i due eventi è minore di un fattore $\gamma(1 + \beta\cos\theta)$ rispetto al tempo in S . Questa differenza nell'intervallo di tempo misurato nei differenti sistemi comporta anche un tasso di arrivo dei fotoni differente, in particolare in S' sarà maggiore del medesimo fattore $\gamma(1 + \beta\cos\theta)$. Ovviamente, segue che anche la densità di energia nel fascio sarà differente:

$$U'_{rad} = U_{rad} [\gamma(1 + \beta\cos\theta)]^2 \quad (2.19)$$

Si vede che questo valore dipende dall'angolo di incidenza dei fotoni θ , quindi i fotoni considerati sono quelli contenuti nell'angolo solido $2\pi\sin\theta d\theta$. Se assumiamo che il campo di radiazione sia isotropo,

possiamo ricavare la densità totale di energia in S' integrando sull'angolo solido in S , ossia

$$U'_{rad} = U_{rad} \int_0^\pi \gamma^2 (1 + \beta \cos\theta)^2 \cdot \frac{1}{2} \sin\theta d\theta \implies U'_{rad} = \frac{4}{3} \left(\gamma^2 - \frac{1}{4} \right) U_{rad} \quad (2.20)$$

Ora andando a sostituire l'equazione (2.20) nella (2.16):

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)' = \frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_{Tc} U_{rad} \left(\gamma^2 - \frac{1}{4} \right) \quad (2.21)$$

Questa rappresenta l'energia del campo di radiazione a seguito dello scattering dei fotoni a bassa energia. Per ottenere l'energia totale guadagnata dal campo di radiazione in S dobbiamo quindi sottrarre il contributo in energia dei fotoni. Il tasso a cui l'energia viene rimossa dal campo di fotoni a bassa energia è $\sigma_{Tc} U_{rad}$, quindi:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_{Tc} U_{rad} \left(\gamma^2 - \frac{1}{4} \right) - \sigma_{Tc} U_{rad} = \frac{4}{3} \sigma_{Tc} U_{rad} (\gamma^2 - 1)$$

Ricordando quindi l'identità $(\gamma^2 - 1) = \beta^2 \gamma^2$ la relazione diventa

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_{Tc} U_{rad} \beta^2 \gamma^2 \quad (2.22)$$

È interessante paragonare il tasso di perdita di energia nel caso di sincrotrone e Compton inverso:

$$-\left(\frac{dE}{dt} \right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_{Tc} U_{rad} \beta^2 \gamma^2 \quad ; \quad -\left(\frac{dE}{dt} \right)_{sync} = \frac{4}{3} \sigma_{Tc} U_{mag} \beta^2 \gamma^2$$

La somiglianza di queste due relazioni non è casuale: in entrambi i casi infatti l'elettrone viene accelerato dal campo elettrico nel suo sistema di riferimento a riposo. Nel caso del sincrotrone, il campo E è associato al moto dell'elettrone nel campo magnetico B , mentre nel Compton inverso è la somma di tutte le componenti di campo elettrico incidenti.

Il passaggio successivo nella trattazione dell'effetto Compton inverso è la determinazione dello spettro della radiazione diffusa. Per ottenerlo, bisogna applicare due trasformazioni di Lorentz successive, dove la prima trasforma la distribuzione dei fotoni da S a S' , mentre la seconda trasforma la radiazione che ha subito diffusione in S . Nonostante la descrizione dei passaggi sia banale, il calcolo è molto più complesso, e non verrà fatto in questa tesi. Il risultato è stato riportato dall'articolo di Blumenthal e Gould (1970), in cui è stato utilizzato per il calcolo un campo di radiazione incidente isotropo e monocromatico con frequenza ν_0 :

$$I(\nu) d\nu = \frac{3\sigma_{Tc}}{16\gamma^4} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \cdot \nu \left[2\nu \ln \left(\frac{\nu}{4\gamma^2 \nu_0} \right) + \nu + 4\gamma^2 \nu_0 - \frac{\nu^2}{2\gamma^2 \nu_0} \right] d\nu$$

Se $\nu \mapsto 0$, il termine tra parentesi quadre diventa una costante, quindi la formula precedente può essere compattata alla relazione di proporzionalità $I(\nu) \propto \nu$. Nelle applicazioni astrofisiche però si è interessati a integrare questa formula su tutto lo spettro della radiazione incidente e sullo spettro degli elettroni relativistici considerati. Alcuni dei risultati saranno immediati per via della somiglianza del tasso di perdita di energia con il caso di sincrotrone. Consideriamo una distribuzione di energia degli elettroni a spettro di potenza; possiamo quindi esprimere

$$dN \propto E^{-p} dE \implies I(\nu) \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} \quad (2.23)$$

2.1.3 La radiazione di *Self Compton*

Esiste un effetto che lega tra loro i due processi finora trattati, ossia l'emissione detta *Self Compton*. In questo, gli stessi elettroni relativistici che producono i fotoni tramite sincrotrone interagiscono con i fotoni e, tramite Compton inverso, li trasformano in fotoni X altamente energetici.

Definiamo il rapporto tra i tassi di perdita di energia come η :

$$\eta = \frac{\left(\frac{dE}{dt} \right)_{IC}}{\left(\frac{dE}{dt} \right)_{sync}} = \frac{U_{ph}}{\frac{B^2}{2\mu_0}} \quad (2.24)$$

Se (2.24) è maggiore di 1, allora avviene quella che viene detta *catastrofe del Compton inverso*: i fotoni radio prodotti dal sincrotrone vengono diffusi nello spettro X dallo stesso flusso di elettroni relativistici; fintanto che $\eta > 1$, allora la densità di energia dei fotoni X è maggiore di quella relativa ai fotoni radio, per cui gli elettroni risentiranno di una maggior perdita di energia nella diffusione di fotoni X nel dominio γ . Se $\eta > 1$, allora anche i fotoni γ avranno densità di energia superiore rispetto agli X, per cui il processo si ripete ancora e sempre uguale, portando quindi i fotoni inizialmente prodotti per sincrotrone a energie estremamente elevate: la radio-sorgente sarà quindi un forte emettitore anche negli X e γ finché $\eta > 1$. Studiamo ora nel dettaglio questo processo.

Consideriamo una radio-sorgente compatta autoassorbita: proviamo a ricavare la densità di energia per questo genere di sorgente. Il flusso specifico di una sorgente è

$$S_\nu = \frac{2kT_e\nu^2}{c^2}\Omega \quad ; \quad \Omega \approx \theta^2 = \frac{r^2}{D^2}$$

dove r è la dimensione della sorgente mentre D è la distanza dall'osservatore. Nel caso di una sorgente di sincrotrone autoassorbita, la temperatura elettronica è uguale alla temperatura di brillanza, $T_e = T_b$; la luminosità radio è quindi data da

$$L_\nu = 4\pi D^2 S_\nu = \frac{8\pi k\nu^2}{c^2} T_e r^2$$

Quindi la densità di energia dell'emissione radio è

$$U_{ph} \sim \frac{L_\nu \cdot \nu}{4\pi r^2 c} = \frac{2kT_e\nu^3}{c^3}$$

Se L_ν è la luminosità della sorgente relativa a una singola frequenza ν , allora si può approssimare la luminosità per una singola banda di frequenze al valore $L_\nu \cdot \nu$. Sostituendo quindi tutto questo nel numeratore della (2.24), si ottiene

$$\eta = \frac{\frac{2kT_e\nu^3}{c^3}}{\frac{B^2}{2\mu_0}} = \frac{4kT_e\nu^3\mu_0}{c^3 B^2} \quad (2.25)$$

Dalla teoria delle radio-sorgenti autoassorbite, si esprime il campo magnetico in funzione di sole grandezze osservabili:

$$B = \frac{2\pi m_e}{e} \left(\frac{m_e c^2}{3kT_e} \right)^2 \nu$$

Sostituendo quindi nella (2.25) si ottiene

$$\eta = \frac{\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC}}{\left(\frac{dE}{dt}\right)_{sync}} = \left(\frac{81e^2\mu_0 k^5}{\pi^2 m_e^6 c^{11}}\right) \nu T_e^5 \implies T_b = T_e = 10^{12} \nu_g^{-\frac{1}{5}} [K] \quad (2.26)$$

dove ν_g è la frequenza a cui la temperatura di brillanza assume valori di 10^9 K. Dai calcoli si ottiene quindi che nessuna radio-sorgente compatta potrà avere temperatura di brillanza superiore a $T_b \approx 10^{12}$ K se la sorgente è di sincrotrone.

Gli spettri prodotti dal Self Compton sono stati calcolati da Band & Grindlay (1985), i quali ottennero che per una radio-sorgente autoassorbita lo spettro presenta nella regione otticamente sottile un andamento a spettro di potenza analogo a quello del Compton inverso, $L_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, mentre nella regione otticamente spessa l'andamento diventa differente, $L_\nu \propto \nu^{\frac{5}{2}}$. Lo spettro è riportato in Fig.2.4.

Uno dei motivi per cui la trattazione di Band e Gridley è molto importante riguarda i risultati che essi hanno ottenuto per le alte energie. Infatti, per elettroni ultrarelativistici con energie superiori a 0.5 MeV, la sezione d'urto per l'interazione tra fotone ed elettrone non è più quella di Thomson, ma dovrà essere sostituita dalla sezione d'urto di Klein-Nishina:

$$\sigma_{KN} = \frac{\pi^2 r_e^2}{h\nu} \left(\ln(2h\nu) + \frac{1}{2} \right) \implies \sigma_{KN} \propto (h\nu)^{-1}$$

la quale decresce sensibilmente al crescere dell'energia, e di conseguenza, come si vede in Fig.2.5, lo scattering ad alte energie risulta essere completamente differente da quello del caso non relativistico.

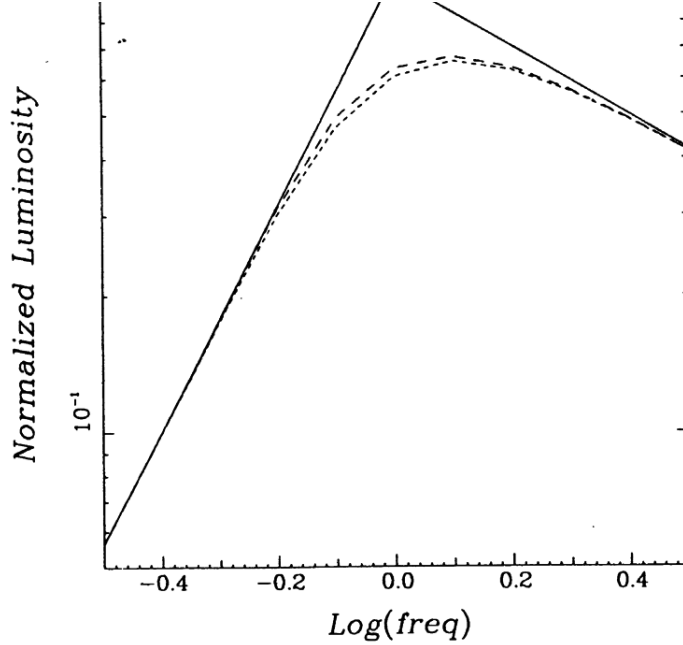


Figura 2.4: Spettro calcolato da Band e Grindlay (1985) per il Self Compton; si vede chiaramente come cambia l'esponente dello spettro passando dalla zona otticamente sottile a quella otticamente spessa.

2.1.4 La radiazione termica: il corpo nero

Ultimo processo utile da trattare nella ricostruzione della SED degli AGN è la radiazione termica costituita dal corpo nero.

Si definisce come corpo nero, o *black body* (abbreviato in BB), un ipotetico corpo in grado di assorbire tutta la radiazione incidente mantenendo però l'equilibrio termico. Nessuna radiazione può attraversarlo né può venire riflessa, ma questo corpo presenta comunque un'emissione tipica, detta *radiazione di corpo nero*. Per ricavare l'emissione del corpo nero, Planck immaginò di porre all'interno di un'ipotetica cavità N oscillatori armonici. Lo spettro ottenuto può essere così espresso:

$$I_\nu(T, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$

$$I_\lambda(T, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (2.27)$$

dove k è la costante di Boltzmann. Lo spettro dipende ovviamente dalla temperatura, in particolare risulterà più intenso man mano che questa sale. Come si vede da Fig.2.6, il picco di massima emissione si sposta al crescere della temperatura verso frequenze via via maggiori. Questo spostamento viene riassunto dalla legge di Wien:

$$\lambda_M \cdot T = C$$

dove λ_M è la lunghezza d'onda a cui si trova il massimo della curva di emissione, mentre $C = 2.9 \cdot 10^{-3}$ m K è una costante.

2.2 SED e Modello Unificato

In questa sezione si vuole costruire, partendo dal Modello Unificato, la SED teorica che ci si aspetta dall'osservazione delle diverse classi di AGN. Questo è ora possibile grazie alla conoscenza degli spettri che ci si aspetta dai diversi processi fisici che avvengono in un AGN.

- **Seyfert 1**

Secondo il Modello Unificato, le AGN Seyfert 1 sono il caso in cui un AGN radio-quiet viene visto

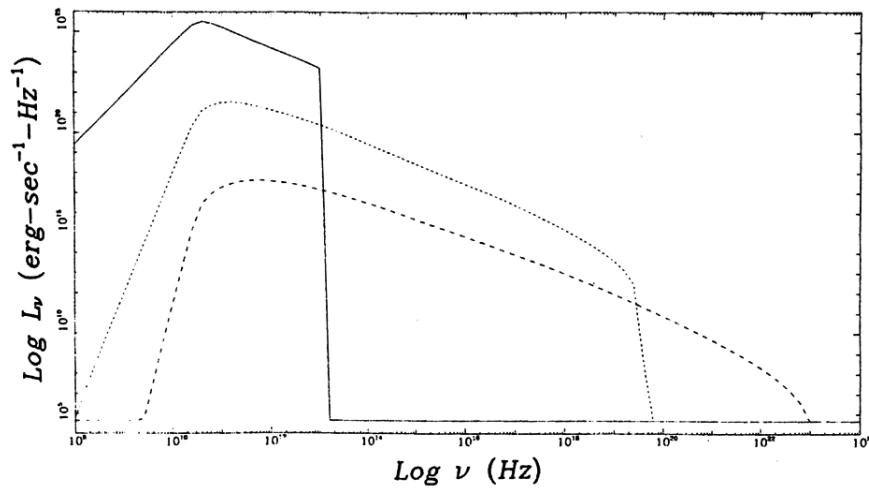


Figura 2.5: Spettro calcolato da Band e Grindlay (1985) per il Self Compton tenendo conto degli effetti relativistici sullo scattering; è evidente la presenza di una frequenza di taglio in cui lo spettro crolla, laddove l'energia degli elettroni supera $h\nu \geq 0.5$ MeV

direttamente nel nucleo, senza polveri ad oscurare la sorgente centrale. Nel caso radio-quiet, la porzione radio dello spettro risulterà molto debole, praticamente trascurabile; senza la formazione dei getti radio, il sincrotrone risulta comunque presente (infatti il disco di accrescimento nella parte interna è composto da elettroni liberi e ioni, che ruotano immersi in un campo magnetico, quindi sussistono le condizioni per l'emissione di sincrotrone). Senza la formazione dei getti radio però non ci sarà nemmeno una componente di Compton inverso marcata. Nel caso radio-quiet quindi le componenti termiche sono le più energetiche, anche se il profilo è comunque caratterizzato dall'andamento non termico del sincrotrone. Il disco di accrescimento è la sorgente principale di emissione termica: come si è già trattato nel paragrafo 1.1.2, la materia che cade nel BH libera, per il teorema viriale, metà dell'energia potenziale gravitazionale sotto forma di radiazione. Essendo però il disco otticamente spesso, questo assorbe la radiazione e la riemette con un profilo di BB. Questa emissione, nota come *Big Blue Bump*, è data dalla sovrapposizione di spettri di BB relativi a un range di temperature, interpretabile come lo spettro termico uscente dalle diverse aree del disco di accrescimento.

- **Seyfert 2**

Per il modello unificato, la differenza tra Seyfert 1 e 2 è data esclusivamente dalla direzione della linea di vista rispetto all'AGN, in particolare nel caso delle Seyfert 2 la sorgente centrale è oscurata dal toro di polveri. L'effetto dell'assorbimento delle polveri sullo spettro è ben visibile: in questi oggetti, scompare il Big Blue Bump, lasciando il posto a un continuo più debole dato nell'ottico dalle stelle della galassia ospite, mentre nell'infrarosso si osserva il contributo delle polveri che riemettono la radiazione assorbita a lunghezze d'onda minori. Importante però è ricordare che l'assorbimento delle polveri si annulla per fotoni altamente energetici, per cui la componente hard-X e γ emessa dalla regione centrale sarà visibile anche in presenza di polveri.

- **Broad Line Radio Galaxies**

Nonostante le BLRG per il modello unificato vengano viste sotto le stesse condizioni delle Seyfert 1, la presenza di attività radio altera lo spettro in tutte le lunghezze d'onda. L'attività radio più intensa farà aumentare significativamente il contributo del sincrotrone; essendo però questi AGN di bassa energia, il sincrotrone non diventa dominante anche nello spettro ottico. Nell'ottico è ancora ben visibile il Big Blue Bump, quindi la componente termica dal disco di accrescimento. La presenza dei getti radio ovviamente altera lo spettro anche nel regime UV e X, per un ovvio effetto di Self-Compton all'interno dei getti radio. In generale quindi questa categoria, per quanto riguarda la SED, si presenta come un oggetto intermedio tra gli AGN radio-quiet e il caso dei Quasar.

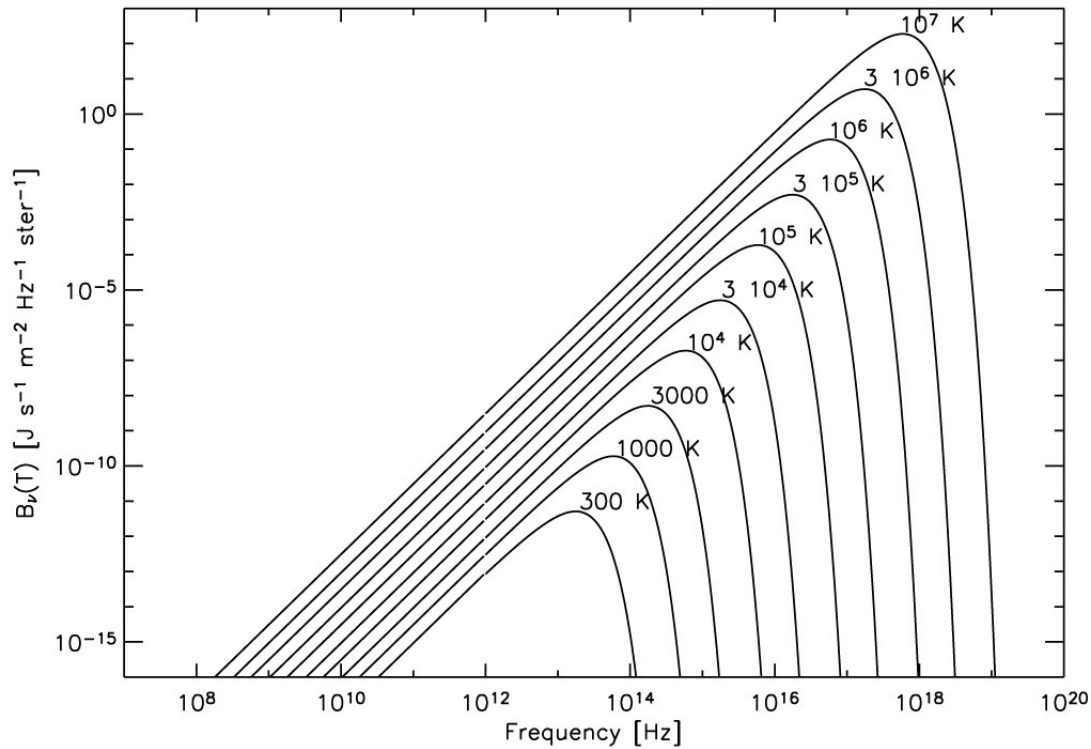


Figura 2.6: Spettri di corpo nero a diverse temperature. Molto chiaro lo spostamento del picco secondo la legge di Wien.

- **Narrow Line Radio Galaxies**

Possono essere fatte le medesime considerazioni del caso precedente, a parte il fatto che ci si pone, come per le Seyfert 2, con la sorgente centrale oscurata dalle polveri. La SED risulta in generale del tutto analoga alla precedente, manca però il Big Blue Bump sostituito dal BB stellare relativo alle stelle della galassia ospite.

- **Quasar**

In questa categoria di oggetti, la luminosità del continuo della sorgente domina su qualsiasi contributo esterno. Esistono quasar sia radio-loud che radio quiet, e mentre i primi sono più facilmente rilevabili per il grande contributo in luminosità dei getti radio, i secondi sono invece più deboli e complessi da osservare. Per quanto concerne i quasar radio-loud, l'energia generata dai getti radio è di gran lunga la più intensa dell'AGN. Questo comporta che la componente non termica del sincrotrone risulta essere molto più intensa rispetto alla componente continua dell'ottico (ricordo la relazione (1.23), affinché un AGN sia considerato radio-loud devo avere $R^* > 10$). Si possono dividere comunque tra Quasar di tipo 1 o 2 dalla larghezza delle righe nello spettro: infatti l'interporsi del toro di polveri lungo la linea di vista avrà un effetto analogo a quanto si osserva accadere negli altri AGN. Se quindi il toro si interpone tra sorgente e osservatore, la BLR sarà oscurata, per cui saranno visibili solo le righe strette della NLR: questi sono i quasar di tipo 2. L'andamento della SED è quindi dominato da un profilo a spettro di potenza, non termico.

- **Blazars**

Completamente a sé è la SED relativa ai Blazars. Secondo il Modello Unificato, i Blazars equivalgono a quasar radio-loud osservati però nella direzione del getto radio. Questi si distinguono per la presenza o assenza di righe di emissione tra blazar FSRQ e BL Lac: i blazars FSRQ hanno nel loro spettro le righe della BLR e NLR, mentre nel caso BL Lac il continuo è talmente intenso da dominare sul contributo delle righe di emissione. In generale la SED dei blazars è dominata da un continuo non termico, che rappresenta il contributo del getto lungo cui si osserva. In base

alla luminosità del getto è possibile suddividere ulteriormente le classi dette prima in sotto-classi: FSRQ brillante, in cui si individuano le righe su un continuo non termico a legge di potenza, FSRQ intermedio, dove oltre alle righe e al continuo non termico si vede il continuo del disco di accrescimento (BBB), BL Lac brillante, dove il continuo di sincrotrone del disco di accrescimento è dominante sulla componente termica, e infine BL Lac debole, caso in cui non si vedono contributi dal disco di accrescimento.

Capitolo 3

Elaborazione dati

In questo capitolo viene presentata la completa elaborazione dati svolta in questa tesi, analizzando prima la selezione del campione di oggetti trattati, passando poi alla misura dei flussi bolometrico e ottico per questi e concludendo quindi con il calcolo del fattore correttivo per ciascuno di essi. Successivamente, è stata stimata la relazione che meglio interpola i dati ricavati nel grafico $L_{Bol} - L_{Opt}$, che è stata confrontata con la relazione presente in letteratura, $L_{Bol} = 9 \cdot L_{Opt}$. Infine si è verificato se esiste una relazione tra il fattore correttivo e la classe dell'AGN in questione, determinata sulla base della misura della FWHM della riga $H\beta$.

3.1 La selezione del campione

Per prima cosa, si è proceduto alla selezione di un campione di oggetti da studiare. I dati sono stati selezionati dall'*AGN Multiple Wavelength Catalogue* (abbreviato in AGNMWC): questo è un catalogo creato *ad hoc* per questo studio, unendo i dati di diverse survey in diverse bande fotometriche, nello specifico

- Sydney University Molonglo Sky Survey (SUMSS): survey in banda radio 843 MHz;
- NRAO VLA Sky Survey (NVSS): survey in banda radio 1.4 GHz;
- Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey (HerMES): survey infrarossa submillimetrica fatta su cinque bande a 100, 160, 250, 350, 500 μm ;
- IRAS Small Scale Structure Catalog: survey della missione Infrared Astronomical Satellite su quattro bande infrarosse a 12, 25, 60, 100 μm ;
- WISE: survey della missione Wide-field Infrared Survey Explorer su quattro bande infrarosse a 3.4, 4.6, 12, 22 μm ;
- Two Micron All Sky Survey (2MASS): survey infrarossa nelle tre bande a 1.25 (banda J), 1.65 (banda H), 2.16 (banda Ks) μm ;
- Galaxy Evolution Explorer (GALEX): Survey nell'ultravioletto attraverso due bande a 1538.6 (banda F), 2315.7 (banda N) Å;
- XMM: catalogo di osservazioni X suddivise in 5 bande tra 0.1 keV e 12 keV;
- INTEGRAL: catalogo di osservazioni hard-X per energie comprese tra 20 keV e 100 keV;
- Fermi/LAT: banda γ sensibile a radiazione di energia compresa tra 100 MeV e 300 GeV.

Per questa tesi è stato selezionato un piccolo campione di oggetti partendo da questo catalogo, utilizzando opportunamente il linguaggio SQL (*Structured Query Language*), e scegliendo opportunamente i parametri. Segue la descrizione completa dei passaggi effettuati per arrivare a selezionare il campione di oggetti utilizzati in questa tesi.

- **L'area di interesse**

La prima cosa che si è stabilita è l'area entro cui selezionare il nostro campione. Necessitando dello spettro ottico di tutte le sorgenti trattate, si è scelto di limitare il campione entro l'area della SLOAN Digital Sky Survey (SDSS), considerando quindi gli oggetti entro l'area di cielo delimitata dalle coordinate $8h < \alpha < 16h$ e $0^\circ < \delta < 60^\circ$. Questo primo filtro ci consente di selezionare gli oggetti all'interno di un'area di cielo coperta dalla SDSS, di cui si può facilmente ottenere lo spettro ottico tramite il portale online della survey.

- **Limite in magnitudine**

È stato necessario porre anche un limite in magnitudine. Infatti la survey SDSS non ha lo spettro ottico di oggetti aventi magnitudine visuale apparente più brillante di 13.

- **Limite in redshift**

Poiché ci occorre la sola banda a 5100 Å, si pone quindi il problema di selezionare solo quegli oggetti in cui questa banda resta visibile nello spettro della SDSS nonostante lo spostamento per redshift delle lunghezze d'onda. Sappiamo che il redshift è definito come

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_{oss} - \lambda_0}{\lambda_0}$$

dove λ_{oss} è la lunghezza d'onda che si osserva modificata dal redshift mentre λ_0 è la lunghezza d'onda che si osserva in laboratorio. Ponendo quindi come valori $\lambda_{oss} = 9200 \text{ \AA}$ (ossia la massima lunghezza d'onda rilevata dallo spettrografo utilizzato per la survey) e $\lambda_0 = 5100 \text{ \AA}$, si ottiene

$$z = \frac{\lambda_{oss} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{9200 \text{ \AA} - 5100 \text{ \AA}}{5100 \text{ \AA}} \sim 0.804$$

Si è quindi posto come limite per il valore di redshift $z < 0.8$.

- **Numero di punti della SED**

Si sono scelti oggetti aventi almeno un punto per banda dello spettro elettromagnetico. In questo modo la costruzione della SED risulta essere più affidabile, in quanto i punti coprono l'intero spettro elettromagnetico. Si è quindi scelto di raggruppare i punti in base alla loro lunghezza d'onda, ottenendo cinque classi qui riportate con i relativi intervalli di lunghezza d'onda:

1. **Radio** da 250 μm a 6 cm;
2. **Lontano IR** da 12 μm a 250 μm ;
3. **Vicino IR** da 1.2 μm a 12 μm ;
4. **UV** da 155 nm a 250 nm;
5. **X** da 0.2 keV a 12 keV (ossia da circa 62 Å a 1.03 Å).

- **La classe degli oggetti**

L'ultimo criterio applicato è stata la selezione degli oggetti in base alla loro classe. In questa analisi ci si è limitati ai soli AGN di tipo 1, per cui sono stati rimossi dal campione tutti quegli oggetti che non soddisfacevano questo criterio. Si sono qui fatti due passaggi successivi per arrivare al campione conclusivo. Il primo è stato l'imporre come criterio di selezione tramite SQL il parametro Class (parametro basato sul catalogo Véron-Cetty (2010)) come oggetto di tipo 1. Questo primo passaggio però non è risultato sufficiente, quindi gli spettri ottici selezionati sono stati controllati singolarmente. Scegliendo come parametro la larghezza della riga H β , sono stati presi in considerazione i soli oggetti in cui risultava visibile una componente allargata, in accordo con la definizione di questo tipo di sorgenti.

Il campione finale trovato è composto da 27 oggetti, riportati in tabella 3.1.

3.2 La misura del flusso a 5100 Å

La fase successiva del lavoro è stata la misura del flusso a 5100 Å.

Oggetto	α_{J2000}	δ_{J2000}	z	d
KUG 1208+386	182.6846	38.3361	0.023	100.2
MARK 290	233.9679	57.9025	0.03	131.4
MCG +09.21.096	195.9979	53.7917	0.03	131.4
UM 614	207.47	2.0792	0.033	144.9
NGC 3080	149.9825	13.0444	0.035	153.9
MARK 464	208.9733	38.5744	0.051	226.9
MARK 646	181.4575	35.1794	0.054	240.8
OQ 208	211.7517	28.4542	0.077	348.9
SDSS J12463+0028	191.5958	0.4775	0.089	406.6
PG 1415+451	214.2533	44.935	0.114	529.6
SDSS J10338+0044	158.4692	0.7342	0.131	615.4
2MASS J09188+2117	139.7025	21.2881	0.149	708.0
PG 1115+407	169.6267	40.4319	0.154	734.0
FIRST J11261+4252	171.5487	42.8794	0.156	744.5
GQ COM	181.1754	27.9033	0.165	791.8
B2 1028+31	157.7463	31.0489	0.177	855.6
PG 1309+355	198.0737	35.2556	0.184	893.2
2E 1530+0503	233.12	4.8994	0.219	1085.0
SDSS J11149+4232	168.7325	41.5367	0.256	1294.6
CLANS J10456+5842	161.4171	58.715	0.32	1673.0
FIRST J11579+2613	179.4904	26.2233	0.324	1697.3
SDSS J09034+2207	135.8746	22.1297	0.358	1906.7
B2 1425+26	216.8987	26.5372	0.366	1956.7
B2 1512+37	228.6792	36.8472	0.37	1981.8
FIRST J15319+2420	232.9962	24.3461	0.631	3753.1
5C 4.105	195.1187	28.5025	0.645	3854.7
3C 207.0	130.1983	13.2064	0.684	4141.0

Tabella 3.1: Tabella della posizione degli oggetti studiati, comprensiva di distanza stimata tramite calcolatore cosmologico a partire dal redshift (come parametri sono stati usati $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{matter} = 0.3$ e $\Omega_{\Lambda} = 0.7$). Ascensione retta (α) e declinazione (δ) sono espresse in gradi decimali, mentre la distanza è in Mpc.

Per questa misura è stato usato il software **IRAF** (*Image Reduction and Analysis Facility*): questo programma, molto utilizzato nella trattazione di immagini astronomiche, è un software ideale per la riduzione e l'analisi di dati. Nel nostro caso particolare, abbiamo usato il pacchetto **noao/oned**, dedicato alla trattazione di immagini e spettri monodimensionali. Dopo aver quindi scaricato i dati in formato **csv** dal portale multimediale SDSS, è stata usata la seguente sequenza di comandi:

- **sinterp**: questo comando serve per creare un'immagine tramite interpolazione lineare da due colonne di dati, esprimenti la lunghezza d'onda della radiazione ed il flusso osservato. Vengono quindi accoppiati i valori della lunghezza d'onda e il relativo flusso, generando in output un'immagine in formato **fits**.
- **deredden**: i dati scaricati dal portale sono solo calibrati in flusso; passo successivo è stato quello di correggere per l'arrossamento galattico. A causa dell'arrossamento da parte delle polveri presenti nel nostro disco galattico, gli spettri di oggetti extra-galattici subiscono un'alterazione. Questo assorbimento agisce maggiormente sulle minori lunghezze d'onda piuttosto che sulle maggiori, motivo per cui gli spettri risultano essere "arrossati". Prima di fare altre correzioni è quindi utile ricostruire lo spettro come appare senza questo effetto di assorbimento, e per questo è stato usato il comando **deredden**. Questo comando infatti corregge il flusso di tutta l'immagine conoscendo il valore dell'arrossamento $A(V)$. Per conoscere questo valore, è stato usato il portale online NED <https://ned.ipac.caltech.edu/> usando lo strumento per il calcolo dell'estinzione galattica. Come parametro è stato scelto quello relativo alla banda V (5400 Å) determinato da Schlafly et al. (2011). Il comando **deredden** quindi, partendo dal file **.fits** prima creato, restituisce un file nello stesso formato corretto per l'estinzione specificata.
- **splot**: questo comando apre l'interfaccia grafica del programma, permettendo quindi di vedere a schermo il file **.fits** specificato. A questo punto, è stata eseguita l'ultima operazione correttiva direttamente all'interno dell'interfaccia grafica, ossia la correzione per redshift. Il redshift è uno spostamento verso maggiori lunghezze d'onda dei fotoni emessi dalla sorgente: a causa dell'espansione cosmologica infatti i fotoni vengono alterati in lunghezza d'onda, "spostandosi verso il rosso" dello spettro elettromagnetico man mano che si aumenta la distanza dalla sorgente. Il comando **u** all'interno del pacchetto **splot** corregge gli spostamenti dello spettro in lunghezza d'onda, come nel caso del redshift. Per fare questo, è stato necessario riconoscere una riga nello spettro, nel nostro caso si è scelta la riga [O III] 5007 Å: individuata la riga, basta specificare a quale lunghezza d'onda a riposo corrisponde e a questo punto è il programma stesso a ricalcolare lo spettro corretto per redshift, restituendo come output un nuovo file **.fits**.

Finita questa procedura, lo spettro risulta quindi corretto per redshift e arrossamento, ed è quindi pronto per essere misurato. L'obiettivo finale di questa prima fase di riduzione dati è l'estrazione del flusso stimato a 5100 Å. La scelta di questa banda è stata dettata da una particolarità: nell'intervallo 5050-5150 Å delimitato dalle righe [O III] a sinistra e dai multipletti di Fe II a destra, non ci sono evidenti righe né in emissione né in assorbimento, e questo la rende una banda molto utile per misurare direttamente il continuo dell'oggetto (Fig.3.1). Restando quindi all'interno dell'interfaccia grafica **splot** di IRAF si è proceduto tramite il comando **m**, che è semplicemente il comando con cui IRAF calcola il valore medio in un intervallo stabilito dall'utente, restituendo in automatico un file di testo con il valore medio del flusso e il relativo scarto quadratico medio.

Utilizzando sempre IRAF è stata stimata la FWHM della riga $H\beta$ dei diversi oggetti. Dallo spettro corretto si è utilizzato il comando **v**: questo comando permette, una volta stabilito il centro della riga di interesse, di cambiare la grandezza dell'asse delle ascisse dalla lunghezza d'onda alla scala delle velocità. Dopo aver quindi riscalato la riga $H\beta$, è stato misurato il picco della componente allargata della riga e il valore assunto dal continuo dello spettro. Una volta stimato il valore di metà altezza riferita alla componente allargata, si è provveduto a misurare la larghezza a metà altezza della riga, utilizzando il solo comando **[space]** utile a visualizzare le coordinate nel punto in cui viene posizionato il cursore grafico. I valori della FWHM sono riportati in tabella 3.2.

3.3 Il calcolo del flusso bolometrico

Il passo seguente è stato il calcolo del flusso bolometrico. Per fare ciò, è stato usato un software ancora in fase di messa a punto. Il software utilizza come dati il catalogo AGNMWC di cui si è già parlato;

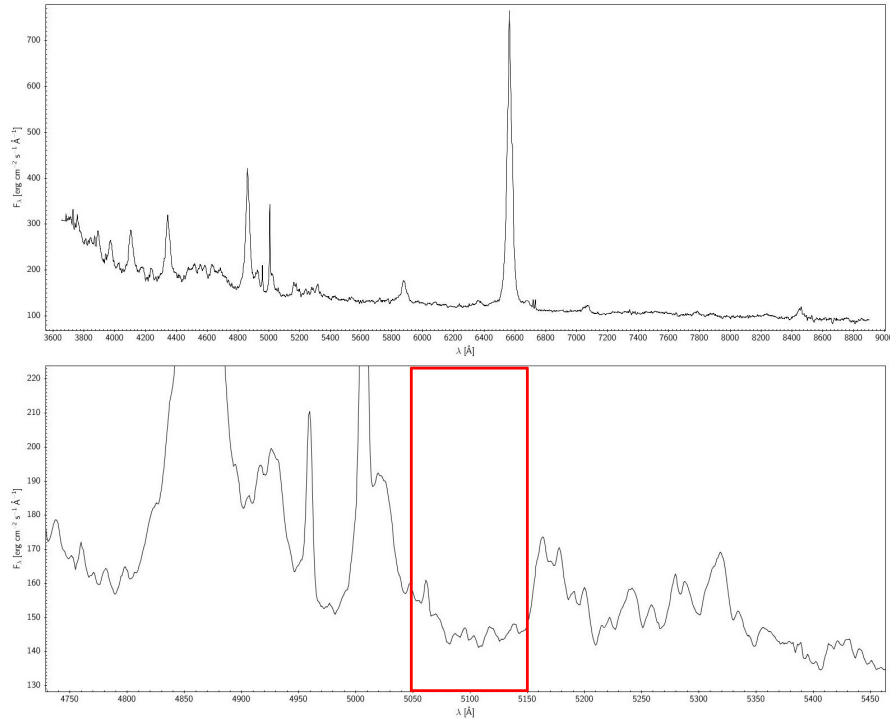


Figura 3.1: Spettro ottico dell'oggetto NGC 3080. Si vedono chiaramente le righe della serie di Balmer allargate, tipiche degli AGN di tipo 1. In basso, dettaglio dello spettro a 5100 Å, in cui si è evidenziata la zona su cui è stato calcolato il flusso ottico.

questo catalogo ha però il problema di riunire diverse fonti di dati, ognuno di essi calibrato in modo diverso ed espresso con grandezze diverse. Il software utilizzato converte automaticamente le grandezze dei diversi cataloghi, restituendo in output il grafico del flusso F_ν in funzione della frequenza ν . Lo stesso software è capace di tracciare l'andamento della SED dai punti selezionati, sommando una serie di funzioni scelte dall'utente. Per l'interpolazione delle curve, è utilizzato il metodo dei minimi quadrati non lineari. Solitamente negli oggetti trattati venivano sommate 6 curve, 3 non termiche e 3 termiche (si veda Fig.3.2, grafico in alto). In particolare:

1. una componente non termica è data dal sincrotrone nel radio (la curva gialla in figura);
2. la seconda componente non termica è la legge di potenza del sincrotrone dal millimetrico all'ottico (curva verde in figura);
3. la terza componente non termica è la legge di potenza che descrive il contributo del *Self-Compton* (curva blu in figura);
4. le componenti termiche rappresentano il contributo delle polveri, della popolazione stellare e del disco di accrescimento (le curve rosse in figura).

Il software traccia poi la curva risultante dalla sovrapposizione di tutte le curve selezionate (in Fig.3.2 la curva in nero). Dopo aver quindi trovato la miglior interpolazione possibile delle curve con i punti della SED, lo stesso software calcola il flusso totale di energia integrando le curve tracciate.

Come suggerito da Runnoe et al. (2012), il calcolo del flusso così stimato non è corretto. L'emissione termica del toro di polveri in realtà è semplicemente una riemissione in infrarosso di fotoni UV provenienti dall'emissione del disco di accrescimento, quindi è come se i fotoni del disco venissero conteggiati più volte, sovrastimando il flusso bolometrico dell'AGN. In fase di elaborazione si è quindi deciso di calcolare il flusso sottraendo, una volta ottenuta la migliore interpolazione, il contributo di polveri e stelle, in modo da considerare il flusso proveniente dal solo AGN (si veda Fig.3.2, grafico in basso).

Dalla Fig.3.2, si può notare che l'emissione di sincrotrone non è riprodotta con continuità su tutte le frequenze. Questa non è una caratteristica reale della SED, ma si è scelto di adottare questa forma

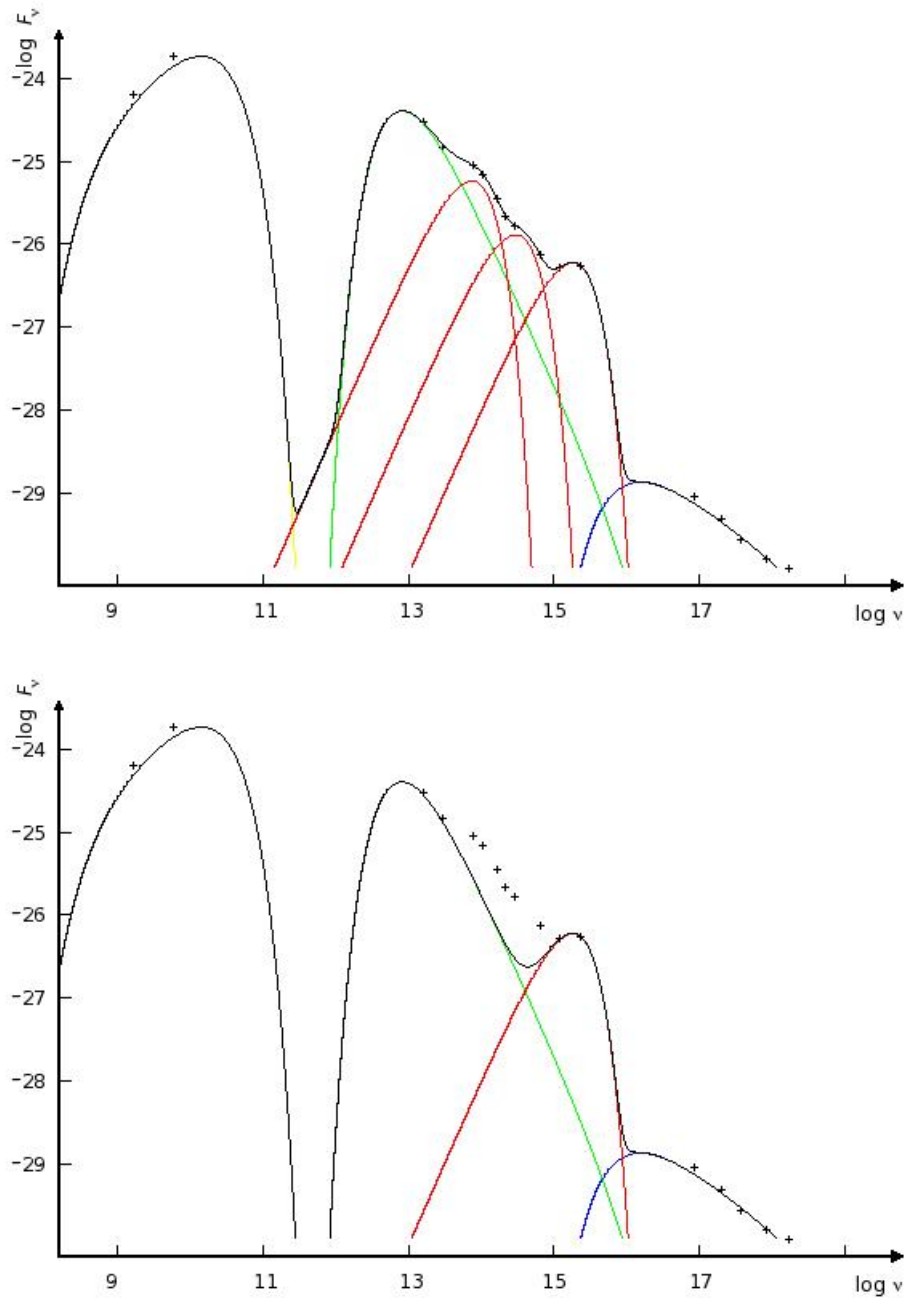


Figura 3.2: Esempio di una SED trattata (B2 1028+31); in alto, SED non corretta, in cui si vedono chiaramente le sei curve che compongono la SED; in basso, la medesima SED a cui sono stati sottratti i corpi neri relativi alla componente stellare e delle polveri.

a causa dell'assenza di dati in quest'intervallo di frequenza. Per evitare quindi errori legati all'uso di modelli non vincolati, si è scelto, dopo opportune verifiche riguardo il contributo energetico nel calcolo del flusso, di minimizzare la SED, trascurando il contributo di questa porzione.

3.4 Risultati

Ottenuti quindi tutti i dati utili alla trattazione, si è proceduto con l'elaborazione dei risultati. La prima operazione svolta è stata quella di andare a calcolare il rapporto tra luminosità bolometrica e luminosità ottica a 5100 Å, detto *fattore correttivo*. Per calcolare la luminosità è necessario conoscere la distanza dell'oggetto; questa grandezza non si trova espressa nel catalogo AGNMWC, che fornisce però il redshift di ogni oggetto. Prima di procedere al calcolo della luminosità si è quindi calcolata la distanza in Mpc degli oggetti: per fare ciò, si è usato un calcolatore cosmologico online nel portale NED <https://ned.ipac.caltech.edu>, impostando la costante di Hubble $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, il parametro $\Omega_{matter} = 0.3$ e $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ (i valori sono stati riportati in tabella 3.1). Nota la distanza in Mpc, il calcolo della luminosità risulta essere banale, in quanto

$$L = 4\pi d^2 F \quad [\text{erg s}^{-1}]$$

dove d è la distanza dell'oggetto e F è il flusso. In tabella 3.2 sono stati riportati tutti i valori calcolati per gli oggetti del campione. Dopo aver quindi calcolato la luminosità ottica e bolometrica per ognuno di questi oggetti, si è calcolato il fattore correttivo andando a dividere per ogni oggetto la luminosità bolometrica per la luminosità ottica. Sempre in tabella 3.2 è stato riportato il fattore correttivo per tutti gli oggetti trattati. È stato fatto anche un istogramma (Fig.3.3) per vedere la distribuzione dei fattori correttivi e verificare l'esistenza di un valore significativo per rappresentare il campione. Da questo grafico è evidente che la distribuzione ha un picco compreso tra i valori 10 e 14, compatibilmente con quanto verrà calcolato in seguito.

Tramite l'utilizzo del software TOPCAT, è stato possibile verificare l'esistenza di una relazione, descritta da una legge di potenza, tra la luminosità ottica e la luminosità bolometrica, visibile in Fig.3.4. In figura sono state riportate due relazioni che meglio interpolano i dati, la prima in rosso è una legge di potenza, scritta come (3.1), mentre la seconda in verde è la relazione lineare che meglio interpola i dati, ottenibile imponendo il valore dell'esponente pari a 1, nella forma (3.2)):

$$L_{Bol} = 0.0021 \pm 0.0518 \cdot (L_{Opt})^{1.0867 \pm 0.0546} \quad (3.1)$$

$$L_{Bol} = 13.7 \cdot L_{Opt} \quad (3.2)$$

In Fig.3.4 è visibile un'altra curva, tracciata in blu: questa rappresenta la relazione tra le due luminosità comunemente usata in letteratura, esprimibile come:

$$L_{Bol} = 9 \cdot L_{Opt}. \quad (3.3)$$

La misura della FWHM della riga $H\beta$ è stata utile per verificare l'esistenza di un'ulteriore relazione tra la luminosità degli AGN e la massa del BH. Sappiamo infatti che, dal teorema viriale, la massa del BH può essere scritta come

$$M_{BH} = f \frac{FWHM_{H\beta}^2 \cdot R_{BLR}}{G} \quad (3.4)$$

dove $FWHM_{H\beta}$ è la FWHM misurata per la riga $H\beta$, R_{BLR} è il raggio della Broad-Line Region, G è la costante di gravitazione universale e f è una costante, il cui valore dipende dall'assunzione su come è distribuito il gas nella BLR. In prima approssimazione si può quindi riscrivere questa equazione come

$$M_{BH} \propto FWHM_{H\beta}^2 \quad (3.5)$$

Il valore della FWHM della riga $H\beta$ è un indicatore per la massa del BH centrale. In Fig.3.4 sono stati riportati i valori della FWHM come circonferenze poste attorno ai punti: il raggio della circonferenza è proporzionale al valore della FWHM.

Oggetto	FWHM H β [10 ³ km s ⁻¹]	L_{Opt} [10 ⁴³ erg s ⁻¹]	L'_{Bol} [10 ⁴³ erg s ⁻¹]	L_{Bol} [10 ⁴³ erg s ⁻¹]	L_{Bol}/L_{Opt}
KUG 1208+386	6.66	1.62 ± 0.03	15.14	9.55	5.89
MARK 290	3.14	3.71 ± 0.07	44.43	40.91	11.042
MCG+09.21.096	6.10	0.81 ± 0.03	13.41	10.87	13.46
UM 614	4.55	1.57 ± 0.04	14.67	8.44	5.37
NGC 3080	3.51	2.13 ± 0.07	21.06	17.09	8.03
MARK 464	5.85	1.73 ± 0.06	20.21	18.42	10.62
MARK 646	2.80	2.02 ± 0.07	38.17	22.55	11.16
OQ 208	8.69	17.24 ± 0.28	348.18	279.71	16.22
SDSS J12463+0028	3.28	2.47 ± 0.07	30.27	21.96	8.91
PG 1415+451	7.76	15.15 ± 0.31	221.87	186.63	12.32
SDSS J10338+0044	2.73	4.35 ± 0.18	225.25	182.20	41.88
2MASS J09188+2117	1.30	11.00 ± 0.41	348.53	239.95	21.82
PG 1115+407	4.03	40.02 ± 1.41	537.72	502.26	12.55
FIRST J11261+4252	5.82	7.81 ± 0.35	226.86	199.66	25.55
GQ COM	4.56	18.42 ± 0.45	645.25	482.44	26.18
B2 1028+31	5.75	23.91 ± 1.01	428.40	315.39	13.19
PG 1309+355	4.95	106.83 ± 2.30	1040.70	874.57	8.19
2E 1530+0503	5.28	16.02 ± 0.52	246.55	184.56	11.52
SDSS J11149+4232	7.02	13.48 ± 0.64	471.35	367.05	27.22
CLANS J10456+5842	3.70	6.99 ± 0.30	134.99	123.27	17.63
FIRST J11579+2613	5.58	27.08 ± 1.00	342.69	213.75	7.89
SDSS J09034+2207	4.43	18.94 ± 0.74	448.13	365.46	19.30
B2 1425+26	6.42	115.37 ± 3.36	2996.59	2167.26	18.79
B2 1512+37	7.15	118.92 ± 3.44	2744.95	2477.03	20.83
FIRST J15319+2420	9.00	322.22 ± 8.32	4804.26	3489.41	10.83
5C 4.105	10.67	192.89 ± 8.53	3645.33	2685.10	13.92
3C 207.0	3.21	117.22 ± 6.78	4453.20	3611.81	30.81

Tabella 3.2: Tabella con le luminosità calcolate per i diversi oggetti. Sono state riportate sia la luminosità bolometrica comprensiva di contributo di stelle e polveri (L'_{Bol}) sia la luminosità bolometrica corretta (L_{Bol}). Nell'ultima colonna è riportato il valore del fattore correttivo, calcolato tra la luminosità bolometrica corretta e la luminosità ottica.

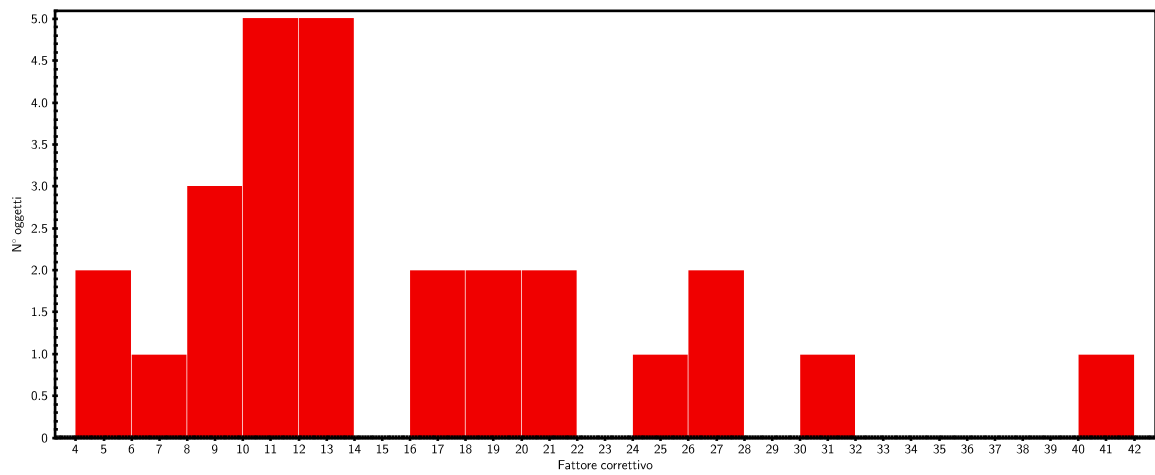


Figura 3.3: Istogramma della distribuzione dei fattori correttivi di tutto il campione. Si vede come questa distribuzione presenti un picco attorno ai valori 10-14, in buon accordo con le ipotesi comunemente adottate in questo campo.

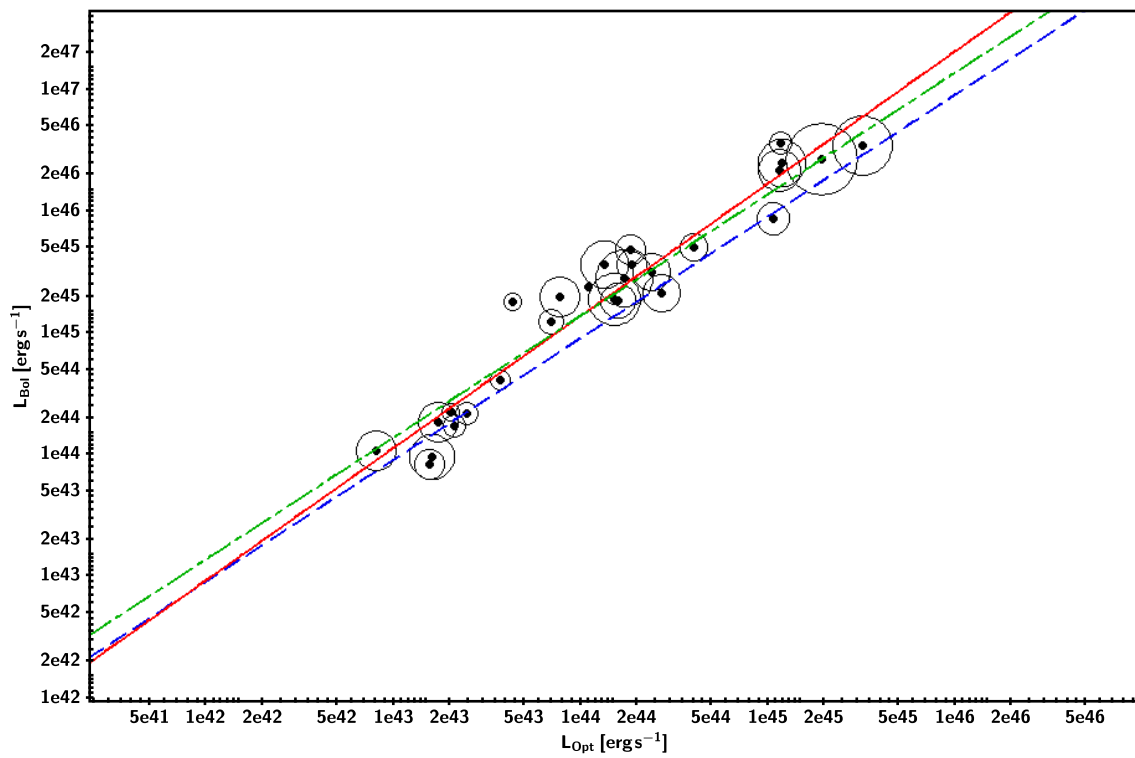


Figura 3.4: Grafico tra luminosità bolometrica e luminosità ottica degli oggetti. Inoltre è stata riportata in rosso (linea continua) la curva a legge di potenza che meglio interpola i punti (Equazione (3.1)), in verde (linea tratto-punto) la migliore approssimazione lineare di questa curva (Equazione (3.2)), ed infine in blu (linea tratteggiata) la relazione riportata in letteratura (Equazione (3.3)). Inoltre è stata riportata anche la FWHM della linea $H\beta$, proporzionale al raggio delle circonferenze che compaiono in figura attorno ai punti.

Capitolo 4

Conclusioni

Gli AGN sono oggetti complessi, che presentano ancora molte caratteristiche poco chiare, a causa del quantitativo ancora troppo limitato di dati disponibili. Si è visto come, dal modello che si è costruito per gli AGN, sia possibile ricostruire l'emissione di questi oggetti su quasi tutto lo spettro elettromagnetico, ottenendo un ottimo accordo con i dati disponibili. In questo caso, si sono trattati gli AGN di tipo 1, ma non è da escludere che in un futuro si possa estendere lo studio alle altre classi di AGN.

Risulta evidente quindi che esiste una relazione molto chiara che lega la luminosità bolometrica degli oggetti alla loro luminosità ottica, che come si è visto può essere ragionevolmente scritta come una relazione lineare:

$$L_{Bol} = 13.7 \cdot L_{Opt} . \quad (4.1)$$

Questa relazione è diversa da quella riportata in letteratura, anche se la differenza è minima e di basso impatto sugli studi già svolti. Le relazioni risultano essere comunque molto verosimili, dato il coefficiente di Pearson pari a $\rho = 0.897^1$. Il fatto che le rette si discostino di poco tra loro significa che la relazione utilizzata in letteratura è comunque accettabile, anche se sottostima la luminosità bolometrica degli oggetti, dal momento che la quasi totalità dei punti si colloca al di sopra della linea di questa relazione (in Fig.3.4, la linea tratteggiata blu).

Si nota, sempre da Fig.3.4, come la distribuzione dei punti sia più vicina alla relazione classica per bassi valori della luminosità ottica, e come si allontani da questa relazione al crescere della luminosità ottica. Questa distribuzione ci suggerisce che una semplice relazione di proporzionalità come quella utilizzata potrebbe essere inefficace per descrivere l'andamento dei punti sul grafico, favorendo una relazione in forma di legge di potenza. Questa però resta ancora una supposizione, da verificarsi con uno studio avente un campione più ampio e quindi più rilevante da un punto di vista statistico.

Ognuno degli aspetti trattati finora assume importanza se si considera il legame tra la luminosità di Eddington e l'accrescimento dei BH: se, come si è detto, la relazione attualmente in uso venisse sostituita da una relazione a legge di potenza, la luminosità bolometrica degli oggetti più brillanti nell'ottico risulterebbe maggiore rispetto a quanto finora accettato, innalzando di conseguenza i tassi di accrescimento rispetto ai corrispondenti limiti di Eddington.

In questa trattazione non si è tenuto conto degli intervalli di incertezza da associare alle luminosità bolometriche stimate: questa scelta è dovuta soprattutto alla difficoltà di valutare l'errore di misura della SED. In linea di principio, si potrebbe ottenere una stima dell'errore calcolando i valori massimo e minimo del flusso bolometrico, per ottenere quindi un valore accettabile di errore. In questo calcolo sarebbe comunque da tenere in considerazione la variabilità degli AGN: sappiamo infatti che l'emissione varia continuamente in base alla lunghezza d'onda di osservazione. In alcuni rari casi si è osservato questo effetto direttamente: nella stessa regione dello spettro si sovrapponevano talvolta dati da diverse survey, ed è accaduto che alle medesime lunghezze d'onda si registrassero flussi diversi, dovuti al fatto che i dati sono stati ottenuti in diverse fasi di attività della medesima sorgente. In altri casi questa variabilità è emersa nel calcolo del fattore correttivo: alcuni oggetti si discostano significativamente dalla relazione. È questo il caso per esempio dell'oggetto 3C207.0: dalla tabella 3.2, si può vedere come questo oggetto presenti un fattore correttivo di 30.81, probabilmente causato da una variazione di flusso dello spettro ottico rispetto ai dati fotometrici ottenuti in epoche differenti. Per verificare questa idea, si è fatto un

¹Il coefficiente di correlazione di Pearson è un coefficiente utile per capire se esiste una correlazione lineare tra due serie di dati, più il valore tende ad 1 più i dati risultano linearmente correlati.

confronto tra il valore in flusso dell'oggetto ottenuto dallo spettro come descritto nel procedimento con il valore riportato nel portale online della SDSS, calcolato però a partire dalla magnitudine in banda V riportata. In questo caso, sarebbe necessario acquisire un nuovo spettro ottico, e vedere se effettivamente l'effetto sia legato alla variabilità dell'AGN oppure no; lo stesso si potrebbe dire per i casi in cui il fattore correttivo risulta sottostimato rispetto al valore previsto dalla relazione (4.1).

Da Fig.3.4 risulta evidente anche un altro aspetto: la distribuzione della FWHM della riga $H\beta$ è casuale, non sembra quindi esistere alcuna dipendenza dalla massa del BH centrale. Ovviamente questa osservazione è molto influenzata dall'esigua dimensione del campione di oggetti: non è da escludere che l'utilizzo di un campione di oggetti più ampio possa mettere in evidenza una relazione qui non visibile.

Infine, è da notare come la sottrazione delle componenti esterne all'AGN restituisca dati compatibili con il risultato atteso. Segue quindi che la correzione utilizzata è affidabile per il calcolo della luminosità bolometrica, e indica come le componenti termiche legate alle stelle e alle polveri siano estranee alla SED dell'AGN, per cui la loro rimozione prima dell'azione di integrazione del flusso è un'operazione necessaria per evitare una sovrastima nella misura della luminosità bolometrica.

Bibliografia

- [bk1] Beckmann, V.; Shrader, C. *Active Galactic Nuclei*, 2012. WILEY-VHC Verlag GmbH & Co. KGaA.
- [bk2] Longair, M. *High Energy Astrophysics*, 2011. Cambridge University Press.
- [bk3] Rybicki, G.B.; Lightman, A.P. *Radiative Processes in Astrophysics*, 1986. WILEY-VHC Verlag GmbH & Co. KGaA.
- [1] Aharonian, F.A. *TeV gamma rays from BL Lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons*, 2000, *New Astronomy*, **5**, 377.
doi: 10.1016/S1384-1076(00)00039-7
- [2] Balbus, S.A.; Hawley, J.F. *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks.*, parte IV, *Nonaxisymmetric perturbations*, 1992, *Astrophysical Journal*, **400**, 610.
doi: 10.1086/172022
- [3] Baldwin, J.A. *Luminosity Indicators in the Spectra of Quasi-Stellar Object*, 1977, *Astrophysical Journal*, **214**, 679.
doi: 10.1086/155294
- [4] Band, D.L.; Grindlay, J.E. *The synchrotron-self-Compton process in spherical geometries*, 1985, *Astrophysical Journal*, **298**, 128.
doi: 10.1086/163593
- [5] Bianchi, L.; Herald, J.; Efremova, B. et al. *GALEX catalogs of UV sources: statistical properties and sample science applications: hot white dwarfs in the Milky Way*, 2011, *Astrophysics and Space Science*, **335**, 161.
doi: 10.1007/s10509-010-0581-x
- [6] Bird, A. J.; Bazzano, A.; Bassani, L. et al. *The Fourth IBIS/ISGRI Soft Gamma-ray Survey Catalog*, 2010, *Astrophysical Journal Supplement*, **186**, 1.
doi: 10.1088/0067-0049/186/1/1
- [7] Condon, J. J.; Cotton, W. D.; Greisen, E. W. et al. *The NLAO VLA Sky Survey*, 1998, *Astronomical Journal*, **115**, 1693.
doi: 10.1086/300337
- [8] Cutri, R. M.; Wright, E. L.; Conrow, T. et al. *Explanatory Supplement to the WISE All-Sky Data Release Products*, 2012.
- [9] Blumenthal, G.R.; Gould, R.J. *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gas*, 1970, *Reviews of Modern Physics*, **42**, 237.
doi: 10.1103/RevModPhys.42.237
- [10] Fanaroff, B.L.; Riley, J.M. *The morphology of the extragalactic radio sources of high and low luminosity*, 1974, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **167**, 31.
doi: 10.1093/mnras/167.1.31P
- [11] Gültekin, K.; Richstone, D.O.; Gebhardt, K. et al. *The M- σ and M-L relations in galactic bulges, and determination of their intrinsic scatter*, 2009, *Astrophysical Journal*, **698**, 198.
doi: 10.1088/0004-637X/698/1/198
- [12] Helou, G.; Walker, D.W. *Infrared Astronomical Satellite (IRAS) catalogs and atlases, volume 7: The small scale structure catalog*, 1988.
- [13] Hoyle, D.; Fowler, W. A.; Burbidge, G. R. et al. *On Relativistic Astrophysics*, 1964, *Astrophysical Journal*, **139**, 909.
doi: 10.1086/147825

- [14] Hubble, E.P. *Extragalactic Nebulae*, 1926. *Astrophysical Journal*, **64**, 321.
doi: 10.1086/143018
- [15] Kellermann, K.I.; Sramek, R.A.; Schmidt, M. et al. *The radio structure of radio loud and radio quiet quasar in the Palomar Bright Quasar Survey*, 1994, *The Astronomical Journal*, **108**, 1163.
doi: 10.1086/117145
- [16] Khachikian, E.Y.; Weedman, D.W. *An atlas of Seyfert galaxies*, 1974, *Astrophysical Journal*, **192**, 581.
doi: 10.1086/153093
- [17] Lawrence, A. *The relative frequency of broad-lined and narrow-lined active galactic nuclei - Implications of unified schemes*, 1991, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **252**, 586.
doi: 10.1093/mnras/252.4.586
- [18] Lynden-Bell, D. *Galactic Nuclei as Collapsed Old quasar*, 1969, *Nature*, **223**, 690.
doi: 10.1038/223690a0
- [19] Mauch, T.; Murphy, T.; Buttery, H.J. et al. *SUMSS: a wide-field radio imaging survey of the southern sky - II. The source catalogue*, 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **342**, 1117.
doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06605.x
- [20] Nolan, P. L.; Abdo, A. A.; Ackermann, M. et al. *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog*, 2012, *Astrophysical Journal Supplement*, **199**, 31.
doi: 10.1088/0067-0049/199/2/31
- [21] Oliver, S.J.; Bock, J.; Altieri, B. et al. *The Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey: HerMES*, 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **424**, 1614.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20912.x
- [22] Runnoe, J.C.; Brotherton, M.S.; Shang, Z. *Updating quasar bolometric luminosity corrections*, 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **422**, 478.
doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20620.x
- [23] Sbarufatti, B.; Treves, A.; Falomo, R. *Imaging Redshifts of BL Lacertae Objects*, 2005, *Astrophysical Journal*, **635**, 173.
doi: 10.1086/497022
- [24] Schlafly, E.F.; Finkbeiner, D.P. *Measuring Reddening with Sloan Digital Sky Survey Stellar Spectra and Recalibrating SFD*, 2011, *Astrophysical Journal*, **737**, 103.
doi: 10.1088/0004-637X/737/2/103
- [25] Schmidt, M. *3C 273: A Star-Like Object with Large Red-Shift*, 1963, *Nature*, **197**, 1040.
doi: 10.1038/1971040a0
- [26] Seyfert, C.K. *Nuclear Emission in Spiral Nebulae*, 1943, *Astrophysical Journal*, **97**, 28.
doi: 10.1086/144488
- [27] Shakura, N.I.; Sunyaev, R.A. *Black holes in binary systems. Observational appearance.*, 1973, *Astronomy and Astrophysics*, **24**, 337.
- [28] Skrutskie, M. F.; Cutri, R. M.; Stiening, R. et al. *The Two Micron All Sky Survey (2MASS)*, 2006, *Astronomical Journal*, **131**, 1163.
doi: 10.1086/498708
- [29] Véron-Cetty, M.P.; Véron, P. *A catalogue of quasar and active nuclei: 13th edition*, 2010, *Astronomy and Astrophysics*, **518**, 10.
doi: 10.1051/0004-6361/201014188