## UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI "FEDERICO II"



Scuola Politecnica e delle Scienze di Base Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica "Ettore Pancini"

Laurea Triennale in Fisica

## La correlazione tra variabilità e parametri fisici dei Nuclei Galattici Attivi

**Relatori:** Prof. Maurizio Paolillo Candidato: Giovanni Russo Matr. N85000869

Dr. Stefano Cavuoti

Anno Accademico 2018/2019

# Indice

In	troduzione	<b>2</b>
1	I Nuclei Galattici Attivi	3
	1.1 Introduzione storica	3
	1.2 Il modello fisico dei Nuclei Galattici Attivi	7
	1.3 Tassonomia	8
	1.3.1 Galassie di Seyfert	8
	1.3.2 QSO and Quasars	11
	1.3.3 Radiogalassie	11
	1.3.4 BL Lac Object e Optically Violent Variables (OVV)	11
	1.4 Il "motore" centrale	12
	1.4.1 Struttura del disco di accrescimento	14
	1.5 Emissione nel continuo	15
<b>2</b>	Variabilità degli AGN	17
	2.1 Periodogramma e PSD	17
	2.2 Normalized excess variance	19
	2.3 Relazione con i parametri fisici di un AGN	20
3	Produzione di curve di luce artificiali con il metodo di Emma-	
	noulopoulos	<b>24</b>
	3.1 L'algoritmo	24
	3.1.1 Inserimento dei parametri sulla base di diversi modelli fisici	27
	3.2 Analisi di curve di luce prodotte per diversi valori dei parametri	
	fisici	27
	3.2.1 Modello 1	28
	3.2.2 Modello 2	28
	3.2.3 Modello 3	28
	3.2.4 Modello 4	29
	3.2.5 Casi degeneri $\ldots$	29
4	Conclusioni	35

# Introduzione

I nuclei galattici attivi, comunemente noti come AGN, sono sorgenti extragalattiche che possono avere proprietà, quali la morfologia, lo spettro di emissione elettromagnetico, la variabilità temporale, la polarizzazione etc., molto diverse ma sono tutti accomunati dall'originarsi da uno stesso fenomeno fisico, ovvero l'accrescimento di materia su un buco nero supermassiccio. Una delle proprietà distintive degli AGN è la variabilità, che può essere descritta dalla PSD (power spectral density), a sua volta ricavata dal periodogramma della curva di luce. Negli AGN si nota una assoluta mancanza di periodicità ma si ha piuttosto un andamento di rumore rosso, ovvero le componenti a bassa frequenza hanno potenza maggiore rispetto a quelle ad alta frequenza. Come vedremo in seguito, la variabilità appare correlata ai parametri fisici degli AGN. Il presente lavoro si propone di analizzare proprio la correlazione tra variabilità e parametri fisici (massa del buco nero centrale e tasso di accrescimento) dei nuclei galattici attivi (AGN). A tal fine abbiamo utilizzato uno degli algoritmi più robusti attualmente disponibili in letteratura, ossia quello di Emmanoulopoulos, McHardy & Papadakis (2013), per generare curve di luce artificiali di AGN legandole ai parametri fisici attraverso i modelli empirici di Papadakis (2004), González-Martín & Vaughan (2012), McHardy, Koerding, Knigge, Uttley & Fender (2006), Ponti, Papadakis, Bianchi, Guainazzi, Matt, Uttley & Bonilla (2012).

La tesi si compone di tre capitoli. Nel primo capitolo, sulla base di quanto scritto da Peterson (1997), verrà fatta una panoramica sugli AGN: storia, proprietà, modello fisico, tassonomia.

Nel secondo capitolo si affronterà il tema della variabilità degli AGN, di come essa venga misurata e di come sia collegata ai parametri fisici.

Nel terzo capitolo si illustrerà l'algoritmo utilizzato per simulare curve di luce reali, si descriveranno le modifiche effettuate per legare la variabilità ai parametri fisici e infine si discuteranno le caratteristiche delle curve di luce simulate con varie masse e tassi di accrescimento, al fine di determinare se la variabilità possa rappresentare uno strumento efficace per determinare le proprietà fisiche intrinseche degli AGN.

# Capitolo 1

# I Nuclei Galattici Attivi

Il termine "Nucleo Galattico Attivo" o AGN (dall'inglese Active Galactic Nucleus), si riferisce all'esistenza di fenomeni altamente energetici nei nuclei di galassie, i quali non possono essere attribuiti alle stelle delle stesse. Questi oggetti, la cui luminosità può ampiamente superare quella di tutte le stelle della galassia, emettono lungo tutto lo spettro elettromagnetico. La fonte di energia, comunemente nota come "motore centrale", è costituita da un buco nero supermassiccio circondato da un disco di accrescimento. Gli AGN si dividono in numerose sottoclassi le cui principali sono le galassia nel caso Seyfert e i quasar. La differenza fondamentale tra le due è la quantità di radiazione prodotta: pari circa a quella prodotta da tutte le stelle della galassia nel caso Seyfert, anche 100 volte superiore per i quasar. Storicamente tale divisione fu dovuta ai diversi metodi con cui questi oggetti vennero inizialmente rivelati, il che condusse al-l'interpretazione errata che si trattasse di oggetti di natura fondamentalmente diversa.

### 1.1 Introduzione storica

Il primo spettro ottico di una galassia attiva fu ottenuto nel 1908 al Lick Observatory da E.A. Fath, il quale notò la presenza di forti linee di emissione nella nebulosa NGC1068 (Figura 1.1). Tuttavia fu Carl Seyfert nel 1943 il primo a comprendere che questa galassia faceva parte di una classe di sorgenti astonomiche con proprietà particolari. Egli selezionò un insieme di galassie caratterizzate da un nucleo molto brillante; notò inoltre che gli spettri di queste erano dominati da linee di emissione ampie  $(FWHM > 1000km/s^1)$  e che quelle dell'idrogeno erano, a volte, più ampie delle altre. Chi per primo cercò di comprendere la fisica delle galassie di Seyfert fu Woltjer (1959), egli notò che:

1. I nuclei non sono risolti, per cui la loro ampiezza è inferiore a 100pc.

 $<sup>^1</sup>$ La Full Width at Half Maximum, "larghezza a metà altezza", rappresenta una misura della larghezza di una riga spettrale, assumendo che essa sia prodotta per allargamento Doppler, può essere espressa in km/s.



Figura 1.1: Spettro ottico di NGC1068, galassia di Seyfert2. Si possono osservare le forti righe di emissione che non sono presenti negli spettri di galassie normali. L'assenza di righe di emissione larghe ci dice che la galassia attiva è di tipo Seyfert2.

- 2. L'emissione nucleare deve durare da più di  $10^8$  anni poichè le galassie di Seyfert costituiscono circa un centesimo delle galassie spirale. Consideriamo i due scenari estremi: il primo in cui le galassie di Seyfert lo sono sempre state e quindi hanno l'età dell'universo ( $10^{10}$  anni), il secondo in cui tutte le galassie a spirale passano attraverso una fase in cui sono galassie di Seyfert. Poichè attualmente circa una galassia a spirale su 100 è di Seyfert possiamo concludere che debbano emettere da circa  $10^{10}/100 = 10^8$  anni.
- 3. Se il materiale nel nucleo è confinato gravitazionalemente, la massa deve essere molto elevata:  $M \approx v^2 r/G$ . Questa semplice formula si ottiene considerando una massa m in moto circolare uniforme attorno ad una massa M, ed uguagliando la forza di gravità  $\frac{GMm}{r^2}$  con la forza centripeta  $\frac{mv^2}{r}$ .

Le linee di emissione forniscono un valore per la velocità (larghezza delle righe) dell'ordine di  $10^3 km/s$ , inoltre, poichè queste sono caratteristiche di un gas poco denso, abbiamo un limite inferiore alla dimensione del nucleo di circa 1pc. Dai punti 1 e 3 possiamo concludere che il nucleo abbia dimensione  $1pc \leq r \leq 100pc$  e che quindi  $M \approx 10^{9\pm1} M_{\odot}$ . Qualcosa di straordinario avviene nei nuclei delle galassie di Seyfert, tale da produrre un enorme ammontare di energia in uno spazio relativamente piccolo.

I Quasar invece, furono inizialmente scoperti come risultato delle prime ricerche radio negli anni '50. La maggior parte delle sorgenti radio furono identificate



Figura 1.2: Prima immagine di 3C48, quasar scoperto da Allan Sandage nel 1960. Inizialmente identificato come stella blu, fu in seguito riconosciuto, analizzandone lo spettro, come il secondo quasar individuato (dopo 3C273).

come galassie risolte, tuttavia, alcune di queste, apparivano come oggetti di natura stellare (Figura 1.2) i cui spettri erano di difficile interpretazione a causa della presenza di forti linee di emissione a lunghezze d'onda insolite.

Il primo passo in avanti nella comprensione di questi oggetti fu dovuto a Schmidt (1963) il quale, analizzando lo spettro di 3C273 (Figura 1.3) (sorgente radio identificata come oggetto di tipo stellare), realizzò che le linee di emissione viste nello spettro altro non erano che le linee di emissione dell'idrogeno della serie di Balmer all'incredibile (per l'epoca) redshift z = 0.158 (Figura 1.4). L'interpretazione di questo redshift fu ovviamente quella di associarlo all'espansione dell'universo per cui, tramite la legge di Hubble, fu possibile calcolare la distanza di questi oggetti:

$$d = \frac{cz}{H_0} \tag{1.1}$$

Prendendo la costante di Hubble,  $H_0 = 70 Km/s/Mpc$  otteniamo una distanza di 677Mpc ovvero oltre 2 miliardi di anni luce, una distanza ai limiti dell'universo allora conosciuto. La natura dell'oggetto era allora sicuramente extragalattica Ancor più straordinario della distanza, fu l'enorme luminosità che questa implicava: circa 100 volte quella di una galassia come la via lattea. Utilizzando il modulo di distanza e conoscendo la magnitudine apparente si è in grado di calcolare la magnitudine assoluta di un oggetto:

$$m - M = -5 + 5\log_{10}d\tag{1.2}$$

dove m è la magnitudine apparente, M quella assoluta e d è la distanza in parsec. Consideriamo il caso di 3C273 prendendo m = 12.9 e d = 677Mpc come calcolato in precedenza. Otteniamo una magnitudine assoluta M = -26.25, il che ne fa uno degli oggetti più luminosi tra quelli conosciuti. Per dare un'idea



Figura 1.3: Prima immagine di 3C273. Questo quasar merita un posto di riguardo nella storia dell'astronomia, in quanto proprio analizzando il suo spettro Schmidt giunse all'interpretazione della natura extragalattica dei Quasar.



Figura 1.4: Confronto tra gli spettri di 3C273 e Vega (stella bianca di sequenza principale). Viene evidenziata la differenza nella posizione delle righe della serie di Balmer dovuta al redshift.

di tale luminosità, se 3C273 si trovasse a 32.6*a.l.* (distanza standard a cui viene calcolata la magnitudine assoluta) dalla terra esso la illuminerebbe come il sole (m = -26.8). Molti altri oggetti con caratteristiche simili furono identificati in seguito. Schmidt (1969) fu anche il primo ad elencare le proprietà dei Quasar, ovvero quasi-stellar radio sources, così definiti dalla loro apparenza nelle immagini fotografiche dato che la vera natura fisica di queste sorgenti restava incompresa:

- oggetti di tipo stellare identificati come sorgenti radio;
- flusso nel continuo variabile nel tempo;
- grande flusso UV;
- linee di emissione allargate;
- alto redshift.

In termini più moderni i quasar sono caratterizzati dalla loro ampia Distribuzione Spettrale di Energia o SED (da *Spectral Energy Distribution*): i quasar emettono a quasi tutte le lunghezze d'onda dal radio ai raggi gamma. Dunque, a differenza di stelle e galassie, gli spettri degli AGN non possono essere descritti in termini di emissione di corpo nero ristretto ad un un piccolo intervallo di temperature. Per spiegare gli spettri degli AGN entrano in gioco processi non termici, in particolar modo la radiazione di sincrotrone.

### 1.2 Il modello fisico dei Nuclei Galattici Attivi

Il modello attuale che spiega la natura fisica degli AGN (detto modello unificato Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995 e descritto in Figura 1.5) prevede un buco nero supermassiccio ( $M_{BH} \geq 10^6 M_{\odot}$ ) circondato da un disco di accrescimento. Dai calcoli ci si aspetta che l'emissione nell'ottico e nell'ultravioletto provenga principalmente dal disco. Lungo l'asse del disco possono emergere getti relativistici che emettono tramite radiazione di sincrotrone.

Sia i getti estesi che le regioni più vicine al Buco Nero centrale, danno contributo per quanto riguarda l'emissione a raggi X. Il modello attuale prevede la presenza di una corona che circonda il disco di accrescimento. Come quella solare, la corona sarebbe formata da un plasma ad altissima temperatura e gli elettroni presenti, tramite scattering di Compton inverso, trasmetterebbero energia al continuo prodotto dal disco.

Le linee di emissione larghe, caratterizzate da una larghezza a metà altezza tra 1000 e 10000 km  $s^{-1}$ , sono prodotte nella *Broad Line Region* (BLR) in nubi di gas che hanno una densità relativamente alta (mancanza di linee proibite) e che si estendono da alcune centinia a molte migliaia di raggi gravitazionali  $(R_{grav} = GM/c^2, \text{ dove } M \text{ è la massa del buco nero centrale, } G \text{ è la costante di gravitazione universale e } c \text{ è la velocità della luce}$ . Su scale più grandi, dell'ordine del parsec, tutto il sistema precedentemente descritto è contenuto in



Figura 1.5: Modello unificato degli AGN.

un toro di polveri, opaco a gran parte della radiazione elettromagnetica. Questo toro gioca un ruolo fondamentale nel modello unificato degli AGN in quanto, a seconda dell'angolo di vista, il toro scherma o meno il disco di accrescimento, la BLR, i getti relativistici. Inoltre il toro assorbe radiazione dal motore centrale e riemette nell'infrarosso. Infine la *Narrow Line Region* (NLR), dove vengono prodotte le linee di emissione strette (300-800 km  $s^{-1}$ ) si presenta in nubi di gas a bassa densità a distanze confrontabili, o superiori a quella del toro.

### 1.3 Tassonomia

La tassonomia degli AGN tende ad essere piuttosto vasta. Alcune delle differenze tra i vari tipi sembrano dovute più al modo in cui li osserviamo che a differenze fondamentali (Figura 1.6). Proprio per questo, sin da quando si cominciarono a notare delle somiglianze tra i vari tipi, si è cercato di trovare un modello che potesse spiegare le diverse fenomenologie. L'idea è quella di avere una sola struttura base e che le diverse tipologie dipendano dall'angolo di vista. Infatti l'emissione e l'assorbimento di radiazione da parte di gas e polveri distribuiti in maniera non-sferica e getti relativistici altamente direzionali implicano proprietà osservate fortemente dipendenti dall'angolo di vista, come descriviamo qui di seguito.

#### 1.3.1 Galassie di Seyfert

Sono gli AGN meno luminosi:

$$M_B > -21.5 + 5\log h_0 \tag{1.3}$$



Figura 1.6: Modello unificato degli AGN. Vediamo come cambi, in base all'angolo di vista, la tipologia di AGN che osserviamo. Infatti, a seconda di come ci posizioniamo, il toro di polveri oscura più o meno il disco di accrescimento e la radiazione prodotta dei getti relativistici può avere più o meno peso (ricordiamo che la radiazione dei getti è altamente direzionata).



Figura 1.7: Modello unificato delle galassie di Seyfert. Vediamo come del materiale presente al di sopra o al di sotto del toro possa, nel caso in cui la nostra linea di vista sia in corrispondenza del toro, "scatterare" le linee larghe verso di noi in luce polarizzata.

dove  $M_B$  indica la magnitudine assoluta bolometrica<sup>2</sup>. Osservata al telescopio, una galassia di Seyfert, appare come una normale galassia a spirale con una stella sovrapposta al suo centro. Spettroscopicamente sono caratterizzate dalla presenza di forti linee di emissione. Ci sono due sottoclassi principali di galassie di Sevfert che si distinguono in base allo spettro. Le tipo 1 (dette anche Sevfert 1 o Sy1) possiedono due set sovrapposti di linee di emissione, uno di linee strette tipico di gas ionizzati a bassa densità, e l'altro di linee larghe solo permesse tipico di gas ad alta densità(non ci sono linee proibite in quanto le transizioni di dipolo elettrico sono soppresse). Le tipo 2 (dette anche Seyfert 2 o Sy2) si differenziano per il fatto di possedere soltanto linee strette e per essere generalmente meno luminose delle tipo 1 di circa 1 magnitudine nello spettro ottico. Queste differenze condussero alle prime ipotesi di modello unificato: le Sy2 non sono altro che Sy1 in cui il continuo e le linee larghe risultano attenuate nella direzione in cui noi le osserviamo. Un importante passo in avanti ci fu nei primi anni '80, quando, osservando lo spettro di polarizzazione di NGC1068 (galassia di Sevfert2), ci si rese conto che presentava linee di emissione larghe come negli spettri delle Sy1. La polarizzazione è solitamente causata dallo scattering da polveri o elettroni, quindi si ideò un modello in cui le Sy2 sono Sy1 viste di taglio (Figura 1.7), e dunque la BLR è oscurata dal toro di gas e polvere che circonda il buco nero centrale, per cui le linee larghe sono visibili in luce polarizzata quando subiscono scattering verso la nostra linea di vista da parte di polvere o elettroni che si trovano sopra o sotto il toro.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>La magnitudine bolometrica  $(M_B)$  è quella integrata su tutto lo spettro elettromagnetico, tiene cioè in conto della luminosità di un oggetto a tutte le frequenze.

#### 1.3.2 QSO and Quasars

Sono gli AGN più luminosi:

$$M_B < -21.5 + 5\log h_0 \tag{1.4}$$

Una piccola parte di questi(i Quasar) sono le forti sorgenti radio che hanno inizialmente definito questa classe di oggetti. A differenza delle galassie di Seyfert in generale non è visibile la galassia circostante, ciò a causa sia dell'enorme luminosità del nucleo che della grande distanza. Dal punto di vista spettroscopico sono molto simili alle galassie di Seyfert, con la differenza che le linee strette sono solitamente più deboli rispetto a quelle larghe che nelle galassie di Seyfert. A differenza delle galassie di Seyfert, che si dividono in tipo1 e tipo2, e come vedremo delle radiogalassie che presentano una analoga suddivisione, i QSO sembrano mancare di una chiara biforcazione di questo genere, ovvero di un'ipotetica classe di QSO2, corrispondenti alle Sy2. I candidati più promettenti sono quegli AGN con forte componente infrarossa che mostrano linee larghe in luce polarizzata, oppure le ancor più fredde ULIRG (*ultraluminous infrared galaxies*), le cui emissioni sono dovute alla riemissione di radiazione da parte di polveri fredde.

#### 1.3.3 Radiogalassie

Soltanto il 10% degli AGN emettono anche nella regione delle onde radio. Morfologicamente si distinguono in radiosorgenti compatte, in cui l'emissione radio proviene dal nucleo, e radiosorgenti estese, che presentano solitamente una struttura a due lobi che si estende su scale anche del megaparsec. Le sorgenti compatte solitamente mostrano un moto superluminale (apparente) il che indica la presenza di materiale a velocità relativistiche vicino alla nostra linea di vista. Le sorgenti estese spesso mostrano una struttura ad un solo getto che si estende dal nucleo verso uno dei lobi. La presenza di getti unilaterali può essere compresa come conseguenza di un effetto Doppler relativistico, dove un getto viene potenziato mentre l'altro viene oscurato in base al moto della sorgente. Appare allora determinante l'orientazione dell'AGN rispetto alla nostra linea di vista nel determinare il tipo di radiogalassia che noi osserviamo (Figura 1.8). In quelle compatte la nostra linea di vista è più o meno allineata al getto, in quelle estese vediamo i getti proiettati sul piano celeste. Ci sono due tipi di radiogalassie il cui spettro ottico è identificabile con quello di un AGN: le BLRG (broad lines radio galaxies) e le NLRG (narrow lines radio galaxies) che sono rispettivamente l'analogo delle Seyfert di tipo 1 e 2. Una differenza importante con le galassie di Seyfert è che le radiogalassie appaiono associate a galassie ellittiche piuttosto che a quelle a spirale.

#### 1.3.4 BL Lac Object e Optically Violent Variables (OVV)

In generale gli AGN mostrano una variabilità del continuo a tutte le lunghezze d'onda, dai raggi X alle onde radio. Un piccolo sottoinsieme di AGN mostra



Figura 1.8: Modello unificato delle radiogalassie. Vediamo come l'angolo rispetto al getto relativistico sia fondamentale rispetto a quanto osserviamo. Per un angolo piccolo abbiamo i "Core-dominated quasar", ovvero sorgenti radio compatte. Per angoli maggiori abbiamo i "Lobe-dominated quasar" cioè sorgenti radio estese in cui vediamo il getto nel piano celeste. Per angoli ancora superiori, con linea di vista sul toro, abbiamo le radiogalassie.

tuttavia delle variazioni di flusso enormi su piccole scale di tempo. In più queste sorgenti tendono ad avere un'alta polarizzazione che a sua volta è soggetta a variazione. Questi oggetti prendono il nome di OVV. I BL Lac condividono alcune proprietà con gli OVV. Si caratterizzano per l'assenza di forti linee di emissione o assorbimento negli spettri. Si pensa che queste due sottoclassi siano dovute alla presenza di una forte componente relativistica del getto orientato lungo la linea di vista. BL Lac e OVV sono spesso collettivamente noti come "blazar".

## 1.4 Il "motore" centrale

Come può essere generata un'energia pari a quella di molti miliardi di stelle in un volume più piccolo di un parsec cubo? Seguendo Peterson (1997) il modello attuale prevede un "motore centrale" composto da un disco di accrescimento che circonda un buco nero supermassiccio. L'energia sarebbe generata dalla caduta, dovuta alla forza di gravità, del materiale che verrebbe così riscaldato. Assumendo isotropia e stabilità della sorgente è possibile stimare in maniera semplice la massa del buco nero centrale; inoltre per semplicità consideriamo che la materia in accrescimento sia prevalentemente composta da idrogeno completamente ionizzato. Affinchè l'AGN l'accrescimento non si interrompa, la pressione di radiazione deve essere bilanciata dalla forza di gravità. Il flusso di energia uscente a una certa distanza r è  $F = L/4\pi r^2$  dove L è la luminosità della sorgente in ergs/s. La quantità di moto (o momento) trasportata da un fotone è E/c, per

cui il flusso di momento, ovvero la pressione di radiazione sarà

$$P_{rad} = \frac{F}{c} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \tag{1.5}$$

mentre la forza di radiazione su di un singolo elettrone si ottiene moltiplicando per la sezione d'urto d'interazione con un fotone (sezione d'urto di Thomson)

$$\overrightarrow{F}_{rad} = \sigma_e \frac{L}{4\pi r^2 c} \widehat{r} \tag{1.6}$$

La forza gravitazionale agente su una coppia protone-elettrone da parte di una massa centrale M sarà  $\overrightarrow{F}_{grav} = -GM(m_p + m_e)\widehat{r}/r^2 \approx -GMm_p\widehat{r}/r^2$ . A questo punto non ci resta che imporre la condizione per cui la forza gravitazionale deve perlomeno eguagliare la forza di radiazione affinchè l'accrescimento possa continuare:

$$\left| \overrightarrow{F}_{rad} \right| \le \left| \overrightarrow{F}_{grav} \right| \tag{1.7}$$

$$M \ge \frac{\sigma_e}{4\pi G c m_p} L \tag{1.8}$$

Otteniamo in questo modo quello che viene chiamato limite di Eddington (eq. 1.8), ovvero la minima massa che può avere una sorgente di luminosità L. E' possibile in alternativa ricavare la luminosità di Eddington, ovvero la massima luminosità che deve avere una sorgente con una certa massa M.

Il processo principale che alimenta la radiazione emessa da un AGN è la conversione di massa in energia. Tale processo avviene con una certa efficienza  $\eta$ , per cui l'energia disponibile da una certa massa M è  $E = \eta M c^2$ . Il tasso a cui l'energia viene emessa dal nucleo (L=dE/dt) ci darà il tasso con cui l'energia deve essere fornita alla sorgente tramite l'accrescimento,

$$L = \eta \dot{M} c^2, \tag{1.9}$$

dove  $\dot{M} = dM/dt$  è il tasso di accrescimento. L'energia potenziale di un elemento di massa d<br/>m a distanza r dalla sorgente centrale di massa M è U = GMdm/r. In prima approssimazione il tasso con cui l'energia potenziale del materiale in caduta viene trasformato in radiazione è

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{GM}{r}\frac{dm}{dt} = \frac{GM\dot{M}}{r}$$
(1.10)

Dalle equazioni 1.9 e 1.10 vediamo dunque che  $\eta \propto M/r$ , che è una misura della compattezza di un sistema. L'oggetto più compatto a noi noto è un buco nero, di cui possiamo definire le dimensioni in termini del raggio di Schwarzschild, cioè del suo orizzonte degli eventi

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \tag{1.11}$$

Per passare da un'orbita circolare di raggio r+dr a una di raggio r, un elemento di massa dm dovrà perdere parte della propria energia potenziale. In accordo

con il teorema del viriale assumiamo che metà della variazione di energia potenziale venga convertita in energia termica, mentre l'altra metà venga irraggiata. L'energia irraggiata dall'elemento di massa d<br/>m nel passare dal raggio r+dr al raggio r sarà quindi

$$dE_{irr} = \frac{1}{2} \left( \frac{GMdm}{r} - \frac{GMdm}{r+dr} \right)$$
(1.12)

La luminosità proveniente da un anello infinitesimo del disco sarà pertanto

$$dL = \frac{dE_{irr}}{dt} = \frac{1}{2}GM\frac{dm}{dt}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r+dr}\right) = \frac{1}{2}GM\dot{M}\frac{dr}{r^2}$$
(1.13)

dove abbiamo trascurato i termini di grado inferiore. La luminosità totale del disco di accrescimento, di raggio interno  $r_{in}$  e raggio esterno  $r_{out}$  sarà dunque

$$L = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{1}{2} GM\dot{M} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{2} GM\dot{M} \left(\frac{1}{r_{in}} - \frac{1}{r_{out}}\right)$$
(1.14)

Se consideriamo  $r_{out} \gg r_{in}$ , possiamo semplificare il risultato

$$L = \frac{1}{2} \frac{GM\dot{M}}{r_{in}} \tag{1.15}$$

A questo punto, per trovare l'efficienza del processo di emissione di un AGN, dividiamo la luminosità trovata per  $\dot{M}c^2$ , ovvero per la luminosità che si avrebbe se la massa fosse completamente convertita in energia

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{GM}{c^2 r_{in}} \tag{1.16}$$

Dato che stiamo considerando un disco di accrescimento attorno ad un buco nero, sostituiamo  $r_{in}$  col raggio dell'ultima orbita stabile  $R_{st} = 3R_{sch} = 6GM/c^2$ 

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{GM}{c^2} \frac{c^2}{6GM} = \frac{1}{12} = 0.083 \tag{1.17}$$

Vediamo quindi come questo calcolo semplificato ci dia un valore di circa  $\eta \approx 0.1$ , ovvero un'efficienza circa 10 volte maggiore di quella della fusione dell'idrogeno in elio ( $\eta = 0.007$ ) che avviene all'interno delle stelle. Chiamiamo tasso di accrescimento di Eddington il tasso di accrescimento tale da sostenere la luminosità di Eddington. In realtà esso può essere superato laddove si abbandonino per esempio le ipotesi di simmetria sferica.

#### 1.4.1 Struttura del disco di accrescimento

La struttura dettagliata del disco di accrescimento di un AGN dipende da una gran quantità di fattori, come l'intensità del campo magnetico, la presenza di jet relativistici e la viscosità. Analizziamo qui una semplice struttura di disco sottile che possa condurre a previsioni in accordo con le osservazioni. Assumiamo che l'energia di una particella a distanza r dalla sorgente sia dissipata localmente e che il mezzo si otticamente spesso. In queste condizioni possiamo approssimare localmente l'emissione a quella di un corpo nero. Dal teorema del viriale, come in precedenza, metà dell'energia gravitazionale rilasciata andrà a riscaldare il gas, mentre l'altra metà verrà irradiata, quindi:

$$L = \frac{GMM}{2r} = 2\pi r^2 \sigma T^4 \tag{1.18}$$

dove  $\sigma T^4$  (legge di Stefan-Boltzmann) ci dà l'energia irradiata per unità d'area,  $\pi r^2$  è l'area del disco, mentre il fattore 2 tiene conto del fatto che un disco ha due lati. Riarrangiando i termini troviamo la temperatura in funzione di r

$$T = \left(\frac{GM\dot{M}}{4\pi\sigma r^3}\right)^{1/4} \tag{1.19}$$

Una derivazione più corretta tiene in conto di come l'energia sia dissipata nel disco a causa della viscosità. Ciò conduce, semplificando in termini del raggio di Schwarzschild, a

$$T(r) \approx \left[\frac{3c^6}{64\pi\sigma G^2}\right]^{1/4} \dot{M}^{1/4} M^{-1/2} \left(\frac{r}{R_S}\right)^{-3/4}$$
(1.20)

Consideriamo il caso di un disco che circonda un buco nero di  $10^8$  masse solari che si accresce a un tasso pari a quello di Eddington. Ponendo la derivata della funzione di Planck uguale a zero  $(dB_{\nu}/d\nu = 0)$ , troviamo che l'emissione sarà massima alla frequenza

$$\nu_{max} = \frac{2.8kT}{h} \approx 3.6 \times 10^{16} Hz \tag{1.21}$$

ovvero a una lunghezza d'onda di circa 100Å o a un fotone di circa 100 eV, ci troviamo quindi nella regione dell'estremo ultravioletto. La reale struttura del disco di accrescimento è determinata dal valore del tasso di accrescimento relativo a quello di Eddington ( $\lambda_{Edd} = \dot{M}/\dot{M}_E$ ), oltre che dall'opacità del mezzo. Per  $\lambda_{Edd} \leq 1$  e alta opacità, il disco sarà sottile e irraggerà ad alta efficienza ( $\eta \approx 0.1$ ). In questa situazione il flusso di calore convogliato verso l'interno è trascurabile rispetto a quello che viene emesso in direzione verticale. Lo spettro sarà quindi composto da un insieme di spettri termici sul range di temperature del disco. Per alti tassi di accrescimento,  $\lambda_{Edd} \gg 1$ , si forma una sorta di "toro di accrescimento" in quanto la radiazione viene parzialmente intrappolata dal materiale di accrescimento che quindi si espande verticalmente. L'efficienza è, in questo caso, molto bassa.

### 1.5 Emissione nel continuo

In contrasto con quanto creduto nei primi anni dalla scoperta degli AGN, il loro spettro continuo è piuttosto complesso. In prima approssimazione possiamo descrivere la SED (Spectral Energy Distribution) con una legge di potenza  $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$  dove alfa è generalmente compreso tra 0 e 1. Questo generò i primi sospetti sul fatto che l'origine del continuo fosse non termica. La grande ampiezza di banda degli AGN e le somiglianze con gli spettri di sorgenti di sincrotrone note, come i resti di supernove, fecero sì che gli spettri degli AGN fossero attribuiti proprio all'emissione di sincrotrone. Data una distribuzione di energie che segue una legge di potenza, elettroni relativistici in un campo magnetico possono produrre uno spettro di sincrotrone che segue una legge di potenza su molte decadi di frequenze. In più, in linea di principio, è possibile generare le emissioni a più alta energia tramite il processo SSC (synchrotron self-Compton), tale processo diviene importante quando la densità di radiazione di sincrotrone diviene abbastanza alta da far sì che i fotoni emessi subiscano uno scattering di Compton inverso da parte degli elettroni responsabili della radiazione di sincrotrone. Un'importante discrepanza tra le osservazioni e le previsioni del modello SSC si ha nel fatto che il continuo dovrebbe essere polarizzato almeno di qualche punto percentuale, mentre tali livelli di polarizzazione si osservano soltanto nei blazar. Osservando la SED di un AGN si vede chiaramente che una legge di potenza è una descrizione ragionevole soltanto se si guardano molte decadi di frequenze, in realtà si stanno ignorando molte caratteristiche, le quali possono darci importanti informazioni sull'origine del continuo. L'esistenza di queste caratteristiche suggerisce un continuo a più componenti, con le emissioni in varie bande di continuo dominate da diversi processi fisici. Tra le caratteristiche più importanti osservate abbiamo il "big blue bump" che si estende tra i circa 4000A e i circa 1000A, a cui in genere viene riconosciuta un'origine termica, sebbene non sia chiaro il tipo di emissione. La maggior parte degli AGN mostra un minimo locale nella SED alla lunghezza d'onda di circa 1 micrometro che si pensa sia il confine tra uno spettro termico caldo e uno freddo in cui l'emissione sia dovuta ai grani di polvere. Il piccolo dosso a lunghezze d'onda superiori a 1 micrometro viene spesso chiamato "infrared bump". La SED degli AGN privi di emissione radio decresce rapidamente a basse energie. Il punto in cui inizia questa brusca decrescita prende il nome di "submillimeter break".

# Capitolo 2

# Variabilità degli AGN

I nuclei galattici attivi sono caratterizzati da una variabilità rapida e di grande ampiezza, specialmente nella regione elettromagnetica dei raggi X, i quali hanno probabilmente origine nelle regioni più interne del disco di accrescimento. Uno degli strumenti più utilizzati per esaminare la variabilità degli AGN è la "power spectral density (PSD) function", ossia il loro spettro di potenza. I primi tentativi di misurare la PSD degli AGN ebbero come risultato una legge di potenza con pendenza -1.5. Negli anni recenti è diventato chiaro che esiste almeno un tempo di scala caratteristico, il quale si rivela attraverso una frequenza di *break* in cui la pendenza passa da -1 a -2 per frequenza più alte di quella di break (Figura 2.1). Questo tempo di scala, e quindi la frequenza di break, appare correlata con i principali parametri fisici di un AGN, ovvero la massa del buco nero e il tasso di accrescimento. Quindi, le misure di variabilità, rappresentano un importante strumento per investigare sia la fisica dei processi di accrescimento, così come i parametri fisici fondamentali.

## 2.1 Periodogramma e PSD

Uno strumento comunemente utilizzato negli studi sulla variabilità è il periodogramma, dal quale è poi possibile stimare la PSD (Figura 2.2)

Per il calcolo del periodogramma è necessario innanzitutto stimare la trasformata di Fourier della curva di luce, tuttavia, dato che trattiamo un set discreto di dati bisogna definire una trasformata di Fourier discreta (DFT). Consideriamo una curva di luce x(t) formata da N punti equidistanti:  $\{t_k, x(t_k)\}$  con tempo di campionamento pari a  $t_{bin}$ , valor medio  $\mu$  e deviazione standard  $\sigma$ . La DFT del set di dati è definita come:

$$DFT(j) = \sum_{k=1}^{N} x(t_k) e^{2\pi i (k-1)j/N}$$
(2.1)

Il calcolo ci porta N risultati per j = 0, ..., N - 1, uno per ogni frequenza di Fourier  $f_j$ . Per ogni frequenza  $f_j$ , DFT(j) è un numero complesso che quindi



Figura 2.1: Spettro di potenza di un AGN. Vediamo come esso sia rappresentato da una legge di potenza che a una certa frequenza cambia pendenza (tipicamente da -2 a -1). Per frequenze molto basse, al di là di quelle sinora campionate, ci aspettiamo un altro cambio di pendenza dove essa diventi  $\sim 0$ .



Figura 2.2: Periodogramma di un AGN con  $M_{BH} = 10^6 M_{\bigodot}$ e con  $\lambda_{Edd} = 0.1$ , in rosso la PSD.

contiene informazioni su ampiezza e fase della corrispondente componente sinusoidale. A una certa frequenza  $f_j$ , l'ampiezza della sinusoide sarà data da

$$A_j = \frac{1}{N} \sqrt{Re\left[DFT(j)\right]^2 + Im\left[DFT(j)\right]^2}$$
(2.2)

mentre la fase è data da

$$\phi_j = \arg\left[DFT(j)\right] = \arctan\left\{Im\left[DFT(j)\right], Re\left[DFT(j)\right]\right\}$$
(2.3)

dove prendiamo i valori nell'intervallo  $(-\pi, \pi]$ . Il periodogramma  $(P(f_j))$  di x(t), ad una certa frequenza di Fourier  $f_j$ , è definito come l'ampiezza al quadrato della corrispondente componente sinusoidale

$$P(f_j) = A_j^2 = \frac{1}{N^2} \left\{ Re \left[ DFT(j) \right]^2 + Im \left[ DFT(j) \right]^2 \right\}$$
(2.4)

per j = 0, ..., N - 1. Poichè la curva di luce consiste solamente di misure reali, c'è una simmetria tra le stime positive e negative della DFT:  $DFT(j^-) = [DFT(j^+)]^*$ , dove  $j^-$  e  $j^+$  rappresentano gli indici per frequenza negative e positive, rispettivamente, e l'asterisco denota la coniugazione complessa. Quindi, le ampiezze delle corrispondenti componenti positive e negative sono uguali e il periodogramma verrà calcolato come

$$P(f_j) = \frac{2}{N^2} \left\{ Re \left[ DFT(j) \right]^2 + Im \left[ DFT(j) \right]^2 \right\}$$
(2.5)

con  $f_j = j/(Nt_{bin})$ . Una volta calcolato il periodogramma vi sono diversi metodi per trovare la PSD.

### 2.2 Normalized excess variance

Una statistica comunemente usata negli studi su misure di ampiezze di variabilità è il "normalized excess variance". É definita come (Paolillo et al., 2017):

$$\sigma_{NXV}^2 = \frac{1}{N\bar{x}^2} \sum_{i=1}^{N} \left[ (x_i - \bar{x})^2 - \sigma_{err,i}^2 \right]$$
(2.6)

dove  $x_i \in \sigma_{err,i}$  sono rispettivamente il tasso di conteggio e il suo errore all'iesimo bin, mentre  $\bar{x}$  è il tasso di conteggio medio. Se  $\mu \in \sigma^2$  sono nell'ordine il valor medio e la varianza intrinseci di una curva di luce,  $\sigma_{NXV}^2$  è pensata come una stima della varianza intrinseca normalizzata della sorgente, ovvero  $\sigma_{norm}^2 = \sigma^2/\mu$ . Ci sono tuttavia alcune ragioni per cui quest'assunzione potrebbe non essere valida. Partiamo dal fatto che (come mostrato in Allevato, Paolillo, Papadakis & Pinto 2013; Paolillo et al. 2017) la  $PSD(\nu)$  intrinseca di una serie storica è definita in modo che:

$$\sigma^2 = \int_0^\infty PSD(\nu)d\nu \tag{2.7}$$

Come detto in precedenza la PSD degli AGN ha la forma di una bending powerlaw, dove a una certa frequenza (break frequency) la pendenza passa da -1 a -2 per frequenze più alte di quella di break. Affinchè l'integrale in equazione 2.7 converga ci si aspetta che a frequenze più basse ci sia un secondo break in cui la pendenza passi a ~ 0. Tuttavia soltanto in un caso è stato osservato questo secondo break. Se  $\sigma_{NXV}^2$  viene calcolato usando una curva di luce la cui durata è inferiore al temposcala a cui nella PSD avviene la transizione della pendenza da -1 a 0, allora:  $\bar{x}$  non sarà una stima accurata di  $\mu e \sigma_{NXV}^2$  potrebbe sottostimare  $\sigma_{norm}^2$ , in quanto le variazioni su tempiscala più lunghi di quelli campionati non daranno per intero il loro contributo. Per queste ragioni  $\sigma_{NXV}^2$  è stata assunta come misura varianza intrinseca normalizzata di banda, definita come

$$\sigma_{norm,band}^2 = \left[ \int_{1/T_{max}}^{1/T_{min}} PSD(\nu) d\nu \right] / \mu^2$$
(2.8)

dove  $\mu$  e PSD( $\nu$ ) sono la media intrinseca e la PSD della serie storica. La  $\sigma_{norm,band}^2$  misura il contributo alla varianza totale (normalizzato alla media al quadrato) di tutte le componenti di variabilità con frequenze più alte di  $1/T_{max}$  $(T_{max}$ tempo totale di campionamento) e più basse di  $1/T_{min}$   $(T_{min}=2\times\Delta t$ dove  $\Delta t$  ampiezza del *bin* della curva di luce osservata). Tuttavia anche quest'ipotesi presenta delle problematiche e potrebbe non essere del tutto accurata nel caso di red-noise PSD. Infatti, sebbene le variazioni su tempiscala maggiori di  $T_{max}$  non siano del tutto campionate, esse potrebbero comunque contribuire alla varianza (problema noto come *red-noise leakage*). In più, nel caso di curve di luce scarsamente campionate, non tutte le componenti alla variabilità avranno la stessa accuratezza. Infine, in realtà, la PSD dovrebbe continuare come legge di potenza anche per frequenze più alte di  $1/T_{min}$ , quindi potremmo avere una sovrastima della varianza di banda normalizzata a causa di quelli che vengono chiamati effetti di aliasing. Ciò nonostante, poichè i dati non sono campionati ogni  $\Delta t$ , ma sono bensì "binnati" su intervalli di ampiezza  $\Delta t$ , tutte le variazioni a frequenza maggiori di  $1/2\Delta t$  sono estremamente ridotte e non ci si aspetta causino problemi.

### 2.3 Relazione con i parametri fisici di un AGN

I primi studi sulla variabilità degli AGN (in particolare nei raggi x) non mostravano nessun tempo di scala caratteristico dal quale fosse possibile derivare i parametri fisici (in particolare la massa del buco nero) degli AGN. Tuttavia, osservazioni successive, su tempi più lunghi, rivelarono l'esistenza di un tempo di scala peculiare ( $T_B$ ) alla cui corrispondente frequenza ( $\nu_B$ ) nello spettro di potenza, la pendenza della PSD passava -1 a -2 per frequenze maggiori di quella di break. Le prime ricerche avevano già ipotizzato una relazione tra  $T_B$  e massa del buco nero  $M_{BH}$  che tuttavia presentava alcune discrepanze. McHardy et al. (2006) hanno provato l'esistenza di una relazione che lega  $T_B$  non solo a  $M_{BH}$  ma anche al tasso di accrescimento ( $m_E$ ). Partendo dalla constatazione che ci sia una crescita di  $T_B$  con l'aumentare di  $M_{BH}$  e una sua decrescita



Figura 2.3: Intervalli di confidenza dei parametri del fit  $A \in B$ . Vengono mostrati il 68% (nero), 90% (rosso) e 95% (verde) di confidenza per la dipendenza del break della PSD da massa del buco nero e luminosità bolometrica. Le linee più spesse si riferiscono soltanto ai primi 10 AGN per cui era stato fatto il fit, mentre le linee sottili includono anche i GBH. Vediamo come i contorni si sovrappongano completamente per entrambi i campioni esaminati.

all'aumentare di  $m_E$  si è assunta una relazione del tipo:

$$logT_B = AlogM_{BH} - BlogL_{bol} + C \tag{2.9}$$

dove invece del tasso di accrescimento è presente la luminosità bolometrica  $(L_{bol})$ . Ciò è possibile in quanto  $L_{bol}$  è una quantità osservabile e  $\dot{m}_E = L_{bol}/L_E$ , dove la luminosità di Eddington  $(L_E)$  è nota se conosciamo  $M_{BH}$ . Uno degli scopi del lavoro di McHardy et al. (2006) è stato quello di dimostrare come gli AGN si comportino come i buchi neri galattici (GBH). Facendo un fit dell'equazione 2.9 prima per 10 AGN di cui si conoscevano il break della PSD, la massa e la luminosità bolometrica, e poi aggiungendo alcuni GBH trovò risultati in perfetto accordo (otteneva valori consistenti dei parametri A, B e C), come possiamo vedere in Figura 2.3. Quindi su un intervallo di ~ 10<sup>8</sup> in massa e ~ 10<sup>3</sup> in tasso di accrescimento, gli AGN si comportano come GBH riscalati. McHardy et al. (2006) trovarono quindi che preso  $\dot{m}_E = L_{bol}/L_E$ , allora  $T_B \approx M_{BH}^{1.12}/\dot{m_E}^{0.98}$ . In Figura 2.4 vediamo come i tempi di scala di break, derivati inserendo le luminosità bolometriche e le masse osservate nella relazione di best fit, siano in ottimo accordo con i tempi osservati.

In Paolillo et al. 2017 viene confermato come la variabilità degli AGN sia anticorrelata con la loro luminosità a raggi X, si osserva inoltre, come l'ampiezza della variabilità decresca all'aumentare del redshift, il che è in accordo con il fatto che ad alti redshift troviamo sorgenti più luminose e quindi intrinsecamente meno variabili. In aggiunta a lumimosità e redshift, se il processo di variabilità



Figura 2.4: Confronto tra i  $T_B$  osservati e quelli predetti dalla relazione di best fit ( $T_B = 2.1 log M_{BH} - 0.98 log L_{bol} - 2.32$ ). Nel caso in cui i tempi corrispondessero esattamente, allora gli oggetti cadrebbero in corrispondenza della linea che mostra una proiezione del piano  $T_B - M_{BH} - L_{bol}$ .

presenta una caratteristica di rumore rosso, l'excess variance potrebbe dipendere anche dalla durata del *rest-frame* della curva di luce. Per studiare tale dipendenza, nel lavoro di Paolillo et al. (2017), sono stati presi in considerazione quattro diverse scale temporali. Per ognuna di queste, le misure a redshift più alto sono sistematicamente più piccole dell'ampiezza di variabilità media di quelle a redshift inferiore. Ciò è dovuto ai differenti intervalli di luminosità campionati ad ogni redshift. Il risultato importante è che l'ampiezza di variabilità decresce chiaramente muovendosi verso scale di tempo più brevi. Sebbene i dati campionati non siano misure dirette della PSD (in quanto l'excess variance è l'integrale della PSD tra le scale temporali minima e massima), il diminuire dell'excess variance con la decrescita dei tempiscala è un'evidenza direttamente osservabile della natura di rumore rosso che hanno i processi di variabilità di AGN ad alto redshift.

Oltre a quello di McHardy et al. (2006), sono stati proposti anche altri modelli che collegano variabilità e parametri fisici degli AGN, non solo per quanto riguarda  $T_B$  ma anche per la normalizzazione A della bending power law. Tra i quattro modelli che testeremo, sulla scia di quanto fatto da Paolillo et al. (2017), abbiamo che:

- Nei primi due l'ampiezza della PSD a  $\nu_b$  è costante, cioè  $\nu_b \times PSD(\nu_b) = 0.02$ , come proposto da Papadakis (2004). Invece per quanto riguarda  $\nu_b$  seguiremo due strade differenti. Nella prima, sulla base di González-Martín & Vaughan (2012), avremo una dipendenza soltanto dalla massa del buco nero,  $\nu_b = 580/(M_{BH}/M_{\odot})s^{-1}$ .
- Nella seconda seguiremo quanto detto in precedenza (McHardy et al.

2006), ipotizzando una dipendenza anche dal tasso di accrescimento,  $\nu_b = (200/86400)(L_{44,bol})(M_{6,BH})^{-2}s^{-1}$ , dove  $L_{44,bol}$  è la luminosità bolometrica in unità di  $10^{44} ergs^{-1}$  e $M_{6,BH}$  è la massa del buco nero in unità di  $10^6 M_{\bigodot}$ .

- Nel terzo modello avremo la stessa relazione del primo modello, dipendente soltanto dalla massa, per  $\nu_b$ , mentre assumeremo una dipendendenza della normalizzazione dal tasso di accrescimento,  $\nu_b \times PSD(\nu_b) = 3 \times 10^{-3} \lambda_{Edd}^{-0.8}$  (Ponti et al. 2012), dove  $\lambda_{Edd} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{Edd}}$ .
- Nell'ultimo modello seguiremo la relazione di McHardy et al. (2006) per la  $\nu_b$ , mentre per la normalizzazione seguiremo quella di Ponti et al. (2012).

Come possiamo intuire la ricerca in questo campo è ancora aperta con risultati non sempre in accordo tra loro. Per esempio nel lavoro González-Martín & Vaughan (2012), oltre a trovare una dipendenza di  $T_B$  solo dalla massa, l'analisi sulla variabilità nei raggi X di 104 AGN ha riscontrato nella maggioranza dei casi una PSD meglio descritta da una singola legge di potenza.

# Capitolo 3

# Produzione di curve di luce artificiali con il metodo di Emmanoulopoulos

La produzione di curve di luce artificiali, con determinate proprietà statistiche, è di fondamentale importanza in astrofisica. I metodi di costruzione usati in precedenza, sopratutto (Timmer & Koenig, 1995, hereafter TK95), permettevano di generare curve di luce artificiali con una certa PSD (Power Spectral Density) ma che seguivano una distribuzione esclusivamente gaussiana. Questa limitazione non era di poco conto in quanto molte curve di luce, per esempio quelle degli AGN, non seguono una distribuzione normale. La grande novità nel metodo di Emmanoulopoulos et al. (2013) sta proprio nel fatto di poter generare curve di luce le cui PSD e PDF (*Probability Distribution Function*) siano funzioni qualsiasi. La procedura combina la routine di TK95 con l'algoritmo iterativo di trasformata di Fourier con ampiezza adattata di Schreiber & Schmitz (1996) (hereafter SS96).

## 3.1 L'algoritmo

Il metodo (Figura 3.1) è una combinazione di TK95 e SS96 con alcune modifiche che ne permettono il collegamento.

(i) Usando TK95, viene generata una serie storica distribuita normalmente  $x_{norm}(t)$  che consiste di N valori con una PSD sottostante identica a quella desiderata. Dopodichè, per ogni frequenza di Fourier,  $f_j$ , viene calcolata la trasformata di Fourier discreta (DTF),  $DFT_{norm}(j)$ . Da quest'ultima vengono poi estratte l'ampiezza,  $A_{norm}(j)$ , la fase,  $\phi_{norm}(j)$ , e il periodogramma,  $P_{norm}(f_j)$ .

- (ii) Dalla PDF viene prodotta una serie di N numeri pseudocasuali che forma un set di dati di rumore bianco,  $x_{sim,1}(t)$ . Poi, per ogni frequenza di Fourier, viene stimata la trasformata di Fourier discreta,  $DTF_{sim,1}(j)$ , e da questa, come nel punto (i), le corrispondenti ampiezze,  $A_{sim,1}(j)$ , fasi,  $\phi_{sim,1}(j)$ , e periodogramma,  $P_{sim,1}(f_j)$ .
- (iii) Entra in gioco l'algoritmo di SS96. Per ogni frequenza,  $f_j$ , l'ampiezza  $A_{sim,1}(j)$  viene sostituita con l'ampiezza  $A_{norm}(j)$ , mentre le fasi non vengono alterate. Ciò conduce ad una DTF adattata di  $x_{sim,1}(t)$ ,  $DTF_{sim.adjust,1}(j)$ . Su questa viene poi eseguita una trasformata di Fourier discreta inversa (IDTF), che ci porta alla serie storica  $x_{sim.adjust,1}(t)$ . Questa serie storica avrà una PSD sottostante identica a quella desiderata, ma una distribuzione di misure che risulta alterata rispetto alla PDF cercata.
- (iv) A questo punto viene creata una nuova serie storica a partire dai valori di  $x_{sim,1}(t)$  ordinati sulla base della classifica di  $x_{sim.adjust,1}(t)$ . In poche parole il valore più alto di  $x_{sim.adjust,1}(t)$  viene rimpiazzato dal valore più alto di  $x_{sim,1}(t)$ , il secondo valore più alto di  $x_{sim.adjust,1}(t)$  viene rimpiazzato dal secondo valore più alto di  $x_{sim,1}(t)$  e così via. Il treno di dati risultante,  $x_{sim,2}(t)$ , è distribuito esattamente come la PDF voluta, mentre la PSD differirà da quella obbiettivo.
- (v) Il processo precedentemente descritto viene ripetuto in modo iterativo partendo dal punto (ii), fino a che il prodotto risultante non converge, cioè  $x_{sim,k+1}(t) = x_{sim,k}(t)$ :
  - $2^a$  iterazione:  $x_{sim,1}(t)$  sostituita da  $x_{sim,2}(t)$
  - $3^a$  iterazione:  $x_{sim,2}(t)$  sostituita da  $x_{sim,3}(t)$
  - $k^a$  iterazione:  $x_{sim,k-1}(t)$  sostituita da  $x_{sim,k}(t)$

Dopo un certo numero di iterazioni, la curva di luce artificiale non cambierà più, quindi  $x_{sim,k}(t)$  rappresenta la curva di luce che infine otteniamo.

Le curve di luce realmente osservate sono affette da rumore di Poisson che si presenta sotto forma di una componente costante nella PSD. Per cercare di riprodurre questo effetto, ogni punto della curva di luce viene sostituito da un'appropriata variabile casuale di Poisson

$$x_{sim,Pois,\lambda}(t_i) \sim \frac{Pois\left[\mu = x_{sim,\lambda}(t_i)\Delta t\right]}{\Delta t}$$
(3.1)

dove  $Pois [x_{sim,\lambda}(t_i)\Delta t]$  rappresenta la funzione di massa di probabilità della distribuzione di Poisson con valor medio  $x_{sim,\lambda}(t_i)\Delta t$ . Nel caso di PSD che non siano di rumore bianco (come quelle degli AGN), il periodogramma presenta i due problemi descritti in precedenza: il red noise leakage e l'aliasing (si veda sezione 2.2). Per tenere conto del primo, l'algoritmo produce un set di dati che è molto più lungo (100 volte) di quello voluto, dopodichè ne seleziona in modo casuale un sottoinsieme della lunghezza desiderata. Per quanto riguarda l'aliasing, poichè trattiamo dati che sono mediati sul tempo di campionamento, il suo effetto è parecchio ridotto.



Figura 3.1: Rappresentazione schematica dell'algoritmo di Emmanoulopoulos et al. (2013).

#### 3.1.1 Inserimento dei parametri sulla base di diversi modelli fisici

Nel nostro lavoro di tesi, seguendo quanto fatto nel lavoro di Paolillo et al. (2017), abbiamo utilizzato una bending power law per quanto concerne la PSD

$$PSD(\nu) = A\nu^{-1} \left(1 + \frac{\nu}{\nu_b}\right)^{-1}$$
(3.2)

in cui la normalizzazione (A) e la frequenza di break  $(\nu_b)$  dipendono dai parametri fisici dell'AGN, cioè la massa del buco nero centrale e il tasso di accrescimento. Abbiamo testato, sempre seguendo il lavoro di Paolillo et al. (2017), quattro diversi modelli di collegamento tra parametri fisici e parametri della PSD

- 1. Modello 1. Come proposto da Papadakis (2004) l'ampiezza della PSD a  $\nu_b$  è costante,  $\nu_b \times PSD(\nu_b) = 0.02$  per tutti gli AGN. La frequenza di break invece dipende dalla massa del buco nero,  $\nu_b = 580/(M_{BH}/M_{\odot})s^{-1}$ , come suggerito da González-Martín & Vaughan (2012).
- 2. Modello 2. L'ampiezza della PSD è costante come nel modello 1, mentre la frequenza di break invece dipende sia dalla massa che del buco nero che dal tasso di accrescimento (McHardy et al. 2006):

$$\nu_b = (200/86400)(L_{44,bol})(M_{6,BH})^{-2}s^{-1},$$

dove  $L_{44,bol}$  è la luminosità bolometrica in unità di  $10^{44} ergs^{-1}$  e  $M_{6,BH}$  è la massa del buco nero in unità di  $10^6 M_{\odot}$ .

- 3. Modello 3. Come nel modello 1 si ha  $\nu_b = 580/(M_{BH}/M_{\odot})s^{-1}$ . La normalizzazione invece dipende dal tasso di accrescimento,  $\nu_b \times PSD(\nu_b) = 3 \times 10^{-3} \lambda_{Edd}^{-0.8}$ , dove  $\lambda_{Edd} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{Edd}}$  come proposto da Ponti et al. (2012).
- 4. Modello 4. Come nel modello 2,  $\nu_b = (200/86400)(L_{44,bol})(M_{6,BH})^{-2}s^{-1}$ , mentre la normalizzazione, come nel modello 3, è  $\nu_b \times PSD(\nu_b) = 3 \times 10^{-3} \lambda_{Edd}^{-0.8}$ .

In pratica, i primi due modelli assumono solo la frequenza di break come dipendente dai parametri fisici degli AGN, invece, gli ultimi due, includono una dipendenza da essi anche per quanto riguarda la normalizzazione.

## 3.2 Analisi di curve di luce prodotte per diversi valori dei parametri fisici

Nel nostro lavoro di tesi abbiamo utilizzato una versione scritta in Python dell'algoritmo di Emmanoulopoulos et al. (2013) (originariamente scritto in Mathematica). Si è reso necessario innanzitutto risolvere alcune problematiche legate ad una errata traduzione da un linguaggio all'altro. In seguito abbiamo apportato alcune modifiche che ci hanno permesso di inserire i parametri d'ingresso della PSD (normalizzazione, frequenza di bending) in base a massa del buco nero centrale e tasso di accrescimento. Abbiamo invece lasciato bloccati gli esponenti della bending law a basse e ad alte frequenze, rispettivamente a -1 e -2. L'offset è stato posto pari a zero.

Una volta apportate le necessarie modifiche abbiamo prodotto simulazioni di curve di luce per diversi valori di massa del buco nero e tasso di accrescimento. Per ogni curva abbiamo preso 3000 punti con un  $t_{bin}$  pari a 50s in modo da evidenziare le differenze di variabilità tra i diversi modelli e i diversi valori dei parametri. Ci aspettiamo infatti una maggiore variabilità su scale di tempo brevi per gli AGN con massa inferiore, mentre variando il tasso di accrescimento le cose cambiano in base al modello.

#### 3.2.1 Modello 1

Siamo partiti dal modello 1 dove, come abbiamo visto, c'è una dipendenza dei parametri della curva solo per quanto riguarda la massa. Abbiamo riportato (Figura 3.2) una curva di luce per un AGN con  $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$  e una con  $M_{BH} = 10^{10} M_{\odot}$ . La differenza è evidente, infatti la variabilità su tempi piccoli è molto maggiore per l'AGN di massa inferiore. A riprova di ciò abbiamo i periodogrammi delle due curve che indicano in maniera inequivocabile la differente potenza di variabilità, con la frequenza di break che si sposta a valori inferiori.

#### 3.2.2 Modello 2

Per il modello 2 la frequenza di break dipende sia dalla massa del buco nero che dal tasso di accrescimento, mentre la normalizzazione ha lo stesso valore costante usato nel modello 1. In Figura 3.3 mostriamo due curve di luce per AGN con pari massa  $(10^6 M_{\odot})$  ma diverso tasso di accrescimento:  $\lambda_{Edd} = 0.01$  e  $\lambda_{Edd} = 1$ . I periodogrammi delle due curve mostrano come la potenza a basse frequenze, cioè su tempi scala lunghi, sia maggiore a parità di massa, quando il tasso di accrescimento è maggiore, in quanto il break si sposta a frequenze maggiori.

#### 3.2.3 Modello 3

Il modello 3 prevede che la frequenza di break dipenda soltanto dalla massa del buco nero (stessa relazione utilizzata nel modello 1), mentre la normalizzazione dipenderà dal tasso di accrescimento. In questo caso, a parità di massa, la variabilità sarà superiore al diminuire del tasso di accrescimento come possiamo constatare in Figura 3.4, dove le due curve di luce, con i rispettivi periodogrammi, appartengono entrambe ad AGN con  $M_{BH} = 10^{10} M_{\odot}$  ma con differenti tassi di accrescimento: rispettivamente  $\lambda_{Edd} = 0.01$  e  $\lambda_{Edd} = 1$ .



Figura 3.2: Modello 1: *in alto a sinistra* la curva di luce di un AGN con  $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$ , *in alto a destra* la curva di luce di un AGN con  $M_{BH} = 10^{10} M_{\odot}$ . *In basso* i periodogrammi delle rispettive curve di luce. Come previsto, la variabilità su tempi scala brevi è superiore per masse inferiori del buco nero.

#### 3.2.4 Modello 4

Nel modello 4 riprendiamo la stessa relazione del modello 2 per quanto riguarda la frequenza di break (dipendente sia da M che da  $\lambda_{Edd}$ ), mentre per la normalizzazione quella già utilizzata nel modello 3. Le curve di luce in Figura 3.5 riguardano AGN con  $M = 10^8 M_{\odot}$  e  $\lambda_{Edd}$  pari rispettivamente a 0.01 e 1. Analizzando i periodogrammi vediamo come la frequenza di break creasca con il tasso di accrescimento, mentre la normalizzazione decresce, così che ad alte frequenze la variabilità sia maggiore quando il tasso di accrescimento è più alto, mentre a basse frequenze tendano ad avere maggiore variabilità gli AGN con tasso di accrescimento inferiore.

#### 3.2.5 Casi degeneri

Possono capitare situazioni in cui modelli diversi, per valori diversi di massa e tasso di accrescimento, diano curve di luce aventi spettro di potenza quasi identico (si veda ad esempio Figura 3.6). Immaginando di trovarci in presenza



Figura 3.3: Modello 2: *in alto a sinistra* la curva di luce di un AGN con  $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}$  e  $\lambda_{Edd} = 0.01$ , *in alto a destra* la curva di luce di un AGN con uguale massa ma  $\lambda_{Edd} = 1$ . *In basso* i corrispondenti periodogrammi. Troviamo che, a parità di massa, quando il tasso di accrescimento è maggiore il break si sposta a valori più alti e la variabilità a basse frequenze è superiore.

di una curva di luce reale, capiamo come sia impossibile stabilire quale tra i due modelli sia quello corretto. In questi casi può essere utile aumentare il tempo di osservazione cosicchè, andando a campionare anche le frequenze più basse, riusciamo a "vedere" il break in modo da avere più informazioni che ci permettano di discernere tra i modelli. Vediamo infatti in figura 3.7 che avendo aumentato il tempo di campionamento totale (3000 punti con  $t_{bin}$  di 10000s) riusciamo a distinguere le due curve di luce.



Figura 3.4: **Modello 3:** in alto a sinistra la curva di luce di un AGN con  $M_{BH} = 10^{10} M_{\bigcirc}$  e  $\lambda_{Edd} = 0.01$ , in alto a destra la curva di luce di un AGN con uguale massa ma  $\lambda_{Edd} = 1$ . In basso i rispettivi periodogrammi. Vediamo come per questo modello la variabilità sia superiore a tutte le scale quando il tasso di accrescimento è inferiore.



Figura 3.5: **Modello 4:** in alto a sinistra la curva di luce di un AGN con  $M_{BH} = 10^8 M_{\odot}$  e  $\lambda_{Edd} = 0.01$ , in alto a destra la curva di luce di un AGN con uguale massa ma  $\lambda_{Edd} = 1$ . In basso i rispettivi periodogrammi. Vediamo come per  $\lambda_{Edd} = 0.01$  si abbia una maggiore potenza a basse frequenze mentre per  $\lambda_{Edd} = 1$  siano le componenti ad alta frequenza ad avere una maggiore potenza di variabilità.



Figura 3.6: In alto a sinistra la curva di un AGN che per il modello 2 corrisponde ai seguenti parametri fisici:  $M_{BH} = 10^8 M_{\odot}$  e  $\lambda_{Edd} = 0.01$ . In alto a destra la curva di un AGN che per il modello 3 corrisponde ai seguenti parametri fisici:  $M_{BH} = 10^{10} M_{\odot}$  e  $\lambda_{Edd} = 0.01$ . In basso i corrispondenti periodogrammi. Notiamo come sia praticamente impossibile distinguere le due curve di luce, le quali presentano praticamente la stessa variabilità. In questo caso non è possibile, perlomeno su questi tempi di osservazione discernere quale dei due modelli sia corretto.



Figura 3.7: Come in figura 3.6 In alto a sinistra la curva di un AGN che per il modello 2 corrisponde ai seguenti parametri fisici:  $M_{BH} = 10^8 M_{\odot}$  e  $\lambda_{Edd} =$ 0.01. In alto a destra la curva di un AGN che per il modello 3 corrisponde ai seguenti parametri fisici:  $M_{BH} = 10^{10} M_{\odot}$  e  $\lambda_{Edd} = 0.01$ . Tuttavia in questo caso riusciamo a distinguere i due modelli, dato che il tempo di campionamento è molto superiore.

# Capitolo 4

# Conclusioni

La correlazione tra variabilità e parametri fisici dei nuclei galattici attivi è un campo di ricerca tuttora aperto e con risultati talvolta contrastanti. La produzione di curve di luce artificiali, con determinate proprietà statistiche, riveste un ruolo fondamentale in questo campo sia per quanto riguarda l'analisi statistica, sia per la stima della PSD di AGN campionati in modo irregolare, sia per la valutazione dei parametri fisici.

In questo lavoro di tesi, dopo aver discusso in generale degli AGN e delle loro proprietà di variabilità, abbiamo prodotto e analizzato curve di luce di AGN per diversi valori dei parametri fisici. Per fare ciò ci siamo avvalsi dell'algoritmo di Emmanoulopoulos et al. (2013) sul quale sono state apportate le modifiche necessarie affinchè, basandoci sui quattro diversi modelli presi in esame da Paolillo et al. (2017), i parametri d'ingresso della PSD fossero funzione dei parametri fisici degli AGN ( $M_{BH} \in \lambda_{Edd}$ ).

Abbiamo quindi visto come su tempi scala piccoli la variabilità sia superiore per gli AGN con massa più piccola, mentre abbiamo visto come per gli AGN con massa più grande siano necessari tempi di osservazione molto lunghi affinchè sia visibile il break nella PSD e quindi sia possibile fare delle valutazioni sul modello più adatto o sia possibile distinguere tra i vari modelli. L'utilizzo di computer più potenti potrà certamente giovare allo scopo, in quanto l'algoritmo richiede tempi abbastanza lunghi per simulare un numero di punti tale che il periodogramma possa coprire abbastanza decadi di frequenze, così da valutare meglio le diverse componenti della variabilità.

Questi risultati saranno estremamente utili per poter utilizzare la variabilità quale strumento di misura delle proprietà fisiche degli AGN con le missioni X di prossima generazione come il satellite eRosita, o il telescopio LSST in Cile, che monitoreranno milioni di AGN per svariati anni.

# Bibliografia

Allevato V., Paolillo M., Papadakis I., Pinto C., 2013, ApJ, 771, 9

- Antonucci R., 1993, ARA&A, 31, 473
- Emmanoulopoulos D., McHardy I. M., Papadakis I. E., 2013, MNRAS, 433, 907

González-Martín O., Vaughan S., 2012, A&A, 544, A80

- McHardy I. M., Koerding E., Knigge C., Uttley P., Fender R. P., 2006, Nature, 444, 730
- Paolillo M., et al., 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 471, 4398

Papadakis I. E., 2004, MNRAS, 348, 207

- Peterson B. M., 1997, An Introduction to Active Galactic Nuclei. New York Cambridge University Press
- Ponti G., Papadakis I., Bianchi S., Guainazzi M., Matt G., Uttley P., Bonilla N. F., 2012, A&A, 542, A83
- Schmidt M., 1963, Nature, 197, 1040
- Schmidt M., 1969, ARA&A, 7, 527
- Schreiber T., Schmitz A., 1996, Phys. Rev. Lett., 77, 635
- Timmer J., Koenig M., 1995, A&A, 300, 707
- Urry C. M., Padovani P., 1995, PASP, 107, 803

Woltjer L., 1959, ApJ, 130, 38