

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica e Cosmologia

**Studio delle proprietà in banda X degli AGN a
 $z > 5.5$**

Tesi di Laurea

Presentata da:
Riccardo Nanni

Relatore:
Chiar.mo Prof. Cristian Vignali

Co-relatore:
Dott. Roberto Gilli

Mistakes are, after all, the foundations of truth, and if a man does not know what a thing is, it is at least an increase in knowledge if he knows what it is not.

C. G. Jung

Indice

Abstract	1
1 Nuclei Galattici Attivi	5
1.1 Cosa è un Nucleo Galattico Attivo?	5
1.2 Classificazione degli AGN	6
1.2.1 Classificazione radio	6
1.2.2 Classificazione spettrale	7
1.3 Modello unificato	9
1.4 Paradigma del Black Hole	12
1.5 Luminosità di Eddington	13
1.6 Lo spin del Black Hole	14
1.7 Emissione degli AGN	15
1.7.1 Emissione radio	15
1.7.2 Emissione IR	16
1.7.3 Emissione ottica/UV	16
1.7.4 Emissione X	17
1.7.5 La riga del ferro a 6.4 keV	18
1.7.6 Emissione γ	19
1.8 Demografia ed evoluzione degli AGN	21
1.8.1 Origine degli AGN	21
1.8.2 Evoluzione cosmologica	22
2 La popolazione di AGN a $z \approx 6$	26
2.1 Gli AGN ad alto z	26
2.2 I telescopi Chandra e XMM-Newton	28
2.2.1 Chandra X-ray Observatory	28
2.2.2 XMM-Newton	29
2.2.3 Chandra e XMM a confronto	31
2.3 Selezione del campione	33
2.4 I dati in banda X	39
2.4.1 Gli AGN in X	39

2.4.2	La distribuzione in redshift	40
2.4.3	Le sorgenti rivelate in banda X	40
2.4.4	Significatività delle sorgenti rivelate con bassa statistica	45
3	Analisi dati	53
3.1	Estrazione spettrale	53
3.1.1	Regioni di estrazione	53
3.1.2	Estrazione degli spettri e delle matrici di risposta	54
3.2	Analisi spettrale	55
3.2.1	I° modello: legge di potenza assorbita	56
3.2.2	II° modello: legge di potenza assorbita con indice spettrale fissato	59
3.2.3	III° modello: studio della presenza della riga del ferro	63
3.3	Calcolo degli <i>Hardness Ratio</i>	63
3.4	Analisi spettrale degli spettri congiunti di bassa statistica	66
3.5	Analisi delle sorgenti non rivelate	68
4	Sommario e conclusioni	74
A	Spettri in banda X	79
	Bibliografia	88

Abstract

The presence of supermassive black holes (SMBHs), $10^8 - 10^9 M_\odot$, observed in QSOs up to $z = 6-7$, and hence formed in less than 1 Gyr, is a challenge for modern astrophysics. In order to explain these SMBH masses, accretion of gas must have proceeded almost continuously close to the Eddington limit with fairly low radiative efficiency ($\eta < 0.1$). The seeds of the observed SMBHs could either be the remnants of PopIII stars ($\sim 100 M_\odot$; Madau & Rees 2001), or more massive ($\sim 10^{4-6} M_\odot$) BHs formed from the direct collapse of primordial gas clouds (Volonteri et al. 2008).

The majority of the quasar luminosity due to accretion processes is emitted in the optical/UV/EUV. For this reason, in order to determine the quasar accretion properties, wide-area optical and near-IR surveys, such as the Sloan Digital Sky Survey (SDSS), the Canada-France High-Redshift Quasar Survey (CFHQS), the Pan-STARRS Survey (PSO), the UKIDSS Large Area Survey (ULAS) and the VISTA Survey (ATLAS and VIKING), have been carried out to increase the number of detected QSOs. In particular, wide-area near-IR surveys are now pushing the QSO redshift frontier above $z = 6$.

The X-ray emission of high-redshift QSOs has been presented in previous works for a limited number of sources, mostly at lower redshift. In this thesis work we provide a systematic analysis and study of all X-ray data available for high-redshift QSOs in order to derive the general properties of accretion of SMBHs at very high redshift. To this purpose, we selected and studied all QSOs with spectroscopic redshifts $z > 5.5$ and observed in the X-ray band to date. In particular, we have cross-correlated 151 sources, from the three most recent lists of high-redshift QSOs (Bañados 2015, Mortlock 2015 and Matsuoka et al. 2016), with X-ray data from Chandra and XMM archives, so as to place constraints on their high-energy emission, column density (N_H) and luminosity. From this selection we obtained a sample of 28 sources with X-ray coverage, spread over the redshift range $z \simeq 5.5 - 7.1$. These AGN are classified as Type 1 (unobscured) QSOs.

First, we extracted the spectra of the 10 sources that have more than 10

counts in the energy range 0.3-8.0 keV and fit them with simple powerlaw models. Moreover, we estimated the intrinsic luminosity of these sources and an upper limit to the intensity of iron line at 6.4 keV. For the 8 sources with less than 10 counts, but still detected in Chandra/XMM observations, we computed the hardness ratio (HR), which is a sort of X-ray color, providing a rough estimate of the continuum powerlaw slope (Γ). Deviations with respect to a canonical $\Gamma=1.9$ slope may suggest the presence of spectral complexities (e.g., obscuration towards the source). For the 10 sources not detected but covered by X-ray observations we derived upper limits for the X-ray flux.

Finally, we utilized joint spectral fitting, using our low-counts sources, to derive the maximum information from our data using the Cash statistic (appropriate to fit low-counting statistics spectra) to constrain their average X-ray spectral properties. Joint spectral fitting, such as the one we propose, provides a more stable estimate of typical X-ray spectral properties than a single-object spectrum of the same statistical quality, since any single object might be atypical.

In summary, we obtained the most complete and uniform study of the X-ray properties of AGN at high redshift ($z>5.5$) ever performed. This study is meant to be a preliminary work for X-ray surveys that will be carried with *eROSITA* and, on longer timescales, with *Athena*.

In chapter (1) we explain what AGN are, their underlying physical processes, in which spectroscopic bands they can be detected and how they evolve from high redshift to $z = 0$. In chapter (2) we introduce AGN observed at $z \approx 6$ and the importance of a proper characterization of the quasar population at $z > 5.5$. Furthermore, we briefly describe the instruments used to perform the X-ray analysis, we illustrate the available data and the properties of the quasar revealed both in optical and X-ray band. In chapter (3) we describe the analysis carried out on the X-ray sources and the results we obtained, compared to literature. The summary of the main results and perspectives for the future are reported in chapter (4).

La presenza di buchi neri di grande massa (SMBHs), $10^8 - 10^9 M_\odot$, osservati nei QSO fino a $z = 6-7$, e quindi formati in meno di 1 Gyr, è un mistero difficile da spiegare per l'astrofisica moderna. Per poter spiegare le masse dei SMBH, l'accrescimento di gas deve essere stato continuo e vicino al limite di Eddington con un'efficienza radiativa molto bassa ($\eta < 0.1$). I *seed* dei SMBH osservati potrebbero essere i resti di stelle di PopIII ($100 M_\odot$; Madau & Rees 2001), o BH di massa maggiore ($10^{4-6} M_\odot$) formati dal collasso diretto di nubi di gas primordiale (Volonteri et al. 2008).

La maggior parte della luminosità di accrescimento dei quasar viene emes-

sa nelle bande ottica/UV/EUV. Per questa ragione, per poter determinare le proprietà di accrescimento dei quasar, sono state effettuate diverse *survey* a grande campo ottiche e nel vicino IR, come la Sloan Digital Sky Survey (SDSS), la Canada-France High-Redshift Quasar Survey (CFHQS), la Pan-STARRS Survey (PSO), la UKIDSS Large Area Survey (ULAS) e la VISTA Survey (ATLAS and VIKING), in modo da aumentare il numero di QSO rivelati. In particolare, le *survey* NIR a grande campo stanno portando il limite in redshift dei QSO oltre $z = 6$.

L'emissione X dei QSO ad alto redshift è già stata presentata in precedenti lavori per un numero limitato di sorgenti a più basso redshift. In questa tesi viene presentato uno studio sistematico di tutti i dati X-ray disponibili per questi QSO in modo da derivare le proprietà generali di accrescimento dei SMBH più distanti. Per questo motivo, si è selezionato e studiato tutti i QSO con redshifts spettroscopici, con $z > 5.5$, disponibili ad oggi nella banda X. I 151 QSO a $z > 5.5$, noti al momento dell'inizio della mia tesi, sono stati confrontati con i dati X presenti negli archivi di Chandra e XMM, in modo da porre dei vincoli sulla loro emissione ad alta energia, sulla densità di colonna (N_H) e sulla luminosità. Da questa selezione si è ottenuto un campione di 28 sorgenti con copertura X-ray, con un intervallo di redshift $z \simeq 5.5 - 7.1$. Questi AGN sono classificati come QSO di Tipo 1 (non oscurati).

Per prima cosa, si sono estratti gli spettri di 10 sorgenti che hanno più di 10 conteggi netti nell'intervallo energetico 0.3-8.0 keV e li si è interpolati con semplici modelli a legge di potenza. Inoltre, si è fornita una stima della luminosità intrinseca di queste sorgenti e dei limiti superiori all'intensità della riga del ferro a 6.4 keV (nel sistema di riferimento a riposo). Per le 8 sorgenti con meno di 10 conteggi, ma che risultano rivelate dalle osservazioni Chandra/XMM, si è calcolato gli *hardness ratio* (HR) che sono una specie di indice di colore X e forniscono una stima grezza della pendenza della legge di potenza (Γ). Deviazioni rispetto ad una pendenza canonica $\Gamma=1.9$ potrebbero suggerire la presenza di complessità spettrali (per esempio, un oscuramento della sorgente). Per le 10 sorgenti non rivelate ma con copertura di osservazioni X si è derivato degli *upper limit* al flusso X.

Infine, si è utilizzato un *fitting* spettrale congiunto, utilizzando le nostre sorgenti con basso numero di conteggi e usando la *Cash statistic*, per derivare informazioni più solide dai nostri dati e per porre dei vincoli sulle proprietà spettrali medie X. Questo *fitting* congiunto, così come viene proposto, fornisce una stima più stabile delle tipiche proprietà spettrali rispetto allo spettro di un singolo oggetto con stessa qualità statistica, poiché qualsiasi oggetto singolo potrebbe non essere rappresentativo dell'intera popolazione a cui appartiene.

In conclusione, si è effettuato lo studio più completo e uniforme delle pro-

prietà X degli AGN ad alto redshift ($z > 5.5$) mai realizzato. Questo studio vuole anche essere un lavoro preliminare per le *survey* che verranno effettuate con *eROSITA* e, su tempi più lunghi, con *Athena*.

Nel capitolo (1) viene spiegato cosa sono gli AGN, quale è la fisica responsabile della loro emissione, in che bande emettono e come evolvono dall'alto redshift ad oggi. Nel capitolo (2) si introducono gli AGN osservati a $z \approx 6$ e l'importanza della caratterizzazione della popolazione di quasar osservati a $z > 5.5$. Inoltre, si descrivono brevemente i satelliti da cui sono stati presi i dati X per l'analisi e si parla dei dati a disposizione e dei quasar rivelati sia in banda ottica che in banda X. Nel capitolo (3) si descrivono le analisi effettuate sulle diverse sorgenti X e i risultati ottenuti, facendo dei confronti con lavori in letteratura. Nel capitolo (4) presentiamo il sommario e le conclusioni.

Capitolo 1

Nuclei Galattici Attivi

1.1 Cosa è un Nucleo Galattico Attivo?

I Nuclei Galattici Attivi (Active Galactic Nuclei, AGN) costituiscono una classe eterogenea di oggetti nelle cui regioni centrali si hanno emissioni energetiche talmente notevoli da non poter essere imputabili a processi stellari. Si stima siano presenti in una frazione compresa tra 1% e 10% delle galassie e emettono a luminosità molto elevate (fino a $L_{bol} \approx 10^{48}$ erg/s), maggiori delle galassie ordinarie.

E. A. Fath, nel 1908, fu il primo a ottenere lo spettro ottico di una galassia attiva nel quale, ignaro della reale natura della sorgente, notò la presenza di forti righe di emissione. Successivamente, V. M. Slipher ottenne uno spettro di più alta risoluzione dello stesso oggetto, trovando che la larghezza delle righe corrispondeva a velocità di centinaia di chilometri al secondo. Storicamente, fu C. Seyfert il primo a riconoscere, nel 1937, l'esistenza di alcune galassie a spirali che compongono una categoria diversa dalle altre. Gli spettri di queste galassie mostravano righe allargate in emissione di alta eccitazione e luminosità molto elevate. Da allora questa classe di AGN prende il nome di Galassie di Seyfert. Nel 1959, Woltjer provò a riunire le caratteristiche comuni delle galassie di Seyfert in modo da derivare le loro proprietà fisiche: il nucleo risulta irrisolto, per tale motivo, data la risoluzione angolare disponibile all'epoca, le loro dimensioni devono essere inferiori a 100 pc e, se il materiale nucleare è legato gravitazionalmente, la loro massa deve essere elevata. Infatti, assumendo l'equilibrio di viriale e considerando la dispersione di velocità ottenuta dall'allargamento delle righe di emissione (dell'ordine di 10^3 km/s), si ottiene:

$$M \approx \frac{v^2 r}{G} \approx 10^9 M_\odot \quad (1.1)$$

Allo stesso tempo, agli inizi degli anni '50, le prime survey radio rivelarono sorgenti radio che erano otticamente identificate con galassie o sorgenti simil stellari. Questi oggetti mostravano righe spettrali in emissione sconosciute le quali vennero identificate più tardi come righe note e fortemente redshiftate (tipo la serie di Balmer). Poiché, all'inizio, la natura fisica di questi oggetti simil stellari non era stata ancora compresa, divennero famosi col nome di quasar (quasi-stellar radio sources). Nel 1964 Zel'dovich e Novikov suggerirono che le grandi luminosità osservate fossero dovute a fenomeni di accrescimento gravitazionale molto efficienti spiegabili con la presenza di un buco nero centrale di grande massa, che ne fa da motore.

1.2 Classificazione degli AGN

Dagli anni '60 in poi molti altri tipi di AGN vennero scoperti e questo portò alla realizzazione di diverse classificazioni, per queste sorgenti. In particolare sono state create due principali distinzioni sulla base delle proprietà di emissione radio e su quelle ottico spettrali.

1.2.1 Classificazione radio

Gli AGN vengono classificati come sorgenti Radio Loud o Radio Quiet a seconda del valore del loro *optical-to-radio ratio* (R_{r-o}) (Kellermann 1989), il rapporto tra la densità di flusso a 5 GHz e quella ottica 4400 Å, nel sistema di riferimento a riposo della sorgente. Tutti gli AGN con $R_{r-o} > 10$ vengono considerati come Radio Loud, con $R_{r-o} < 10$ sono detti Radio Quiet. Questa classificazione radio è una tra alcune possibili per distinguere tra Radio Loud e Quiet; un'altra molto usata è la: $\log(R_X) = \frac{\nu L_\nu(5\text{ GHz})}{L_X}$ (Terashima & Wilson 2003), che confronta la luminosità radio con quella X. Tutti gli AGN con $\log(R_X) \leq -4.5$ sono classificati come Radio Loud. Partendo dalla distinzione tra Radio Loud e Quiet, è poi possibile suddividere i vari AGN in sottocategorie a seconda della loro morfologia o delle proprietà spettrali. Di seguito vengono fornite le sottoclassi più comuni.

AGN Radio Loud

- **Radiogalassie:** sono galassie ellittiche giganti con un'emissione nucleare, di origine non termica, principalmente nel radio, sebbene emettano anche nell'ottico e in banda X. Possono raggiungere luminosità bolometriche molto elevate (fino a $L_{bol} = 10^{47}$ erg/s) e spesso vengono divise in due sottoclassi a seconda della loro morfologia nella banda

radio: le FRI (in cui l'emissione dei getti domina su quella dei lobi) e le FRII (le più luminose, dominate da emissione di hot spot e lobi). Nonostante la classificazione sia principalmente di tipo morfologico esiste una potenza radio di emissione che le suddivide: $P_{1.4\text{ GHz}} \sim 10^{24.5}$ W/Hz.

- **Radio Loud Quasar:** sorgenti radio molto brillanti (fino a $L_{bol} \sim 10^{48}$ erg/s) con controparti ottiche che appaiono come oggetti puntiformi. Storicamente si distinguono dalle galassie di Seyfert (vedere AGN Radio Quiet) perché hanno tipicamente $M_B < -23$.
- **BL Lac:** sorgenti fortemente variabili simili ai Quasar (specialmente in luminosità), tuttavia non mostrano intense righe di emissione ma un continuo ottico piatto. Insieme alle Optical Violent Variable (OVV), anch'esse sorgenti altamente variabili e con continuo ottico pressoché piatto, vengono dette **Blazar**.

AGN Radio Quiet

- **Quasar Radio Quiet:** simili ai Quasar Radio Loud ma senza avere un'emissione radio forte.
- **Galassie di Seyfert:** sono AGN di bassa luminosità generalmente presenti in galassie a spirale. Emettono su tutte le bande ma l'emissione radio è piuttosto debole (10^{20-23} W/Hz). A causa delle loro bassa luminosità si può osservare anche la galassia ospite. Hanno $M_B > -23$.
- **LINER (Low Ionization Nuclear Emission-line Region):** sono sorgenti di bassa luminosità ($L_{bol} \approx 10^{41-42}$ erg/s) che mostrano uno spettro continuo debole e righe di emissione strette di bassa ionizzazione. Sono spesso ospitate in galassie a spirale e la loro natura è ancora incerta: potrebbero essere AGN di bassa luminosità o galassie normali con intensa attività di formazione stellare.

1.2.2 Classificazione spettrale

Gli AGN che mostrano spettri ottici con righe di emissione larghe (fino a $\sim 10^4$ km/s) e strette (fino a $\sim 10^3$ km/s) vengono classificati di Tipo 1 (o Broad Line); quelli che mostrano solo righe strette sono detti di Tipo 2 (o Narrow Line, vedere §1.3). Generalmente gli AGN di Tipo 1 sono più variabili e luminosi dei Tipo 2. Anche in questo caso si possono trovare le stesse sottocategorie del precedente paragrafo, elencate di seguito.

AGN di Tipo 1

- Broad Line Radio Galaxy (BLRG)
- Quasar 1
- Seyfert 1
- LINER 1

AGN di Tipo 2

- Narrow Line Radio Galaxy (NLRG)
- Quasar 2
- Seyfert 2
- LINER 2

Per le Seyfert ci sono ulteriori sottoclassi definite tra le Tipo 1 e 2. In **Figura 1.1** forniamo un esempio di due spettri di Seyfert 1 e 2.

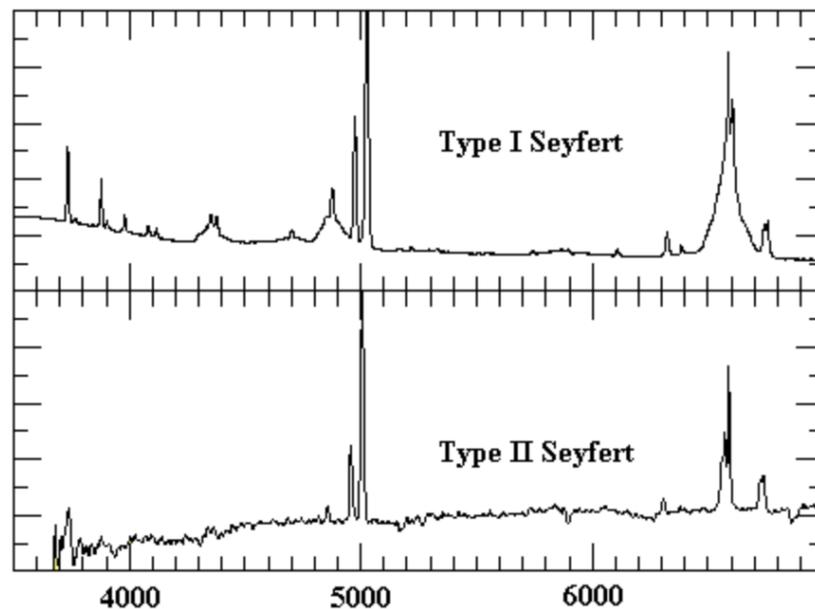


Figura 1.1: Spettri di galassie di Seyfert di Tipo 1 (in alto) e Tipo 2 (in basso) in banda ottica. Si nota che nello spettro di Tipo 1 sono presenti righe di emissione sia strette che allargate mentre, nel Tipo 2, sono presenti solo righe strette. Figure prese dalle slide di B. Keel.

1.3 Modello unificato

L'analisi degli spettri e delle caratteristiche degli AGN ha mostrato che le varie sottoclassi hanno proprietà comuni, insieme a differenze notevoli. Questo ha portato, nel corso degli anni, allo sviluppo di un modello unificato basato sull'idea che differenti classi di AGN possano essere lo stesso oggetto visto con diverse orientazioni, sebbene, in alcuni casi, bisogna tenere conto anche di differenze fisiche intrinseche.

Cronologicamente, Osterbrock, nel 1978, fu il primo a proporre una prima unificazione, cercando di spiegare le cause che differenziano le Seyfert 1 dalle Seyfert. Secondo Osterbrock, la differenza potrebbe derivare da un effetto di orientazione in cui un toro di gas e polveri otticamente spesso, che circonda le regioni centrali, oscura l'emissione ottica delle righe allargate. Il toro sarebbe composto da idrogeno neutro e molecolare (insieme ad altre molecole come il CO) in grado di assorbire, per effetto fotoelettrico, radiazione di alta energia (ottica blu e UV) e di diffondere quella a più bassa energia (ottica rossa e NIR). Le righe osservate possono risultare così allargate solo se emesse da regioni di alta velocità e con forti effetti gravitazionali: le regioni più vicine al buco nero centrale di grande massa. In questo modo il toro di polvere nasconde le regioni centrali se la linea di vista dell'osservatore lo intercetta. L'osservatore rivela, quindi, solo la radiazione proveniente dalle regioni più esterne e a più bassa velocità (che emettono righe strette) e identifica la sorgente come una Seyfert 2. Nel caso in cui la linea di vista dell'osservatore non intercettasse il toro, le regioni centrali non sarebbero oscurate e le righe allargate risulterebbero visibili. La stessa sorgente sarebbe quindi classificata come una Seyfert 1.

Un secondo passo verso di unificazione venne fatto poco dopo nel 1978 da Blandford e Rees, che suggerirono che i blazar e i quasar potessero essere radiogalassie osservate lungo l'asse del getto radio. Il flusso osservato sarebbe così dominato dalla componente collimata della radiazione di sincrotrone emessa in un cono di semiampiezza $\theta = \frac{1}{\gamma}$, dove γ è il fattore di Lorentz degli elettroni relativistici responsabili dell'emissione.

Queste sono solo alcune delle diverse considerazioni che hanno portato la modello unificato degli AGN (**Figura 1.2**). Secondo questo modello, le principali componenti di un AGN sono:

- Un buco nero centrale di grande massa (SMBH) con $M = 10^6-10 M_{\odot}$: esso rappresenta il motore centrale del AGN.
- Un disco di accrescimento caldo e viscoso composto da gas che spiraleggia verso il centro. Le temperature crescono dall'esterno all'interno

e possono raggiungere $T = 10^6$ K, nelle regioni più centrali. Questa variazione in temperatura dipende dalla distanza dal centro, a causa della rotazione differenziale dei diversi strati viscosi del gas (quelli esterni ruotano più lentamente e sono più freddi di quelli interni), e dalla massa del SMBH, ed è l'origine dell'emissione termica ottica/UV del AGN. Tale emissione può essere infatti spiegata con la sovrapposizione di spettri di corpo nero (BB) a diverse temperature, con brillantezza:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.2)$$

L'involuppo di questi spettri crea uno spettro a legge di potenza con $F \propto \nu^{\frac{1}{3}}$.

- Una hot corona di gas caldo e rarefatto altamente ionizzato ($T \approx 10^9$ K). Tale hot corona si pensa sia diffusa attorno al disco di accrescimento ma la sua geometria e distribuzione è ancora incerta (Fabian 2016). Essa è otticamente sottile ed è responsabile dell'emissione non termica nella banda Hard-X (oltre 0.5 keV) attraverso processi di inverse Compton (IC) causati dall'interazione dei fotoni di BB del disco con gli elettroni relativistici della hot corona.
- La Broad Line Region (BLR) occupata da nubi di gas a $T \approx 10^4$ K responsabili dell'emissione delle righe allargate. Esse si trovano nelle regioni più centrali (fino a 100 giorni luce dal SMBH) e hanno densità sufficientemente alte ($n \sim 10^{10-11} \text{ cm}^{-3}$) da impedire l'emissione di diverse righe proibite. Come detto in precedenza, queste righe di emissione sono molto larghe (10^{3-4} km/s) a causa delle alte velocità di moto delle singole nubi (allargamento Doppler differenziale) nelle regioni più centrali.
- Un toro molecolare di gas e polveri che circonda le regioni centrali ad una distanza $R \sim 1 - 10$ pc. Questo toro è otticamente spesso e a bassa temperatura (inferiore alla temperatura di sublimazione dei grani di polvere: $T \sim 10^3$ K) ed è il responsabile dell'emissione IR termica del AGN. La sua presenza è necessaria per spiegare le differenze tra Tipi 1 e 2 ma la sua struttura e distribuzione geometrica non sono ancora chiari: diversi modelli considerano il toro distribuito in maniera omogenea o sotto forma di nubi discrete con diversa temperatura e densità (Jaffe et al. 2004, Burtscher et al. 2013). Osservativamente sembra che gli AGN con più alta luminosità abbiano il toro più distante dal centro, concordemente a quanto previsto dal modello di "Receding

Torus Model” (Lawrence 1991, Simpson 2005): più la luminosità è alta più la pressione di radiazione spinge il toro lontano dal centro.

- La Narrow Line Region (NLR) occupata da nubi di gas a $T \approx 10^3$ K responsabili dell’emissione delle righe strette. Esse si trovano in regioni più esterne rispetto alla BLR (fino a 100 - 1000 pc dal SMBH) e hanno densità sufficientemente basse da poter emettere righe proibite ($n \sim 10^{3-4} \text{cm}^{-3}$). Le righe emesse da queste regioni hanno larghezze tipiche di centinaia di km/s.
- Due getti relativistici, perpendicolari al piano del toro-disco, che emettono per sincrotrone dalla banda radio fino ai raggi γ . Queste strutture si possono estendere fino a 1 Mpc ma la loro origine è incerta aggiunta al fatto che solo 1-10% degli AGN mostra la presenza di questi getti (AGN Radio Loud). L’interazione dei getti col mezzo circostante provoca la formazione di hot spot e lobi che emettono nel radio.

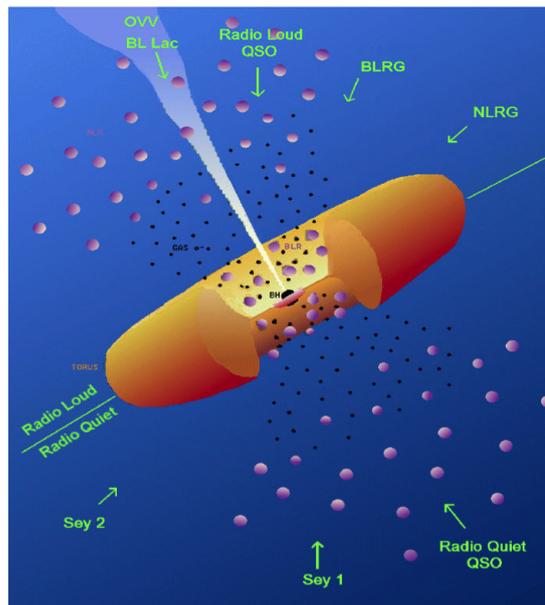


Figura 1.2: La tipica struttura degli AGN nel modello unificato. Le frecce bianche indicano le diverse componenti dell’AGN, le verdi, invece, rappresentano la linea di vista lungo la quale si osserva la corrispondente classe di AGN. Gli AGN Radio Loud sono mostrati nella parte superiore della figura. Quelli Radio Quiet nella parte inferiore. Adattato da Urry e Padovani, 1995

L’esistenza o meno di getti radio collimati porterebbe alla differenza tra AGN Radio Loud e Radio Quiet. Per quanto concerne i Radio Loud, l’emissione radio aumenta man mano che la linea di vista si avvicina all’asse del getto. Per esempio, le radiogalassie, in cui la linea di vista forma angoli grandi con

l'asse del getto, hanno un'emissione radio più debole rispetto ai quasar o blazar, dove gli angoli sono piccoli o nulli. Invece, l'emissione IR proveniente dal toro non dovrebbe risentire di effetti di orientazione ed è effettivamente la stessa per i Tipi 1 e 2. La distinzione tra Tipo 1 e 2 deriverebbe dall'intercettare con la linea di vista il toro. Per gli AGN oscurati (Tipi 2) il toro nasconde le BLR e gli spettri non mostrano righe allargate. Per i Tipi 1, dove la linea di vista non intercetta il toro, si osservano spettri con righe strette e allargate. Una conferma dell'unificazione tra Seyfert 1 e 2 deriva dall'osservazione di righe larghe polarizzate negli spettri di Seyfert 2 (Antonucci 1993): queste righe hanno stessa larghezza e intensità di quelle osservate nelle Seyfert 1 e vengono interpretate come righe delle BLR che vengono diffuse da materiale che circonda le regioni centrali del AGN (elettroni o polveri situate in direzione polare). Questo scattering provoca la polarizzazione delle righe larghe e ne permette l'osservabilità nonostante il toro oscuri le BLR. Bisogna tuttavia aggiungere che non tutte le differenze tra le classi di AGN possono essere spiegate con effetti di orientazione; ne è un esempio la distinzione morfologica tra FRI e FR II che sembra essere causata da una differenza nei meccanismi di accrescimento delle due classi.

1.4 Paradigma del Black Hole

Come accennato nel precedente paragrafo, uno degli elementi costituenti e principali di un AGN è un SMBH che funge da motore centrale per l'emissione di forti luminosità in un volume minore di 1 pc^3 . Questo paradigma prevede l'esistenza di un buco nero in grado di accrescere grandi quantità di materia attraverso un disco di accrescimento. Il materiale viscoso del disco, che spiraleggia verso il SMBH per effetto dell'attrazione gravitazionale, si riscalda per frizione fino a raggiungere $T = 10^6 \text{ K}$, dando origine ad un'emissione termica. La sorgente di energia è quindi data dalla conversione del potenziale gravitazionale in energia termica del gas e in radiazione (ottica/UV). Assumendo che il tasso di radiazione sia dipendente da quello di accrescimento, si ottiene:

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.3)$$

dove η è l'efficienza del processo. Invertendo la formula, è possibile trovare il tasso di accrescimento sapendo la luminosità della sorgente:

$$\dot{M} = \frac{L}{\eta c^2} \approx 1.8 \cdot 10^{-3} \frac{L_{44}}{\eta} \frac{M_{\odot}}{\text{yr}} \quad (1.4)$$

dove L_{44} è la luminosità espressa in unità di 10^{44} erg/s . L'energia potenziale gravitazionale di una particella di massa m , posta a distanza r dal SMBH di

massa M , è:

$$U = \frac{GMm}{r} \quad (1.5)$$

da cui si può ricavare il tasso di conversione di energia in radiazione:

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{GM\dot{M}}{r} \quad (1.6)$$

Dalla (1.3) e (1.6) si ottiene $\eta \propto M/r$, o anche detta compattezza del sistema, che risulta massima nel caso di oggetti massivi di piccole dimensioni, come i buchi neri. Introducendo il raggio di Schwarzschild (R_s), il raggio dell'orizzonte per un BH non ruotante:

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \approx 2 \cdot 10^3 M_8 \text{ cm} \quad (1.7)$$

dove M_8 è la massa in unità di $10^8 M_\odot$, è possibile fare una stima di η , considerando il caso di un particella di massa m posta a $5R_s$ dal BH, combinando la (1.5) e la (1.7):

$$U = \frac{GMm}{5R_s} = 0.1mc^2 \quad (1.8)$$

da cui si trova che $\eta \approx 0.1$, ovvero il secondo meccanismo di produzione di energia più efficiente nell'universo (il primo è la reazione materia-antimateria con $\eta = 1$, il terzo è la fusione nucleare di idrogeno in elio nei nuclei stellari con $\eta \approx 0.007$). Con un'efficienza così elevata, un tasso di accrescimento basso potrebbe generare facilmente le alte luminosità degli AGN: dalla equazione (1.4) invertita, per $\eta = 0.1$ e $\dot{M} = 0.1 M_\odot/\text{yr}$, si ottiene $L_{bol} \approx 10^{45} \text{ erg/s}$.

1.5 Luminosità di Eddington

La luminosità di Eddington (L_E) rappresenta la massima luminosità a cui un AGN può irradiare senza che la pressione di radiazione espella tutto il gas in accrescimento. Essa viene definita come la luminosità alla quale la pressione di radiazione eguaglia quella di gravità; a luminosità superiori la pressione è talmente elevata da spazzare via il gas in accrescimento. Dal punto di vista classico, per un SMBH di massa M che accresce gas con simmetria sferica, la L_E si può ottenere eguagliando la forza dovuta alla pressione di radiazione con la forza di gravità:

$$L_E = \frac{4\pi Gcm_p M}{\sigma_T} \approx 1.26 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (1.9)$$

dove $m_p = 1.66 \cdot 10^{24}$ g è la massa del protone e $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25}$ cm² è la sezione d'urto di Thomson. Per questo calcolo si assume, inoltre, che il gas in accrescimento sia composto da solo idrogeno ionizzato. La luminosità di Eddington è molto utile per avere informazioni sulla massa del BH centrale: dalla (1.9), sostituendo la luminosità di un AGN, è possibile calcolare un limite inferiore per la massa (M_E) del SMBH (detta massa di Eddington):

$$M_E \approx 8 \cdot 10^5 L_{44} M_\odot \quad (1.10)$$

dove L_{44} è la luminosità espressa in unità di 10^{44} erg/s, luminosità tipica delle galassie di Seyfert. Considerando l'intervallo di luminosità degli AGN, si ottiene un range di masse per i BH di: $10^6 M_\odot < M < 10^9 M_\odot$. Dalla definizione di L_E si potrebbe erroneamente pensare che gli AGN non possano superare certe luminosità senza “fermare” l'accrescimento, questo è tuttavia possibile se si viola una delle assunzioni iniziali. Per esempio si potrebbe violare l'accrescimento a simmetria sferica, cosicché la radiazione emessa non intercetterebbe il materiale in accrescimento e l'AGN emetterebbe con $L > L_E$ (emissione super-Eddington).

1.6 Lo spin del Black Hole

Secondo il modello denominato “no hair theorem”, esistono tre parametri che caratterizzano le proprietà dei buchi neri: la massa M , il momento angolare J e la carica Q (generalmente i BH neutri hanno $Q=0$). Se i BH non sono ruotanti ($J=0$) lo spazio-tempo attorno ad essi può essere descritto usando la metrica di Schwarzschild; nel caso fossero ruotanti si usa la metrica di Kerr. Definendo il raggio gravitazionale:

$$r_g = \frac{GM}{c^2} \quad (1.11)$$

e il momento angolare adimensionale o spin:

$$a = \frac{Jc}{GM^2} \quad (1.12)$$

è possibile definire l'orizzonte degli eventi in unità di r_g come:

$$R_h = 1 + (1 - a^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.13)$$

da cui si deduce che $-1 < a < 1$ e che valori di a negativi significano una rotazione opposta del BH rispetto al disco. Per un BH non ruotante ($a = 0$) $R_h = 2$ e il raggio dell'ultima orbita stabile (“innermost stable circular orbit”, ISCO) è $R_{ISCO} = 6r_g$, mentre per uno massimamente ruotante ($|a| = 1$) $R_h = 1$ e $R_{ISCO} = 1.23r_g$. Vedremo nel paragrafo (1.7.5) che il valore di a ha importanti conseguenze sulla riga di emissione del ferro a 6.4 keV.

1.7 Emissione degli AGN

Gli AGN sono una classe di oggetti in grado di emettere, con alte luminosità, in tutte le bande dello spettro elettromagnetico. In questa sezione vengono, quindi, descritti i tipi di emissione nelle diverse bande. Bisogna comunque precisare che i flussi misurati, dal vicino IR (NIR) all'ottico, UV e X, sono generalmente variabili, anche su tempi scala di pochi giorni o ore/minuti nei raggi X. Di conseguenza risulta difficile interpretare uno spettro basato su osservazioni effettuate in tempi diversi. A questo si aggiungono modifiche allo spettro dovute a fenomeni di assorbimento da polvere, nella banda UV/ottica, e da metalli del mezzo interstellare (sia intrinseco alla sorgente che della nostra galassia), nella banda soft-X. Un esempio canonico di spettro di AGN è fornito in **Figura 1.3**.

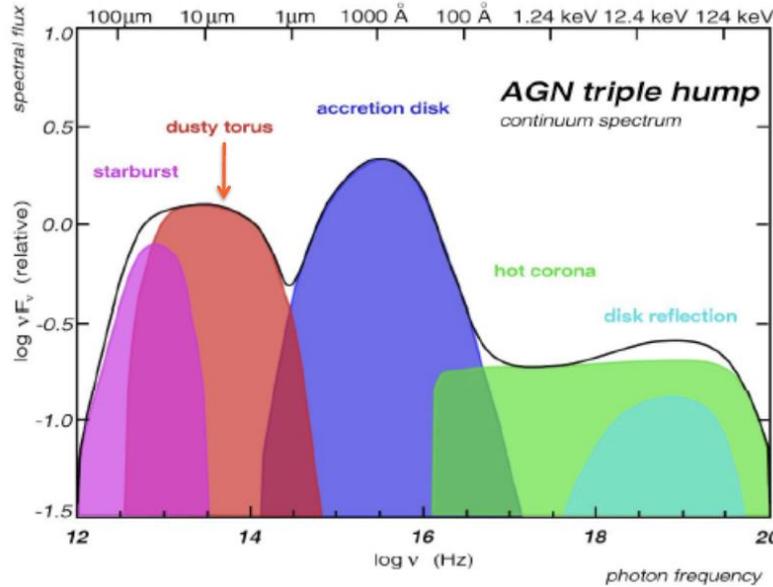


Figura 1.3: Lo spettro completo di un tipico AGN, dal corso di Alte energie, Prof. Vignali, Dipartimento di Fisica e Astronomia, Bologna. Il rosso è IR Bump del toro. In blu il Big Blue Bump del disco e in verde la legge di potenza della hot corona. Il verde acqua è la componente di riflessione dei fotoni della hot corona sul disco, il Compton Hump. Il fucsia (starburst) rappresenta l'emissione da polvere fredda riscaldata dalle stelle. I tre picchi vengono detti AGN Triple Hump.

1.7.1 Emissione radio

L'emissione radio degli AGN è di natura non termica ed è dovuta a meccanismi di sincrotrone che danno origine ad uno spettro a legge di potenza:

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.14)$$

dove α è l'indice spettrale. Nei processi di sincrotrone, gli elettroni relativistici, con massa m_e e fattore di Lorentz γ , vengono accelerati da un campo magnetico di intensità B e producono fotoni con frequenza $\nu \propto BE^2$, con $E = \gamma m_e c^2$. Assunta una distribuzione in energia per gli elettroni a legge di potenza:

$$N(E)dE \propto E^{-\delta}dE \quad (1.15)$$

dove $N(E)$ è il numero di elettroni con energia compresa tra E e $E + dE$, si ottiene uno spettro a legge di potenza come (1.14), dove $\alpha = \frac{\delta-1}{2}$, che per il sincrotrone ha valori tipici $\alpha \approx 0.7$. Lo spettro (1.14) è valido in un regime di frequenze superiori a quella critica (ν_B), il cui valore dipende dalla densità del mezzo e dalle dimensioni lineari della sorgente. Sotto ν_B i fotoni sono auto-assorbiti (gli elettroni riassorbono i fotoni emessi di bassa energia) e lo spettro mostra una dipendenza come: $F_\nu \propto \nu^{2.5}$. Come detto nel paragrafo (1.2) non tutti gli AGN hanno una forte emissione nella banda radio; persino nei Radio Loud l'emissione radio è solo una piccola parte di quella bolometrica. Per i Radio Loud le regioni di emissione radio sono i getti, gli hot spot e i lobi.

1.7.2 Emissione IR

Nell'IR l'emissione è termica e dovuta alla presenza del toro di polvere che circonda le regioni centrali. Lo spettro mostra un picco, chiamato "IR bump", attorno a $\lambda = 10 - 30 \mu m$, corrispondente a temperature $T \sim 50 - 1000$ K (temperature inferiori a quella di sublimazione della polvere). Tuttavia, ci sono indicazioni per cui l'emissione IR per le FRI abbia origine non termica: la correlazione tra la luminosità nel NIR, nell'ottico e nel radio suggerisce che i processi di sincrotrone siano la probabile origine dell'emissione in queste bande e che il contributo del toro sia piccolo o nullo.

1.7.3 Emissione ottica/UV

L'emissione ottica/UV è dominata da un eccesso di energia emessa a $\lambda < 4000 \text{ \AA}$, chiamato "Big Blue Bump", descrivibile come sovrapposizione di spettri di corpi neri a diversa temperatura, come descritto nel paragrafo (1.3). È un'emissione termica dal disco di accrescimento che si pensa possa estendersi fino alle energie inferiori ad 1 keV nella banda X, il "soft excess"; tuttavia, l'assorbimento fotoelettrico della nostra galassia impedisce le osservazioni soft-X sotto 0.3 keV e quindi non permette di verificare il collegamento del soft excess con il Big Blue Bump. Inoltre, l'origine del soft excess è ancora in discussione (e.g. Miniutti 2010). In questa banda è inoltre possibile

osservare la presenza di righe di emissione allargate, provenienti dalle BLR, e righe proibite strette, dalle NLR.

1.7.4 Emissione X

L'emissione X è caratterizzata principalmente da una componente a legge di potenza (linea viola in **Figura 1.4**) fisicamente dovuta a processi di scattering Compton inverso (IC): elettroni relativistici, provenienti da un plasma caldo ($T \approx 10^9$ K) detto "Hot Corona", interagiscono con i fotoni termici provenienti dal disco di accrescimento e cedono parte della loro energia, portandoli fino ad energie di centinaia di keV. Lo spettro risultante è una legge di potenza data dall'involuppo di spettri di corpo nero modificati da diversi processi di scattering:

$$F_E \propto E^{-\Gamma} \quad (1.16)$$

dove Γ è l'indice in fotoni della legge di potenza ed è definito come $\Gamma = \alpha + 1$, $\alpha = \frac{-\ln\tau}{\ln A}$ è l'indice spettrale, τ è l'opacità, $A = e^y$ è l'energia media guadagnata dai fotoni ad ogni scattering, $y = \frac{4kT}{m_e c^2} \tau$ è il parametro di Comptonizzazione. Lo spettro mostra una caduta esponenziale intorno a 100 - 300 keV dovuta al fatto che elettroni con una certa temperatura non possono fornire ai fotoni un'energia maggiore di quella che trasportano. La variabilità su piccoli tempi scala (dell'ordine di settimane/giorni) suggerisce che l'emissione X provenga dalle regioni più interne del AGN (entro $10^4 R_S$, tuttavia, la distribuzione spaziale e la geometria della hot corona sono ancora da chiarire. Come accennato nella sezione (1.7.3), si osserva anche un eccesso soft (soft excess, linea azzurra in **Figura 1.4**) sotto 1 keV probabilmente dovuta all'emissione termica delle regioni più interne del disco ($T \approx 10^6$ K). Parte della componente primaria a legge di potenza viene riflessa dal disco otticamente spesso o dal toro di polvere attraverso processi di scattering Compton. Questo fenomeno dà origine ad una componente di riflessione nello spettro attorno a 10 - 30 keV (linea verde in **Figura 1.4**), chiamata "Compton Hump". L'intensità di questa componente dipende da diversi fattori come la geometria e lo stato di ionizzazione del materiale riflettente. Se l'AGN fosse otticamente sottile i fotoni lo attraverserebbero senza venire riflessi. Il Compton Hump differisce dallo spettro primario per via degli assorbimenti fotoelettrici dei fotoni sotto 20 keV ad opera del disco/toro. A queste componenti vanno aggiunte delle righe di assorbimento che sono a volte evidenti negli spettri intorno a 1 keV (linea viola in **Figura 1.4**), causate da materiale con densità di colonna $N_H \approx 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, parametro di ionizzazione

$\log \xi \sim (0 - 2)^1$ e $T \approx 10^{4-5} K$ (Kaastra et al. 2000 e Kaspi et al. 2000). Questi assorbitori sono ancora in fase di studio e si pensa siano componenti in outflow, con velocità di centinaia di km/s, forse legati a venti a più alta velocità alla base del disco (Tombesi et al. 2013).

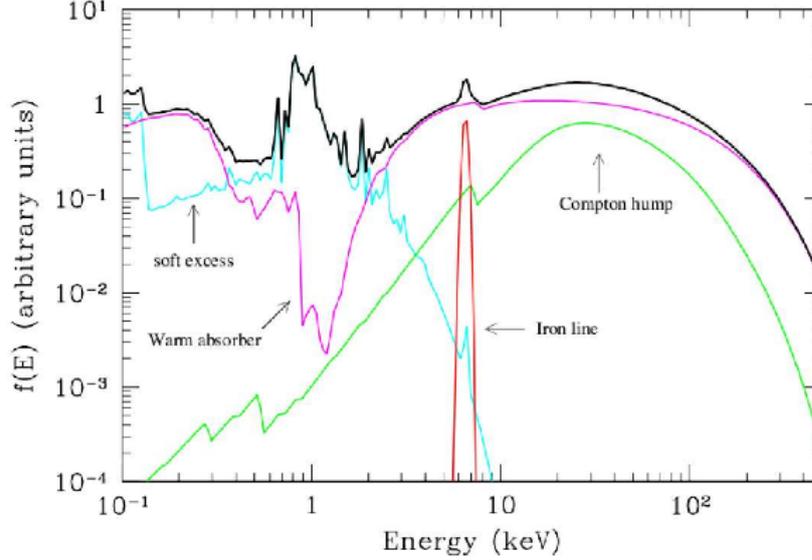


Figura 1.4: Lo spettro X di un tipico AGN in unità arbitrarie, da Risaliti e Elvis 2004. La linea nera è lo spettro totale, dato dalla somma delle varie componenti. La linea viola indica la legge di potenza con il cut-off a 100 - 300 keV e con l'assorbimento dei warm absorber intorno 1 keV. La linea verde tiene conto del Compton Hump. La linea azzurra rappresenta il *soft excess*. La gaussiana rossa è la riga neutra del ferro K_{α} a 6.4 keV.

1.7.5 La riga del ferro a 6.4 keV

Una delle caratteristiche più importanti degli spettri di AGN in banda X è la presenza di una riga di emissione del ferro (Fe) K_{α} , con picco a 6.4 keV (linea rossa in **Figura 1.4** nel caso della componente neutra), prodotta da meccanismi di fluorescenza originati nel disco e/o nel toro. A seguito della ionizzazione di un elettrone della shell K da parte di un fotone con energia > 7.1 keV, l'atomo di ferro si ritrova in uno stato eccitato. La diseccitazione porta uno degli elettroni nei livelli superiori, shell L o shell M, ad occupare il livello K appena liberato, con una probabilità di circa il 90% se proviene dalla shell L. In questo processo si emette, così, un fotone K_{α} (6.4 keV) o

¹ $\xi = L_{ion}/nr^2$ [$erg s^{-1} cm$] è definito come il rapporto tra la luminosità ionizzante (L_{ion}) tra 1 Ryd e 1000 Ryd (1 Ryd = 13.6 eV), la densità numerica (n) del materiale e la distanza (r) del gas dalla regione centrale.

K_β (7.1 keV, se l'elettrone proviene dalla shell M), il quale può, tuttavia, essere assorbito da un altro elettrone di un livello più esterno provocando un'ulteriore ionizzazione ("effetto Auger"). La probabilità che il fotone liberato dalla transizione venga emesso, piuttosto che essere ricatturato per effetto Auger, è detta "fluorescent yield" (Y), ed è definita:

$$Y \sim \frac{Z^4}{Z^4 + 33^4} \quad (1.17)$$

dove Z è il numero atomico dell'elemento che produce la fluorescenza. Si capisce immediatamente che Y è massimo nel caso del ferro ($Z=26$) e questo spiega perché la K_α è la riga di emissione più visibile nello spettro X: il ferro, tra tutti gli elementi, ha il più alto valore di prodotto tra abbondanza e Y . L'importanza di tale riga, tuttavia, discende dal fatto che, se la K_α del Fe fosse emessa negli strati più interni del disco, la sua forma risentirebbe degli effetti relativistici dovuti alla presenza del SMBH, oltre che degli effetti Doppler classici dovuti alla rotazione del disco. La somma degli effetti classici e relativistici Doppler delle velocità radiali e dell'effetto di redshift gravitazionale, produce una riga del Fe allargata a doppio picco, con il picco blu più prominente, e spostata verso il rosso (**Figura 1.5**). Inoltre ci sono altri parametri che possono modificare la riga come l'angolo di inclinazione (**Figura 1.6a**), la ionizzazione del disco e il profilo di emissività. In particolare, poiché gli effetti relativistici dipendono dalla distanza dal SMBH, è possibile derivare un limite superiore per il raggio più interno del disco, con la conseguenza di determinare, in alcuni casi, lo spin del BH. Come spiegato nel paragrafo (1.6), il raggio di ultima orbita stabile dipende dalla metrica e quindi dallo spin: per un BH non ruotante (Schwarzschild) $R_{ISCO} = 6r_g$, mentre, per uno massimamente ruotante (Kerr), $R_{ISCO} = 1.23r_g$. Se assumiamo che la riga del Fe venga prodotta nell'ultima orbita stabile allora la forma delle due righe è diversa a seconda dei due casi (Kerr e Schwarzschild, **Figura 1.6b**). L'intensità della riga dipende da molti fattori: geometria del sistema, l'angolo di inclinazione della linea di vista, l'abbondanza di ferro e lo stato di ionizzazione. In particolare si è osservato che la luminosità del AGN può influenzare l'intensità della riga: AGN più luminosi hanno righe meno intense (Iwasawa & Taniguchi 1993). Questo può essere spiegato col fatto che le alte luminosità possono provocare la quasi completa ionizzazione del disco, con la conseguente diminuzione di intensità della riga.

1.7.6 Emissione γ

L'emissione nella banda γ si osserva generalmente nei Blazar dove, questi oggetti, hanno un picco. Le luminosità in banda γ sono molto elevate ($L \approx$

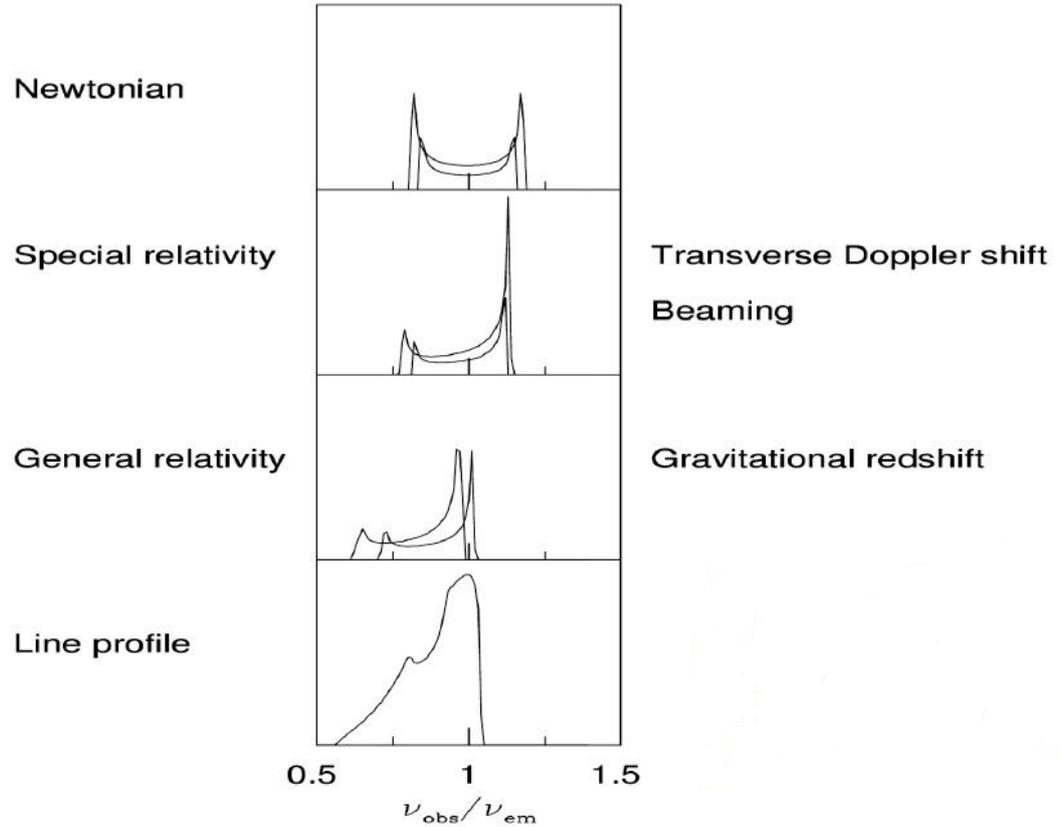


Figura 1.5: Profilo della riga $\text{Fe } K_{\alpha}$ a 6.4 keV modificato da diversi contributi, da Fabian e Miniutti 2005. Dall'alto in basso abbiamo: l'allargamento Doppler classico con doppio picco dovuto ad un disco in rotazione (il picco blu corrisponde al materiale in avvicinamento e il rosso a quello in allontanamento, rispetto la line di vista), il beaming Doppler relativistico che intensifica il picco blu e diminuisce quello rosso, il redshift gravitazionale che sposta la riga a più basse energie. L'ultimo pannello fornisce la riga risultante dalla somma di tutti gli effetti integrati su tutto il disco.

$10^{46} - 10^{48}$ erg/s) e l'emissione è dovuta a processi di IC degli elettroni relativistici, che producono i fotoni radio per sincrotrone, con i fotoni da loro creati o con quelli provenienti dal disco. Questo fenomeno di emissione di fotoni radio (tramite sincrotrone) e γ (tramite IC) viene detto "Synchrotron Self Compton" (SSC).

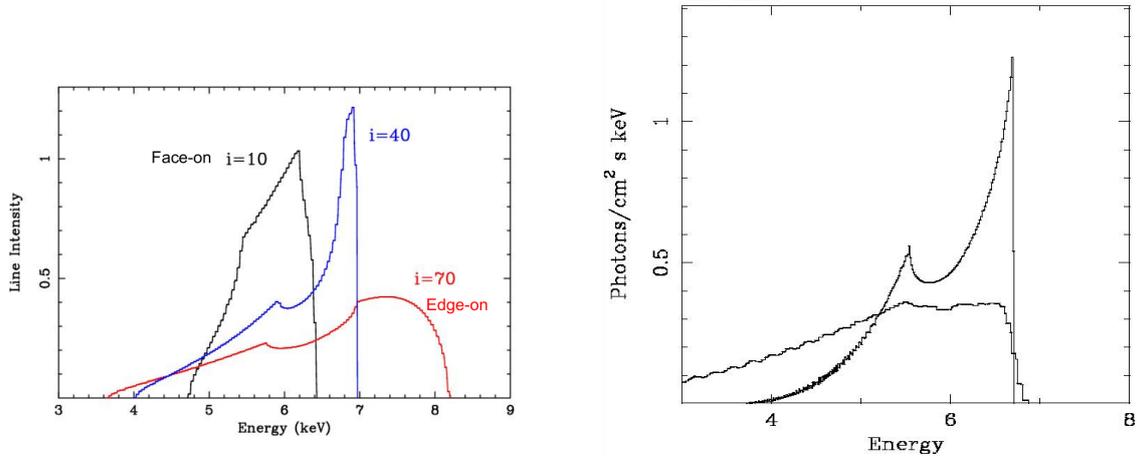


Figura 1.6: A sinistra, profilo della riga Fe K_{α} per un BH di Schwarzschild a diversi angoli di vista. All'aumentare dell'angolo tra la linea di vista e il piano del disco di accrescimento, l'allargamento aumenta verso il blu e il doppio picco diventa più evidente. A destra, profilo della riga Fe K_{α} per un BH di Schwarzschild (la riga più alta e piccata) e per un BH di Kerr (la più bassa e larga), assunto che l'emissione provenga dal raggio di ultima orbita stabile. Nel BH di Kerr la riga risente più degli effetti di redshift gravitazionale (poiché $R_{ISCO} = 1.23r_g$) e risulta quindi più allargata e con una coda che si estende maggiormente alle basse energie. Nei BH non ruotanti, invece, $R_{ISCO} = 6r_g$ e la riga risente meno degli effetti di relatività generale. Figure prese da Fabian et al. 2000.

1.8 Demografia ed evoluzione degli AGN

1.8.1 Origine degli AGN

Per capire come sia stato possibile formare gli AGN che osserviamo bisogna innanzitutto comprendere come si sono originati i buchi neri di grande massa, che permettono l'emissione ad alte luminosità. L'osservazione di SMBH con $M = 10^8-10^{10} M_{\odot}$ in quasar a $z \approx 6$ (e.g. De Rosa et al. 2011, Fan 2012, Wu et al. 2015), ovvero quando l'Universo aveva meno di 1 Gyr, ha portato a molti quesiti, riguardanti la possibilità di formare buchi neri di grande massa in poco tempo, difficili da risolvere. I modelli attualmente più accreditati affermano che i SMBH potrebbero essersi formati nel centro degli aloni di materia oscura (DM) primordiali attraverso due meccanismi principali: *merging* di BH di stelle di Popolazione III con $M > 10^2 M_{\odot}$ (Madau & Rees 2001 e Madau et al. 2014), o collasso di una nube primordiale molecolare di grande massa con $M = 10^4-6 M_{\odot}$ (Volonteri et al. 2008, Yue et al. 2014 e Latif et al. 2015). Tuttavia, l'evidenza che i SMBH si siano formati in meno di 1 Gyr, porta all'ipotesi che l'accrescimento di materia sui “seed” di BH (soprattutto se sono di massa stellare) debba essere stato breve e efficiente, vicino o superiore al limite di Eddington (Madau et al. 2014). Dalle simulazioni (Costa et al. 2014), questo è possibile solamente se i BH primordiali hanno subito numerosi fenomeni di *merging* di materia

barionica (che hanno rifornito i *seed* del “carburante”), il che porta all’idea per cui i BH primordiali risiedono negli aloni primordiali di DM più massivi (quelli che hanno subito più fenomeni di *merging* e che hanno portato alla formazione delle sovradensità più grandi osservate oggi). Dalla (1.3) e (1.9) è possibile ricavare il tasso di crescita di massa:

$$\frac{dM}{M} = \frac{4\pi G m_p}{c\sigma_T \eta} dt = \frac{dt}{\tau \eta} \quad (1.18)$$

dove $\tau = 4.6 \cdot 10^8$ yr. Se η è costante nel tempo, allora dalla (1.18) è possibile calcolare la massa (M) del BH ad un certo tempo (t):

$$M = M_0 e^{\frac{(1-\eta)t}{\tau \eta}} \quad (1.19)$$

dove M_0 è la massa del *seed* iniziale. Dall’equazione (1.9), per $t = 5 \cdot 10^8$ yr, $\eta = 0.1$ e $M_0 = 10^4 M_\odot$, si trova $M \approx 10^8 M_\odot$. Questa massa calcolata è tuttavia un limite superiore perché si è assunto che l’AGN emetta sempre alla luminosità di Eddington. Nella realtà solo pochi AGN emettono a questo limite, senza contare che l’attività di accrescimento non è generalmente costante su lunghi periodi. Il problema della nascita e evoluzione degli AGN è tuttora irrisolto.

1.8.2 Evoluzione cosmologica

Sono stati effettuati diversi studi sull’evoluzione degli AGN, selezionati in banda X, con $z \leq 5$ (Miyaji et al. 2000, Ueda et al. 2003, Hasinger et al. 2005, La Franca et al. 2005, Aird et al. 2008, Silverman et al. 2008, Ebrero et al. 2009, Yencho et al. 2009, Gilli et al. 2011, Ueda et al. 2014). Da questi studi è emerso che la densità spaziale comovente degli più luminosi ($L_{bol} > 10^{45}$ erg/s) ha un picco a $z \sim 2 - 3$ e poi decresce esponenzialmente fino a $z \approx 6$, per quelli meno luminosi la densità ha un picco a $z \sim 0.5 - 1$ e poi decresce fino a $z \approx 4$. In particolare, dalla **Figura 1.7** (Gilli et al. 2011) è possibile vedere che l’abbondanza dei QSO a $z \approx 6$ è particolarmente bassa ($1/Gpc^3$) e cresce andando a redshift più bassi, per poi decrescere a $z < 2$. L’evoluzione della densità spaziale di AGN può, quindi, essere descritta con un modello di evoluzione in densità dipendente dalla luminosità. Questo comportamento è simile allo scenario di “*cosmic downsizing*” delle galassie (Cowie et al. 1996, Thomas et al. 2005, Damen et al. 2009). Quindi, data la relazione che lega luminosità del AGN con la massa del BH, si evince che i BH più massivi si sono formati e cresciuti prima di quelli con meno massa. In particolare si è trovato che la densità spaziale di AGN con $\log L_X > 44.1$ decresce di un fattore 10 nell’intervallo $3 \leq z \leq 5$ negli studi di Vito et al

2014 e di un fattore 20 nell'intervallo $3 \leq z \leq 6.2$ nel lavoro di Marchesi et al. 2016. Una possibile spiegazione di questo fatto osservativo potrebbe riguardare eventi di *merging* come causa principale della formazione degli AGN. Sono state trovate diverse indicazioni riguardo ad un possibile scenario evolutivo degli AGN secondo le quali gli AGN attraversano fasi cicliche in cui eventi di “*wet merging*” innescano le attività nucleari rifornendo il nucleo di gas, l'AGN si autoregola e alla fine l'attività termina fino ad un nuovo evento di innesco. Questo scenario, chiamato “coevoluzione BH-galassia”, viene suggerito dalle diverse relazioni osservate che legano proprietà del SMBH con quelle della galassia ospite (come la relazione M_{BH} vs dispersione di velocità delle stelle del bulge della galassia: $M_{BH} \propto \sigma^4$, vedere Ferrarese & Merritt 2000). Secondo questo scenario, quando un “*wet merging*” rifornisce il SMBH di gas, l'attività del nucleo viene innescata dall'accrescimento del gas, il quale oscura, allo stesso tempo, l'emissione (Hopkins et al. 2008). L'AGN non è quindi visibile poiché circondato da una nube di gas. La grande quantità di gas innesca anche la formazione stellare della galassia ospite. Quando l'emissione di AGN diventa efficiente, la radiazione produce un *feedback* negativo, spazzando via il gas, inibendo la formazione stellare e rendendo visibile l'emissione centrale. Questo potrebbe essere uno dei fattori responsabili del “*quenching*” (inibizione) di formazione stellare nella galassie passive. Infine anche l'AGN terminerebbe la sua attività per mancanza di gas da accrescere, fino all'arrivo di un nuovo “*wet merging*”. Questo scenario è ulteriormente supportato dall'evidenza osservativa per cui il numero di AGN oscurati cresce all'aumentare di z , dove c'era più gas a disposizione (e.g. Treister & Urry 2006, Vito et al. 2013). In **Figura 1.8** forniamo uno schema riassuntivo delle diverse fasi di coevoluzione BH-galassia a seguito di un evento di *merging*.

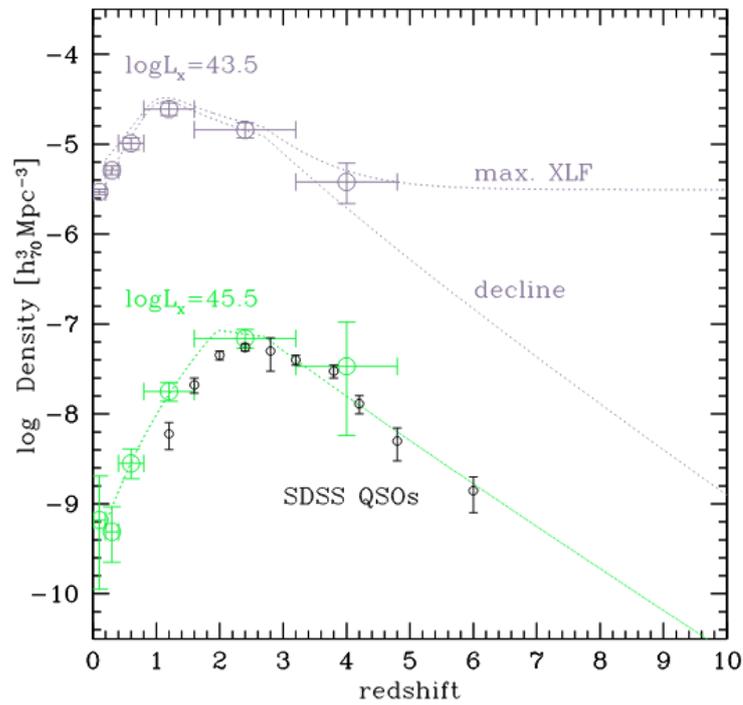
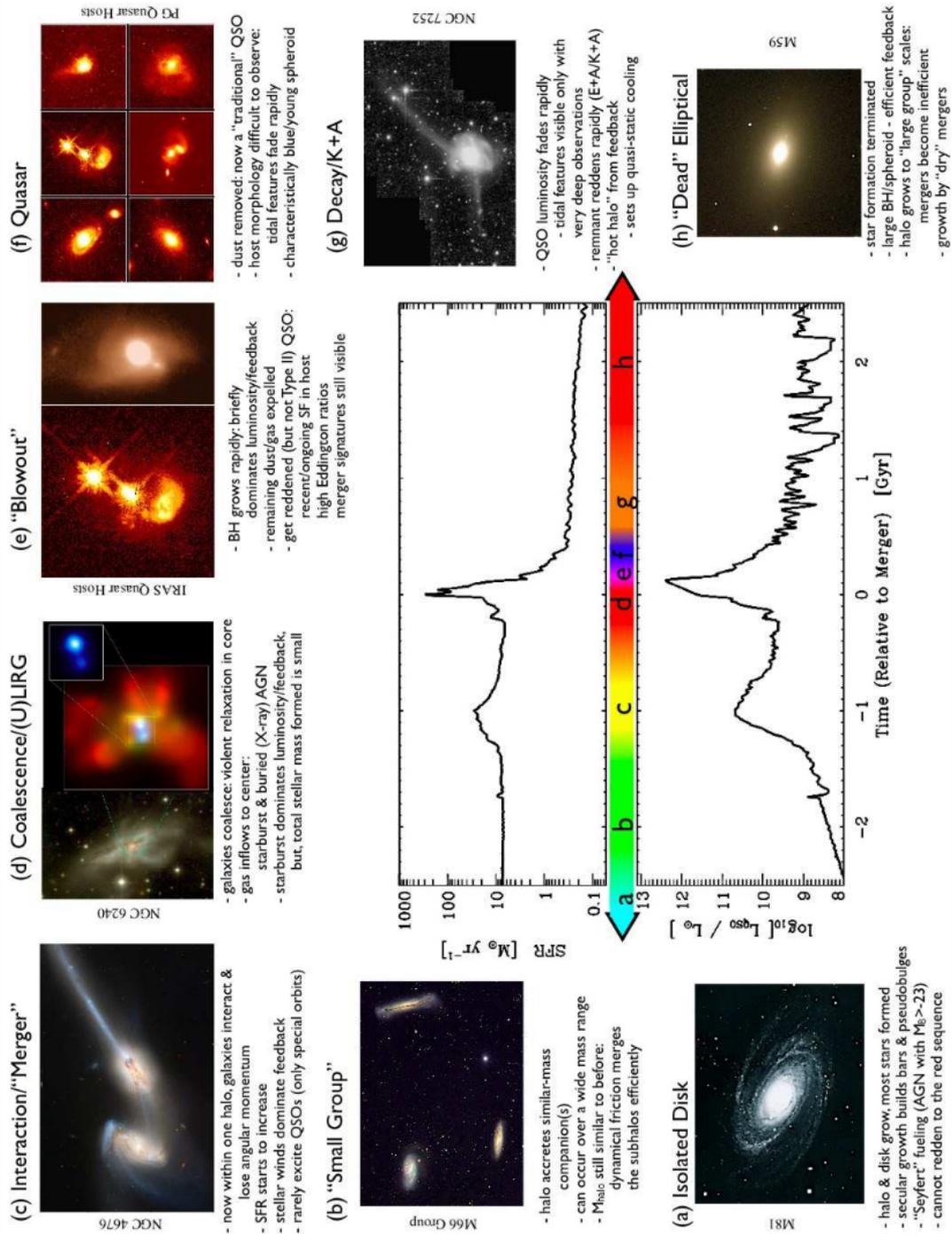


Figura 1.7: Densità spaziale degli AGN non oscurati in funzione di z con $\log L_X = 43.5$ (in viola) e $\log L_X = 45.5$ (in verde). Si nota che la densità spaziale comoviente degli AGN più luminosi ($\log L_X = 45.5$) ha un picco a $z \sim 2 - 3$ e poi decresce esponenzialmente fino a $z \approx 6$, per quelli meno luminosi la densità ha un picco a $z \sim 0.5 - 1$ e poi decresce fino a $z \approx 4$. I cerchi grandi aperti provengono da Hasinger et al. 2005; i simboli neri piccoli sono stati ottenuti dalla densità spaziale dei QSO ottici luminosi della SDSS (Richards et al. 2006) assumendo un $\alpha_{ox} = -1.5$. La densità spaziale degli oggetti di bassa luminosità non è vincolata a $z > 4$, quindi sono mostrati due possibili modelli: uno di decrescita simile a quella osservata per i QSO luminosi e uno a densità costante, chiamato “max. XLF”. Figura tratta da Gilli et al. 2011.



Hopkins et al.

Figura 1.8: Figura schematica delle fasi evolutive di una galassia primordiale che subisce un fenomeno di *merging*, secondo il modello di coevoluzione BH-galassia. Le diverse fasi vanno da *a* a *h* e riassumono lo scenario evolutivo descritto nel paragrafo (1.8.1). Il grafico centrale mostra l'evoluzione temporale del *rate* di formazione stellare (SFR, nel quadrante superiore) e dalla luminosità del quasar (quadrante inferiore). Si può notare che nella fase di rifornimento del gas nel centro (*d* – *e*) si ha il picco sia di formazione stellare che di emissione del quasar. Successivamente l'attività del quasar inibisce la SFR e espelle il gas dalle regioni interne. Dopo la fase *f* anche la luminosità del quasar diminuisce drasticamente e la galassia diventa passiva. Figura presa da Hopkins et al. 2008.

Capitolo 2

La popolazione di AGN a $z \approx 6$

2.1 Gli AGN ad alto z

Lo scenario evolutivo delineato in §1.8.2 è ancora lontano dall'essere completo ed esaustivo. In particolar modo, non si hanno ancora vincoli solidi sul comportamento evolutivo degli AGN ad alto redshift ($z > 6$), il che pone delle grandi incertezze sulla coevoluzione BH/galassia nelle fasi primordiali dell'universo, specialmente per gli AGN poco luminosi.

Lo studio di sorgenti a $z \approx 6$ è diventato uno dei settori di punta nella ricerca astrofisica di oggi per il semplice fatto che, oggi, questa epoca dell'universo primordiale rappresenta il limite osservativo oltre il quale i moderni strumenti fanno fatica ad arrivare. Come accennato nel paragrafo (1.8.1), $z \approx 6$ rappresenta un periodo in cui il nostro universo era particolarmente giovane (1 Gyr ovvero circa il 7% della sua età attuale), corrispondente alla fase finale di un'era evolutiva detta era della "reionizzazione", presumibilmente iniziata a: $z \approx 8.8 \pm 0.9$ (Adam et al. 2016). Questa fase è caratterizzata dalla reionizzazione della materia barionica da parte dei fotoni prodotti dalle prime strutture barioniche collassate (stelle di Pop III e galassie) e si ipotizza che gli AGN possano essere stati dei contributori importanti di fotoni ionizzanti (Giallongo et al. 2015). Tuttavia, l'importanza di ionizzazione degli AGN in questa epoca è ancora dibattuta e ulteriori studi in questa direzione verranno effettuati su AGN a $z \approx 6$ in futuro (vedere Mortlock 2015).

Al problema della caratterizzazione della reionizzazione si aggiunge quello già menzionato relativo all'evoluzione delle sorgenti: $z \approx 6$ rappresenta anche il periodo in cui si pensa si siano formate le prime strutture barioniche collassate complesse (galassie e AGN). Uno studio sistematico e statistico di queste sorgenti potrebbe aiutarci a comprendere come siano evoluti questi

oggetti dal passato fino ad d'oggi. In particolare gli AGN luminosi sono delle sonde importanti per capire il nostro universo a questa epoca. Caratterizzare le loro proprietà multibanda ci permette di comprendere la formazione e l'evoluzione dei SMBH e la loro influenza sulle galassie ospiti. Poiché la maggior parte della radiazione emessa dagli AGN cade nelle bande IR, ottica e UV, per poter capire le loro proprietà di accrescimento, sono state fatte numerose *survey* nel corso degli anni, quali la Sloan Digital Sky Survey (SDSS, Fan 2006), la Canada-France High-Redshift Quasar Survey (CFHQS, Willot et al. 2010), la Pan-STARRS Survey (PSO, Bañados et al. 2014), la UKIDSS Large Area Survey (ULAS) e la VISTA Survey (ATLAS e VIKING). Queste *survey* hanno permesso la rivelazione di più di 100 AGN (più in particolare quasar, ossia oggetti di alta luminosità) a $z \approx 6$, aumentando la statistica di AGN e la comprensione dell'universo primordiale. Tuttavia, per un più accurato studio dei meccanismi di accrescimento ed emissione dei SMBH, è richiesta anche un'analisi statistica delle proprietà X di questi oggetti, le quali caratterizzano l'emissione delle regioni più centrali, e quindi del motore, degli AGN. Studi di questo tipo in banda X sono stati realizzati in passato (Shemmer et al. 2006 e Just et al. 2007) su AGN a $z < 5$ mentre, per $z \approx 6$ sono stati studiati solo alcuni quasar molto luminosi, a causa della limitata statistica di oggetti e conteggi a quei redshift (Farrah et al. 2004, Moretti et al. 2014). Da questi studi è emerso che la popolazione di quasar brillanti non mostra un'evoluzione significativa da $z \approx 5$ ad oggi: i vincoli trovati sui parametri indicano che queste sorgenti brillanti sono poco oscurate ($N_H \leq 10^{22-23} \text{ cm}^{-2}$) e con indice in fotoni $\Gamma \approx 1.9$. Questi valori, tipici degli AGN osservati a $z \approx 0$, suggeriscono che questi quasar siano già completamente formati dopo 1 Gyr e che poi non evolvano in modo significativo. Inoltre, gli studi fino ad ora effettuati sui pochi oggetti a $z \approx 6$ (Farrah et al. 2004, Moretti et al. 2014) sembrano concordare con questo scenario non evolutivo. Uno studio completo e sistematico a $z \approx 6$ è, dunque, necessario per confermare, con maggior supporto statistico rispetto al passato, o smentire questo scenario. Generalmente, utilizzando i più moderni telescopi X come Chandra e XMM-Newton, bisogna osservare le sorgenti a $z > 5$ per più di 10 ks per rivelare anche solo 5 fotoni e servono, tipicamente, più di 100 ks per derivare, con discreta accuratezza, l'indice in fotoni della legge di potenza nella banda X. Attualmente, il numero di AGN a $z > 5$ osservati in banda X è aumentato rispetto ai lavori di Shemmer et al. nel 2006 e Just et al. nel 2007 e questo ci ha permesso di effettuare uno studio statistico e il più completo possibile delle proprietà X di queste sorgenti primordiali. Purtroppo, per avere uno studio approfondito e con maggiore statistica bisognerà aspettare le missioni spaziali future come Athena e X-ray Surveyor, che permetteranno osservazioni più profonde (fino ad arrivare a $z \approx 8$) e con

maggior statistica in conteggi per le sorgenti. A questo scopo, il mio lavoro di tesi si propone anche come studio preliminare per le *survey* che verranno effettuate da queste missioni future.

2.2 I telescopi Chandra e XMM-Newton

Per l'analisi degli AGN a $z \approx 6$ abbiamo utilizzato dati provenienti dagli archivi pubblici dei satelliti Chandra e XMM-Newton e dati Chandra privati, che coprono due sorgenti ad alto redshift (per gentile concessione della Dr.essa S. Gallerani). Di seguito viene fornita una breve spiegazione delle caratteristiche salienti di questi telescopi e le motivazioni che ci hanno portato a lavorare con i loro dati.

Quando si studia una popolazione di AGN si avrebbe bisogno di:

- Un'alta area efficace (A_e), per massimizzare il numero di fotoni ricevuti.
- Un'alta risoluzione angolare (PSF), per concentrare i fotoni di una sorgente puntiforme su piccole aree del rivelatore e massimizzare così il rapporto segnale-rumore (SNR) e, quindi, la sensibilità.
- Un grande campo di vista (FoV), per campionare aree del cielo più grandi possibili.

Tuttavia, non è possibile realizzare un telescopio che possieda tutte le caratteristiche elencate, per questo motivo ogni osservazione scientifica va effettuata con lo strumento più adatto allo scopo. Nelle bande X, attualmente, sono Chandra e XMM i due satelliti che posseggono, in modo complementare, i migliori requisiti richiesti. Questi due strumenti osservano fuori dall'atmosfera terrestre poiché essa blocca i raggi X provenienti dallo spazio.

2.2.1 Chandra X-ray Observatory

Il Chandra X-ray Observatory è un satellite della NASA lanciato il 23 luglio 1999. È caratterizzato dall'aver la migliore risoluzione spaziale rispetto a tutti gli altri satelliti X ed è composto, principalmente, da:

- *High Resolution Mirror Assembly* (HRMA), un sistema di quattro coppie di specchi, a incidenza radente, innestati concentricamente con una configurazione di tipo Wolter-1, un diametro massimo di 1.2 m e una lunghezza focale di 10 m. Questi specchi sono stati finemente lavorati per aumentare il potere di focalizzazione di Chandra, conferendogli una PSF molto piccola.

- *Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS), due array di CCD sul piano focale che permettono di acquisire sia immagini che spettri. ACIS è composto da 10 CCD coplanari di 1024x1024 pixel: 4 accorpate a formare un array 2x2 (ACIS-I) e 6 compongono un array 1x6 (ACIS-S). I pixel sono quadrati con dimensioni di 0.492 (24.0 μ m). Tutti i CCD sono “front-illuminated” a parte 2 di ACIS-S, che sono “back-illuminated”, per aumentare l’efficienza di detezione dei fotoni a più bassa energia. In particolare, ACIS-I viene preferito per fare *survey* a campo profondo (“deep field”) poiché, data la sua configurazione 2x2 dei CCD, permette di avere maggior campo di vista con una PSF non troppo degradata. In **Figura 2.1** vengono mostrati i CCD che compongono gli array di ACIS.
- *High Resolution Camera* (HRC) che consiste in un rivelatore “micro-channel plate” usato per l’imaging, con un grande campo di vista (30x30’) e una risoluzione spaziale migliore di quella di ACIS ($FWHM \approx 0.4''$ per HRC e $\approx 0.5''$ per ACIS).
- *High Energy Transmission Grating* (HETG) e *Low Energy Transmission Grating* (LETG), che sono degli spettrometri di alta risoluzione utilizzati per diversi intervalli energetici: banda larga (0.4-10 keV), banda di media energia (0.4-5 keV) e banda di alta energia (0.8-10 keV) con risoluzioni energetiche di 80-970 nella banda di media energia e 65-1070 in quella ad alta energia.

La “Point Spread Function” (PSF) è molto piccola in asse al telescopio con una “Full Width Half Maximum” (FWHM) di $\sim 0.5''$. Questa caratteristica permette a Chandra di focalizzare la maggior parte dei conteggi di una sorgente puntiforme in una regione molto piccola sui CCD, con il conseguente aumento del rapporto segnale-rumore. Chandra è infatti il satellite più utilizzato per l’osservazioni di sorgenti deboli e lontane (attraverso *survey* profonde). La PSF degrada all’aumentare della distanza dall’asse del telescopio (angolo di *off-axis*) a causa delle ottiche che sono meno efficienti nella focalizzazione. Similmente, anche l’area efficace degrada all’aumentare dell’angolo di *off-axis* a causa dell’effetto del “vignetting”: la perdita di fotoni che cadono fuori asse, dove lo strumento è meno sensibile.

2.2.2 XMM-Newton

XMM-Newton è un satellite del ESA lanciato il 10 dicembre 1999. È caratterizzato dall’aver la migliore area efficace rispetto a tutti gli altri satelliti X ed è composto, principalmente, da:

ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

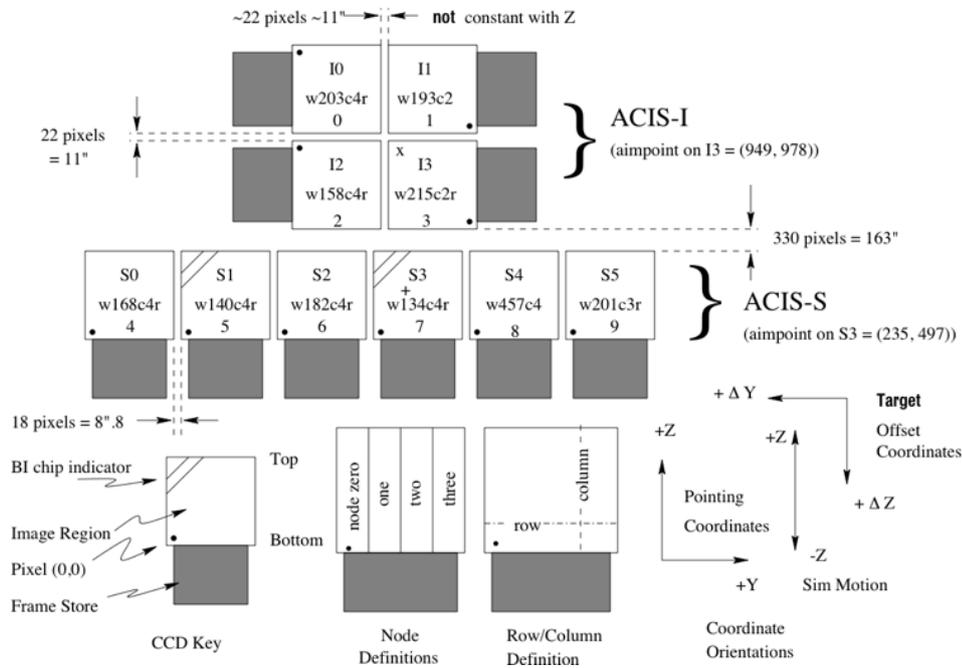


Figura 2.1: Configurazione degli array che compongono ACIS: in alto i 4 CCD di ACIS-I (2x2), in basso quelli ACIS-S (1x6). I numeri scritti in basso su ogni CCD sono quelli identificativi, i chip ID. Figura presa dal manuale di Chandra X-Ray Observatory.

- Tre moduli composti da 58 specchi, a incidenza radente, innestati concentricamente con: una configurazione di tipo Wolter-1, un diametro massimo di 0.35 m e una lunghezza focale di 7.5 m. Il grande numero di specchi aumenta notevolmente l'area efficace ma, essendo lavorati in modo diverso e meno accurato rispetto Chandra, la PSF è peggiore.
- Tre camere di rivelazione collegate coi tre moduli di specchi: camera pn, MOS1, MOS2. La camera pn è composta da 12 CCD (2x6) planari di dimensioni 13.6'x4.4' e riceve il 100% della radiazione incidente. I pixel sono quadrati con dimensioni 4.1" (150 μ) e il tempo di lettura delle immagini è il migliore dei tre rivelatori (0.03 ms). I MOS1 e 2 sono due camere con 7 CCD sfalsati di dimensioni 10.9'x10.9' (vedere **Figura 2.2**) e ricevono solo il 50% della radiazione entrante nei corrispettivi moduli (l'altra metà confluisce negli spettrografi). I pixel sono quadrati con dimensioni 1.1" (40 μ m) e il MOS2 è quello che presenta migliore risoluzione. Tutte le camere hanno un FoV di 30°.
- Due spettrometri ad alta risoluzione (RGS) che ricevono la metà della

radiazione che entra nei moduli delle camere MOS. Questi strumenti hanno il picco di area efficace corrispondentemente a quello del telescopio (attorno a 1 keV) e una risoluzione energetica di qualche eV. Il FoV è di 5'.

- Un Optical/UV Monitor Telescope (OM) che osserva in un range di 170 - 650 nm in una regione di 17' centrata sul FoV delle osservazioni X. La sua funzione è quella di osservare il target del satellite in ottico/UV così da avere una copertura multibanda della sorgente. Lo strumento è composto da un telescopio Ritchey-Chretien con una focale di 3.8 m.

La Point Spread Function è peggiore rispetto quella di Chandra, con un FWHM di $\sim 5''$ per i MOS e $\sim 6''$ per il pn e una forma non completamente gaussiana. Per questo motivo, solitamente, viene fornita anche la “Half Energy Width” (HEW; raggio che contiene metà della luce di una sorgente) che è circa: 14'' per i MOS e 15'' per il pn. Inoltre, XMM si muove su un'orbita in cui il telescopio è spesso soggetto all'interazione con particelle cariche di diverse natura (*soft protons*, raggi cosmici); queste interazioni aumentano il *background* registrato durante certi intervalli temporali, rendendo necessaria la rimozione dei dati raccolti in quegli istanti. Per poter visualizzare quando vi è stato un aumento di *background* dovuto all'interazione coi raggi cosmici, si produce la curva di luce dell'osservazione e si eliminano gli intervalli temporali in cui vi sono dei forti “*flare*”.

2.2.3 Chandra e XMM a confronto

Come è possibile notare dalle descrizioni fornite nei sottoparagrafi (2.2.1 e 2.2.2), Chandra e XMM sono due satelliti complementari, che posseggono punti di forza laddove l'altro è carente. Mettendoli a confronto notiamo che:

- Chandra ha una migliore PSF ed è, quindi, in grado di rivelare sorgenti lontane e più deboli. Infatti se confrontiamo le “Encircled Energy Fraction” (EEF, la frazione di energia di una sorgente contenuta entro un certo raggio) notiamo che, in asse, Chandra contiene il 90% di energia entro un raggio $R \sim 1''$ mentre XMM in un raggio $R \sim 30''$. L'alta risoluzione di Chandra aumenta notevolmente il SNR poiché buona parte dei fotoni di una sorgente sono concentrati in una regione piccola con poco *background*. Questo aumenta le probabilità di rivelare sorgenti deboli di cui si ricevono solo pochi fotoni (nel nostro lavoro trattiamo anche sorgenti rivelate con meno di 10 conteggi nella sezione 2.4.4). XMM, invece, ha una PSF troppo grande ed è dominato spesso dal *background*, il che lo rende poco adatto per *survey* profonde. In

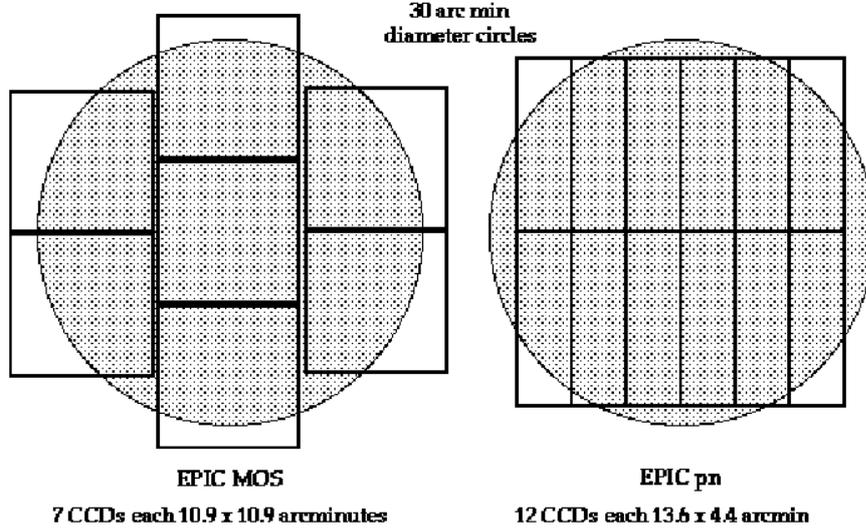
Comparison of focal plane organisation of EPIC MOS and pn cameras

Figura 2.2: Configurazione dei CCD delle camere MOS (a sinistra) e del pn (a destra). I cerchi rappresentano i FoV di 30'. Figura presa da XMM-Newton Users Handbook.

Figura 2.3 mostriamo il confronto tra EEF di Chandra (a sinistra) e XMM (a destra).

- XMM ha la migliore area efficace, grazie alla presenza delle sue 58 shell, che aumentano il numero di conteggi registrati delle sorgenti e, a volte, anche del *background*. In **Figura 2.4** confrontiamo le aree efficaci di Chandra (a sinistra) e XMM (a destra). Si può osservare che XMM a 1 keV ha $A_e \approx 1550 \text{ cm}^2$ contro Chandra che ha $A_e \approx 780 \text{ cm}^2$. Entrambe le A_e mostrano un calo a 2 keV a causa dell'assorbimento del materiale con cui sono rivestiti gli specchi (iridio). Considerando solo XMM, si vede che il pn è quello che ha A_e maggiore rispetto i MOS.
- Il FoV è maggiore per XMM rispetto che per Chandra: 30' di diametro per XMM rispetto a 16'x16' per ACIS-I, Chandra. Questo rende XMM più adatto per *survey* a grande campo.

Riassumendo, Chandra è il satellite più adatto ad effettuare *survey* profonde, in grado di rivelare sorgenti deboli e/o lontani, così da aumentare la statistica dei quasar a $z \approx 6$. La sua piccola FWHM ($\sim 0.5''$) massimizza il SNR aumentando la sensibilità dello strumento nella rivelazione delle sorgenti deboli. Tuttavia, la sua bassa area efficace limita la statistica dei fotoni dettati delle singole sorgenti. XMM, complementariamente, ha un A_e più

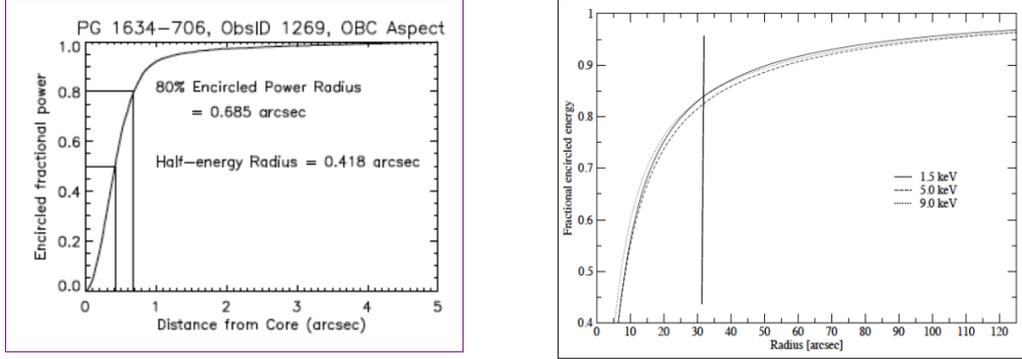


Figura 2.3: Enriciled Energy Fraction per Chandra (a sinistra) e le camere MOS, XMM, (a destra). Si può notare che, in asse, Chandra contiene il 90% di energia entro un raggio $R \sim 1''$ mentre XMM in un raggio $R \sim 30''$. Figure prese dal manuale di Chandra X-Ray Observatory e da XMM-Newton Users Handbook.

alta che aumenta il numero di fotoni detettati e permette, quindi, uno studio più dettagliato degli spettri delle sorgenti. Questa sua peculiarità, unita al fatto che il FoV è più grande che per Chandra, lo rende particolarmente adatto a fare *survey* a grande campo, in modo da campionare grandi aree di cielo e rivelare le sorgenti più brillanti (e quindi potenzialmente più peculiari in quanto più rare). Gli svantaggi derivano dal fatto che la sua PSF è piuttosto grande e questo abbassa il SNR, impedendo la rivelazione di sorgenti deboli e, quindi, limitando la statistica di oggetti.

2.3 Selezione del campione

La base di partenza per la nostra analisi è stata quella di stilare un elenco di AGN ad alto redshift da cross-correlare con i dati X in archivio Chandra e XMM. Essendo interessati ad un'epoca in cui l'età dell'universo era $t_U < 1$ Gyr e volendo studiare le proprietà di AGN attorno a $z = 6$ abbiamo stabilito, innanzitutto, un limite inferiore in redshift per la selezione dei nostri oggetti, fissandolo a: $z_{lim} = 5.5$ (quando $t_U \approx 1$ Gyr). Per stilare la lista di AGN, abbiamo unito le 3 più recenti compilazioni, in data 30/04/2016, di quasar ad alto redshift, prese da lavori di Bañados (2015), di Mortlock (2015) e di Matsuoka et al. (2016), selezionando tutte le sorgenti con $z \geq 5.5$. Ognuna di queste sorgenti ha un redshift confermato spettroscopicamente con osservazioni ottiche. Per quanto riguarda gli AGN di Mortlock e Bañados, essi provengono dalle *survey* ottiche citate nel paragrafo (2.1), dalla Dark Energy Survey (DES) e dalla NOAO Deep Wide-Field Survey (NDWFS), e sono tutti quasar brillanti di Tipo 1. Bisogna notare che a questi redshift sarebbe

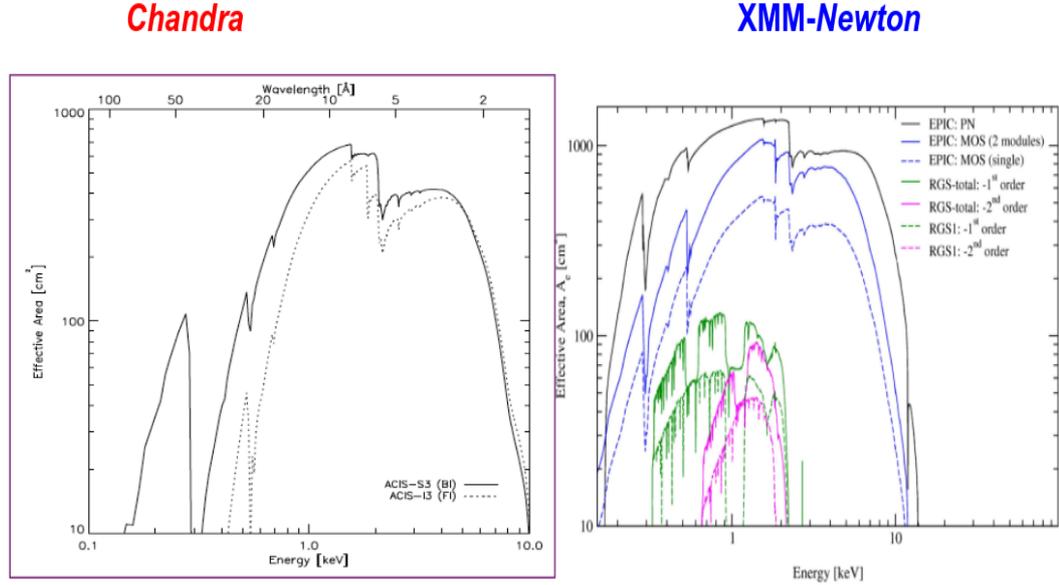


Figura 2.4: Area efficace per due CCD di Chandra (a sinistra) e per le camere MOS e pn di XMM (a destra). A sinistra, la riga nera continua è riferita ad un CCD back-illuminated di ACIS-S, quella tratteggiata è per uno front-illuminated di ACIS-I. A destra, la riga nera indica il pn, le blu i MOS e le verdi e fucsia sono per gli spettrometri. Si può osservare che il pn di XMM a 1 keV ha $A_e \approx 1550 \text{ cm}^2$ contro ACIS-S di Chandra che ha $A_e \approx 780 \text{ cm}^2$. Entrambe le A_e mostrano un calo a 2 keV a causa dell'assorbimento del materiale con cui sono rivestiti gli specchi (iridio). Considerando solo XMM, si vede che il pn è quello che ha A_e maggiore rispetto che ai MOS. Figure prese dal manuale di Chandra X-Ray Observatory e da XMM-Newton Users Handbook.

difficile rivelare AGN non quasar (ossia di più bassa luminosità) in banda ottica perché risulterebbero troppo deboli. Le sorgenti di Matsuoka et al. sono invece AGN di bassa luminosità, rivelati nella banda ottica con osservazioni Subaru (HSC-SSP Survey) e con dati NIR provenienti da UKIDSS o VIKING. Unendo queste tre liste e applicando il nostro criterio di selezione in redshift, abbiamo ottenuto una tabella di 151 AGN rivelati a $z \geq 5.5$, completa di: identificativo delle sorgenti con gli acronimi delle *survey* con cui sono stati osservati per la prima volta, ascensione retta (R.A.), declinazione (dec), redshift e magnitudine apparente a 1450 \AA dei diversi oggetti. Riportiamo questi dati in **Tabella 2.1**.

Tabella 2.1: AGN conosciuti ad alto redshift ($z \geq 5.5$)

ID	R.A.	dec	z	m_{1450}	Dati X
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
NDWFS J142729.7+352209	216.87372	+35.36922	5.53	21.9	c
SDSS J2220-0101	335.07704	+1.02969	5.62	20.8	-

Continua nella pagina successiva

Continua dalla pagina precedente

ID (1)	R.A. (2)	dec (3)	z (4)	m₁₄₅₀ (5)	Dati X (6)
PSO J040.0159+17.5458	40.01592	+17.54581	5.63	21.0	-
PSO J135.3860+16.2518	135.38604	+16.25190	5.63	20.6	-
PSO J055.4244-00.8035	55.42440	-0.80354	5.68	20.4	-
PSO J004.8140-24.2991	4.81408	-24.29916	5.69	19.5	-
PSO J045.1840-22.5408	45.18408	-22.54088	5.7	20.5	-
PSO J071.4507-02.3332	71.45075	-2.33329	5.7	19.3	-
RD J1148+5253	177.06754	+52.89425	5.7	23.1	c, x
PSO J000.3401+26.8358	0.34012	+26.83588	5.71	20.2	-
SDSS J1621+5155	245.25389	+51.93023	5.71	19.9	-
ULAS J0203+0012	30.88491	+0.20813	5.72	21.0	-
PSO J209.2058-26.7083	209.20586	-26.70840	5.73	19.5	-
PSO J215.1514-16.0417	215.15143	-16.04173	5.73	19.1	-
PSO J320.8703-24.3604	320.87033	-24.36040	5.73	20.2	-
PSO J021.4213-25.8822	21.42134	-25.88229	5.77	19.7	-
SDSS J0927+2001	141.84091	+20.02324	5.7722	19.9	-
SDSS J0129-0035	22.49379	-0.59436	5.7787	22.3	x
PSO J187.1047-02.5609	187.10479	-2.56090	5.78	21.0	-
PSO J308.4829-27.6485	308.48297	-27.64850	5.78	20.0	-
SDSS J1044-0125	161.13767	-1.41728	5.7847	19.2	X
PSO J235.9450+17.0079	235.94506	+17.00790	5.79	20.2	-
J154552.08+602824.00	236.46705	+60.47333	5.79	19.1	-
PSO J172.1770+26.8866	172.17701	+26.88666	5.8	20.8	-
PSO J025.2376-11.6831	25.23764	-11.68319	5.81	19.9	-
SDSS J0836+0054	129.18277	+0.91479	5.81	18.8	C
PSO J242.4397-12.9816	242.43971	-12.98170	5.81	20.3	-
SDSS J2147+0107	326.98086	+1.13203	5.81	21.6	-
SDSS J0002+2550	0.66412	+25.84304	5.82	19.0	C
SDSS J0239-0045	39.87600	-0.75150	5.82	22.1	-
PSO J127.2817+03.0657	127.28174	+3.06571	5.82	20.8	-
ULAS J1243+2529	190.92006	+25.48995	5.83	20.6	-
PSO J210.8296+09.0475	210.82970	+9.04750	5.84	20.4	-
PSO J210.8722-12.0094	210.87222	-12.00948	5.84	21.0	-
VISTA J114833.18+005642.2	177.138250	0.945056	5.840	22.2	-
VISTA J083955.3+001554.2	129.980417	0.265056	5.840	21.4	-
SDSS J0840+5624	130.14626	+56.40561	5.8441	20.0	C
SDSS J0005-0006	1.46808	-0.11550	5.85	20.2	C
PSO J075.9356-07.5061	75.93566	-7.50613	5.85	20.4	-

Continua nella pagina successiva

Continua dalla pagina precedente

ID (1)	R.A. (2)	dec (3)	z (4)	m₁₄₅₀ (5)	Dati X (6)
SDSS J1436+5007	219.04890	+50.11866	5.85	20.2	-
PSO J319.6040-10.9326	319.60403	-10.93262	5.85	20.1	-
VIKINGKIDS J0328-3252	52.000000	-32.866667	5.850	...	-
PSO J135.8704-13.8336	135.87046	-13.83369	5.86	21.1	-
PSO J183.2991-12.7676	183.29919	-12.76762	5.86	19.4	-
PSO J236.2912+16.6088	236.29125	+16.60886	5.86	20.9	-
VISTA J032835.51-325322.9	52.147958	-32.889694	5.860	20.1	-
SDSS J0850+3246	132.70102	+32.77998	5.87	19.9	-
SDSS J2307+0031	346.89733	+0.53035	5.87	21.7	-
PSO J042.6690-02.9174	42.66909	-2.91745	5.88	20.1	-
CFHQS J2242+0334	340.65645	+3.57267	5.88	22.1	-
PSO J213.3629-22.5617	213.36299	-22.56174	5.88	20.0	-
PSO J023.0071-02.2675	23.00710	-2.26753	5.89	20.2	-
PSO J187.3050+04.3243	187.30503	+4.32437	5.89	21.3	-
NDWFS J142516.3+32540	216.31805	+32.90265	5.8918	20.6	c
PSO J228.6871+21.2388	228.68712	+21.23882	5.9	20.6	-
CFHQS J2329-0403	352.31025	-4.05669	5.9	22.0	-
SDSS J1335+3533	203.96171	+35.55439	5.9012	19.9	C
SDSS J1411+1217	212.79703	+12.29368	5.904	20.0	C
PSO J157.9070-02.6599	157.90704	-2.65991	5.92	20.3	-
CFHQS J1049-0906	164.86920	-9.10567	5.92	20.8	-
PSO J167.4726+56.9521	167.47266	+56.95211	5.92	20.6	-
SDSS J2053+0047	313.34068	+0.78518	5.92	21.2	c
SDSS J000825.77-062604.6	2.107375	-6.434611	5.929	20.7	-
HSC J1202-0057	180.693208	-0.950472	5.93	24.3	-
PSO J002.1073-06.4345	2.10739	-6.43456	5.93	20.4	-
VIK J1215p0023	183.82030	+0.39018	5.93	22.1	-
PSO J267.0021+22.7812	267.00211	+22.78120	5.93	21.1	-
VISTA J121516.87+002324.7	183.820292	0.390194	5.930	22.1	-
CFHQS J0102-0218	15.71100	-2.30275	5.95	22.0	-
SDSS J2228+0110	337.18141	+1.17561	5.95	22.2	-
PSO J009.7355-10.4316	9.73551	-10.43164	5.96	20.2	-
PSO J029.5172-29.0886	29.51726	-29.08868	5.96	19.1	-
ULAS J0148+0600	27.15681	+6.00557	5.98	19.4	x
SDSS J0841+2905	130.33132	+29.08460	5.98	19.6	-
PSO J007.0273+04.9571	7.02734	+4.95713	5.99	20.2	c
PSO J037.9706-28.8389	37.97066	-28.83891	5.99	20.7	-

Continua nella pagina successiva

Continua dalla pagina precedente

ID	R.A.	dec	z	m₁₄₅₀	Dati X
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
CFHQS J0316–1340	49.20779	-13.67564	5.99	21.7	-
PSO J056.7168–16.4769	56.71685	-16.47691	5.99	20.3	-
PSO J340.2041–18.6621	340.20417	-18.66217	6.0	20.8	-
SDSS J2356+0023	359.21491	+0.39250	6.0	21.8	-
SDSS J2310+1855	347.66205	+18.92220	6.0031	19.3	-
CFHQS J0055+0146	13.76212	+1.77175	6.006	21.8	-
HSC J1207-0005	181.975583	-0.098139	6.01	24.2	-
HSC J2228+0128	337.115958	1.469306	6.01	24.4	-
CFHQS J0216–0455	34.11588	-4.92614	6.01	24.1	x
PSO J210.7277+40.4008	210.72777	+40.40088	6.01	21.0	-
SDSS J1306+0356	196.53445	+3.94065	6.016	19.6	C
ATLAS J029.9915–36.5658	29.99155	-36.56572	6.02	19.8	-
SDSS J0818+1722	124.61418	+17.38111	6.02	19.3	-
SDSS J1257+6349	194.48950	+63.82699	6.02	20.6	-
SDSS J1137+3549	174.32387	+35.83245	6.03	19.6	-
SDSS J2054–0005	313.52704	-0.08744	6.0391	20.6	-
ULAS J1207+0630	181.90597	+6.50284	6.04	20.1	-
PSO J002806.56+045725.7	7.027333	4.957139	6.040	20.3	c
ELAIS1091000446	240.95446	+55.17564	6.041	24.1	-
CFHQS J1641+3755	250.34052	+37.92226	6.047	20.6	-
ULAS J0828+2633	127.05587	+26.56542	6.05	20.6	-
CFHQS J2318–0246	349.51166	-2.77611	6.05	21.6	-
SDSS J1630+4012	247.64126	+40.20269	6.065	20.6	C
SDSS J0842+1218	130.62263	+12.31405	6.069	19.6	-
SDSS J0353+0104	58.45722	+1.06795	6.072	20.2	-
PSO J002.3786+32.8702	2.37870	+32.87026	6.08	21.6	-
SDSS J0303–0019	45.88083	-0.32025	6.08	21.3	c
CFHQS J2100–1715	315.22758	-17.25625	6.087	21.4	-
SDSS J1602+4228	240.72490	+42.47360	6.09	19.9	C
HSC J2216-0016	334.185292	-0.280583	6.10	23.2	x
DES J0454–4448	73.50745	-44.80864	6.1	20.2	-
PSO J065.5041–19.4579	65.50415	-19.45797	6.11	20.3	-
SDSS J2315–0023	348.94404	-0.39947	6.117	21.3	-
FIRST J1427+3312	216.91079	+33.21167	6.12	20.3	-
CFHQS J1509–1749	227.42408	-17.82411	6.121	19.8	-
CFHQS J0033–0125	8.29750	-1.42358	6.13	21.8	-
PSO J217.0891–16.0453	217.08913	-16.04536	6.13	19.6	-

Continua nella pagina successiva

Continua dalla pagina precedente

ID (1)	R.A. (2)	dec (3)	z (4)	m_{1450} (5)	Dati X (6)
ULAS J1319+0950	199.79709	+9.84764	6.133	19.6	-
ULAS J1609+3041	242.40530	+30.69661	6.14	20.9	-
SDSS J1250+3130	192.71636	+31.50608	6.15	19.6	-
CFHQS J2229+1457	337.25688	+14.95237	6.1517	21.9	-
VIMOS2911001793	334.82175	+1.04692	6.156	23.6	-
PSO J065.4085-26.9543	65.40854	-26.95434	6.16	19.6	-
CFHQS J0221-0802	35.34463	-8.04764	6.161	22.0	-
PSO J359.1352-06.3831	359.13521	-6.38313	6.17	20.1	-
HSC J2232+0012	338.050125	0.210667	6.18	24.1	-
PSO J060.5529+24.8567	60.55290	+24.85678	6.18	20.2	-
CFHQS J1429+5447	217.46737	+54.78825	6.1831	20.9	-
CFHQS J0227-0605	36.93037	-6.09172	6.2	21.4	-
ULAS J114803.29+070208.3	177.013708	7.035639	6.200	...	-
CFHQS J0136+0226	24.01342	+2.43465	6.21	22.0	-
PSO J308.0416-21.2339	308.04164	-21.23397	6.22	20.6	-
SDSS J1048+4637	162.18777	+46.62182	6.2284	19.2	C
CFHQS J0050+3445	12.52777	+34.75600	6.253	19.8	-
SDSS J1623+3112	245.88256	+31.20014	6.26	20.1	C
SDSS J0100+2802	15.05427	+28.04053	6.3	17.6	privati
SDSS J1030+0524	157.61297	+5.41528	6.308	19.7	C, X
ATLAS J025.6821-33.4627	25.68220	-33.46263	6.31	19.0	-
PSO J159.2257-02.5438	159.22579	-2.54387	6.35	19.9	-
HSC J1152+0055	178.088625	0.926833	6.37	21.9	-
HSC J0859+0022	134.779958	0.382194	6.39	23.3	-
CFHQS J2329-0301	352.28450	-3.03300	6.417	21.6	-
SDSS J1148+5251	177.06938	+52.86400	6.4189	19.0	C, X
CFHQS J0210-0456	32.55496	-4.93914	6.4323	22.6	x
PSO J183.1124+05.0926	183.11243	+5.09264	6.45	19.9	-
PSO J167.6415-13.4960	167.64157	-13.49600	6.508	21.3	-
PSO J036.5078+03.0498	36.50780	+3.04984	6.5412	19.5	-
PSO J231.6576-20.8335	231.65766	-20.83352	6.6	20.1	-
VIK J0305-3150	46.32048	-31.84886	6.605	20.9	-
VIK J1048-0109	162.07951	-1.16119	6.62	21.1	-
PSO J338.2298+29.5089	338.22977	+29.50898	6.658	20.9	-
VHS J010953.13-304726.3	17.471375	-30.790639	6.745	21.4	-
VIK J0109-3040	17.47138	-30.79064	6.747	21.4	-
VIK J2348-3054	357.13890	-30.90284	6.889	21.2	-

Continua nella pagina successiva

Continua dalla pagina precedente

ID	R.A.	dec	z	m ₁₄₅₀	Dati X
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
ULAS J1120+0641	170.00614	+6.69014	7.0842	20.4	C, X

In tabella: (1) identificativo delle sorgenti con gli acronimi delle *survey* che ne hanno permesso la scoperta; (2) e (3) ascensione retta e declinazione, espresse in gradi; (4) redshift spettroscopico e (5) magnitudine apparente rest-frame a 1450 Å. (6) indica se hanno dati in banda X: “-” sta per nessun dato X, “c” sta per dati Chandra e “x” sta per dati XMM. Le lettere maiuscole (C, X) indicano che gli oggetti sono stati osservati in asse, le minuscole (c, x) se cadono fuori asse. I diversi dati e parametri sono stati presi dai lavori di Bañados (2015), di Mortlock (2015) e di Matsuoka et al. (2016).

Note: le sorgenti sono elencate in ordine crescente di redshift (z).

La **Tabella 2.1** è la lista più aggiornata di AGN conosciuti con $z \geq 5.5$, fino ad aprile 2016.

2.4 I dati in banda X

2.4.1 Gli AGN in X

Per la selezione e l’analisi delle sorgenti in banda X abbiamo cross-correlato la **Tabella 2.1** con i dati presenti negli archivi di Chandra e XMM, trovando che, in data 30/04/2016, solo 28 sorgenti su 151 conosciute hanno copertura coi satelliti X. In pratica, solo il 18% dei quasar conosciuti a $z \approx 6$ ha osservazioni con dati X, considerando sia le osservazioni “puntate” (laddove il quasar rappresenta il *target* del puntamento e quindi è osservato in asse), sia quelle in cui l’oggetto cade in maniera serendipita nel campo di vista di un’osservazione. In **Tabella 2.1**, la colonna (6) indica se le quasar riportate hanno copertura in banda X o meno. In particolare, con “-” indichiamo se non hanno dati X, con “c” se hanno dati Chandra e con “x” se hanno dati XMM. Le lettere maiuscole (C, X) indicano che gli oggetti sono stati osservati in asse sul telescopio, le minuscole (c, x) se cadono fuori asse. La motivazione di tale distinzione è data dal fatto che, come spiegato nel paragrafo (2.2), le immagini delle sorgenti osservate in asse sono caratterizzate da una miglior risoluzione angolare e il loro tempo di osservazione è pari a quello nominale. Per questa ragione, spesso, questi oggetti risultano rivelati e possono essere studiati meglio (come nel nostro caso per tutte le sorgenti osservate in asse). Si è trovato che 22 delle 28 quasar cadono in campi di vista di osservazioni Chandra mentre 10 sono state osservate con XMM (4 sono state osservate

con entrambi i telescopi). Questi QSO sono per lo più *Radio Quiet* (Brandt et al. 2002, Shemmer et al. 2006), secondo la definizione di Kellermann et al. 1989 (con *Radio Loudness* > 100 di solito si parla di oggetti *Radio Loud*, tra 10 e 100 sono intermedi, e con $RL < 10$ sono detti *Radio Quiet*). In **Tabella 2.1**, inoltre, è possibile notare la presenza di quasar ad altissimo redshift che sono stati studiati con maggiore attenzione:

- ULAS J1120+0641 a $z = 7.08$, che è il quasar più distante conosciuto e con una massa di BH di: $M_{BH} \approx 2.0 \cdot 10^9 M_{\odot}$ (Mortlock et al. 2011).
- SDSS J1148+5251 a $z = 6.42$, che è il quasar più brillante a $z > 6$ e con una massa di BH di: $M_{BH} \approx 10^9 M_{\odot}$.
- SDSS J1030+0524 a $z = 6.30$, che è il terzo quasar più brillante a $z > 6$.
- SDSS J1048+4637 a $z = 6.26$, che è il secondo quasar più brillante a $z > 6$.

Completata la cross-correlazione abbiamo cercato e prelevato tutti i dati disponibili negli archivi Chandra e XMM per effettuare le analisi sui vari oggetti e per capire quante sorgenti siano state effettivamente rivelate nelle diverse osservazioni.

2.4.2 La distribuzione in redshift

La maggior parte delle sorgenti dei due campioni (ottico e X) sono distribuite attorno a $z \approx 5.9$, come si può vedere in **Figura 2.5** (in nero la distribuzione dei quasar ottici di **Tabella 2.1**, in rosso quelli che hanno anche dati X), mentre il loro numero scende drasticamente a $z > 6.1$, come ci aspettavamo considerando il fatto che solo gli AGN più brillanti possono essere visti a quei redshift. Se poniamo particolare attenzione alla distribuzione in rosso di **Figura 2.5** (i quasar X), notiamo che per $z > 6.1$ dominano i quasar brillanti citati nel paragrafo (2.4.1), ovvero ai redshift più estremi è possibile osservare oggetti molto luminosi e peculiari che potrebbero non rappresentare statisticamente la popolazione di AGN all'epoca. Questo è un fatto da considerare nelle discussioni finali dei risultati trovati dalla nostra analisi.

2.4.3 Le sorgenti rivelate in banda X

Il fatto che le posizioni in coordinate celesti di tutte le sorgenti di **Tabella 2.1** cadano all'interno di campi di vista di osservazioni X non garantisce che le sorgenti in questione risultino rivelate in banda X. La rivelazione di una

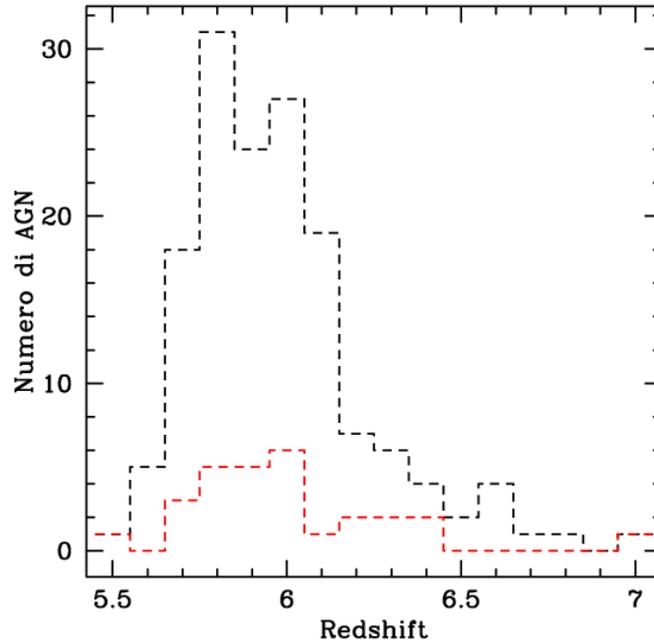


Figura 2.5: Distribuzione in redshift dei quasar rivelati: in nero sono rappresentati quelli rivelati in ottico/NIR di **Tabella 2.1**, in rosso quelli che hanno copertura in banda X (ma che non sono necessariamente rivelati). In entrambe le distribuzioni si nota che il numero di AGN è maggiore attorno a $z \approx 5.9$ e cala drasticamente a $z > 6.1$.

sorgente in una certa banda dipende, infatti, da diversi fattori: il tempo di osservazione, il fatto che la sorgente sia osservata in asse del telescopio e il flusso della sorgente nella banda considerata. Se una sorgente viene osservata per poco tempo, o con grandi angoli di off-axis (dove la perdita di fotoni per *vignetting* è maggiore) o ha un flusso debole nelle bande considerate, potrebbe non essere rivelata dallo strumento, poiché la sua emissione registrata potrebbe essere consistente con il livello del fondo. Prima di procedere con l'analisi, abbiamo, quindi, effettuato un riprocessamento dei dati grezzi degli archivi per valutare l'effettiva rivelabilità delle sorgenti del nostro campione in X-ray.

Per il riprocessamento dei dati Chandra abbiamo utilizzato i *tool* del programma CIAO 4.8, creato appositamente per l'analisi di dati Chandra, sui file **.evt2** di ogni data set. In particolare, abbiamo fatto uso del *tool* “chandra_repro” per ripulire i dati grezzi da eventuali *background flare* di raggi cosmici. Per Chandra il riprocessamento è abbastanza semplice e automatico e non richiede particolari controlli da parte dell'utente. Durante questa fase ci è stato possibile valutare, inoltre, il tempo di esposizione effettivo, l'angolo di off-axis e l'identificativo del chip di osservazione delle diverse sorgenti.

Nello specifico, il tempo di esposizione effettivo tiene conto dell'effetto del *vignetting* sulle sorgenti osservate. Per questo motivo, risulta equivalente a quello nominale quando le sorgenti osservate sono il *target* dell'osservazione in questione e risulta minore quando le sorgenti cadono in periferia nei CCD di Chandra (quando le regioni delle quasar non vengono puntate direttamente ma sono “periferiche” a regioni di interesse primario). Per poter valutare il tempo effettivo di osservazione di regioni esterne abbiamo generato delle *exposure map* con il *tool* “fluximage”. Da questa prima analisi abbiamo ottenuto che: 14 sorgenti su 22 (di Chandra) presentano un eccesso di conteggi non consistente con il valore del fondo nelle regioni corrispondenti alle loro posizioni, mentre 7 hanno troppo pochi conteggi per essere considerate rivelate con una significatività superiore a 3σ (i conteggi sono consistenti col *background*). Bisogna, inoltre, specificare che ci sono 3 sorgenti con dati privati e non ancora disponibili a livello pubblico:

- J0100+2802 i cui dati saranno resi pubblici verso ottobre 2016.
- J1148+5251 i cui dati ci sono stati, tuttavia, forniti su gentile concessione di S. Gallerani, con l'accordo di presentare questo lavoro di tesi dopo la pubblicazione dei dati in questione (stimata per agosto 2016).
- J1148+5253 che rientra nel campo di vista della precedente.

In **Tabella 2.2** forniamo identificativo, redshift, tempo effettivo, angolo di off-axis, chip di osservazione e la rivelazione o meno delle 22 sorgenti osservate con Chandra.

Tabella 2.2: AGN osservati con Chandra

ID	T_{eff}	θ	z	chip ID	Det.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
NDWFS J142729.7+352209	4.6	7.88	5.53	AI(1)	n
”	4.4	8.22	5.53	AI(0)	n
RD J1148+5253	77.8	1.76	5.7	AS(7)	n
SDSS J0836+0054	5.7	0.59	5.81	AS(7)	y
SDSS J0002+2550	5.9	0.59	5.82	AS(7)	y
SDSS J0840+5624	15.8	0.63	5.84	AS(7)	y
SDSS J0005-0006	16.9	0.58	5.85	AS(7)	y
NDWFS J142516.3+32540	4.4	3.18	5.89	AI(0)	n
SDSS J1335+3533	23.5	0.29	5.90	AS(7)	y
SDSS J1411+1217	14.3	0.58	5.90	AS(7)	y
SDSS J2053+0047	9.7	8.5	5.92	AI(0)	n

Continua nella pagina successiva

Continua dalla pagina precedente

ID (1)	T_{eff} (2)	θ (3)	z (4)	chip ID (5)	Det. (6)
PSO J007.0273+04.957	66.3	8.26	5.99	AS(6)	n
SDSS J1306+0356	8.2	0.59	6.02	AS(7)	y
"	118.2	0.97	6.02	AS(7)	y
PSO J002806.56+045725.7	66.3	17.22	6.04	AS(5)	n
SDSS J1630+4012	27.4	0.13	6.07	AS(7)	y
SDSS J0303-0019	1.5	4.80	6.08	AS(7)	n
SDSS J1602+4228	13.2	0.17	6.09	AS(7)	y
SDSS J1048+4637	15.0	0.58	6.23	AS(7)	y
SDSS J1623+3112	17.2	0.58	6.26	AS(7)	y
SDSS J0100+2802	6.30	...	privati
SDSS J1030+0524	8.0	0.58	6.31	AS(7)	y
SDSS J1148+5251	77.8	0.32	6.42	AS(7)	y
ULAS J1120+0641	15.8	0.29	7.08	AS(7)	y

In tabella: (1) identificativo delle sorgenti con gli acronimi delle *survey* con cui sono stati rivelati per la prima volta; (2) tempo effettivo di osservazione delle regioni delle sorgenti in ks; (3) angolo di *off-axis* sul piano del telescopio espresso in minuti d'arco; (4) redshift spettroscopico; (5) identificativo della camera con cui è stata fatta l'osservazione e il numero tra parentesi è il chip-ID (identificativo del CCD in cui cade la sorgente). AS sta per ACIS-S e AI sta per ACIS-I. (6) indica se la sorgente è stata rivelata o meno con una significatività di 3σ .

Note: le sorgenti sono elencate in ordine crescente di redshift (z). J142729.7+352209 e J1306+0356 hanno due data set.

Dalla **Tabella 2.2** è possibile vedere che solo le sorgenti con $\theta > 1.0'$ risultano non rivelate, il che ci dice che, in generale, le uniche sorgenti rivelate sono quelle puntate (quelle che erano il *target* dell'osservazione). Per quanto riguarda le sorgenti rivelate (quelle che mostrano un eccesso di conteggi nella regione dei CCD corrispondente alla posizione della sorgente), le abbiamo suddivise in quasar rivelate con bassa e alta statistica se contenevano, nelle regioni selezionate, meno o più di 10 conteggi in banda 0.5 - 7 keV. Questa suddivisione è necessaria al fine dell'analisi degli spettri delle sorgenti rivelate: per spettri con meno di 10 conteggi netti non è possibile effettuare un fit spettrale. In pratica, i dati di una sorgente che soffre di bassa statistica potrebbero essere riprodotti da modelli completamente diversi senza ottenere vincoli stringenti sui parametri di fit e, quindi, sui parametri fisici che la caratterizzano. Delle 14 quasar rivelate, solo 7 hanno più di 10 conteggi, permettendoci un'analisi più approfondita a livello spettrale, mentre per le

altre 7 abbiamo potuto ricavare solamente gli hardness ratio (HR). Per le sorgenti non rivelate, invece, abbiamo ricavato un *upper limit* (u.l.) per i loro flussi. Rimandiamo al capitolo (4) l'analisi e il calcolo di HR, u.l. e degli spettri per le sorgenti con più statistica.

Per il riprocessamento dei dati di XMM abbiamo, invece, utilizzato i *tool* del software SAS15. In questo caso la procedura di pulizia dei dati grezzi risulta più complessa, soprattutto perché, per ogni osservazione, bisogna riprocessare i dati ottenuti con le tre camere del satellite: pn, MOS1 e MOS2. In tutti e tre i casi, per il riprocessamento, siamo partiti dalla visualizzazione delle curve di luce in banda 10-12 keV, che ci mostrano se c'è stata la presenza di *flare* di *background* dovuta ai raggi cosmici durante il tempo di esposizione. Si seleziona questa banda perché, visto l'andamento della A_{eff} vs. energia, ci aspettiamo che la radiazione a 10-12 keV sia spuria, ossia che il contributo di sorgenti reali a questa energia sia trascurabile. La rimozione di questi *flare* è necessaria per la pulizia delle immagini ma riduce, allo stesso tempo, il tempo di esposizione delle diverse camere. Per la rimozione abbiamo utilizzato una procedura di σ -clipping che elimina tutti gli intervalli di tempo in cui ci sono stati *flare* con un'intensità superiore a 3σ rispetto alla media. Per finire, abbiamo filtrato i dati considerando solo gli eventi corrispondenti ai pattern 0-4 (eventi singoli e doppi) per la camera pn e 0-12 (eventi da singoli fino a quadrupli) per i due MOS e selezionando la banda compresa tra 0.3 e 10 keV, dove lo strumento è più sensibile. Dalla fase di riprocessamento abbiamo constatato che 6 sorgenti delle 10 di XMM non risultano rivelate, mentre 4 hanno sufficiente statistica (rivelate con una significatività maggiore di 3σ) per un fitting spettrale. In **Tabella 2.3** forniamo identificativo, redshift, tempo effettivo per le tre camere e la rivelazione o meno delle 10 sorgenti osservate con XMM.

Tabella 2.3: AGN osservati con XMM

ID	T_{eff} pn	T_{eff} MOS1	T_{eff} MOS2	z	Det.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
RD J1148+5253	4.6	11.4	12.4	5.7	n
SDSS J0129-0035	0.7	5.78	n
SDSS J1044-0125	31.5	31.9	31.8	5.79	y
ULAS J0148+0600	9.3	10.6	11.3	5.98	n
CFHQS J0216-0455	28.6	31.5	32.9	6.01	n
HSC J2216-0016	1.1	6.10	n
SDSS J1030+0524	51.5	68.8	71.1	6.31	y

Continua nella pagina successiva

Continua dalla pagina precedente

ID	T_{eff} pn	T_{eff} MOS1	T_{eff} MOS2	z	Det.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
SDSS J1148+5251	5.0	12.3	12.8	6.42	y
CFHQS J0210-0456	3.6	2.5	3.3	6.43	n
ULAS J1120+0641	183.6	234.3	234.6	7.08	y

In tabella: (1) identificativo delle sorgenti con gli acronimi delle *survey* con cui sono stati rivelati per la prima volta; (2), (3) e (4) tempi effettivi, di osservazione, in ks, delle regioni delle sorgenti per le camere: pn, MOS1 e MOS2, ottenuti facendo le *exposure map* delle camere; (5) redshift spettroscopico; (6) dice se la sorgente è stata rivelata o meno.

Note: le sorgenti sono elencate in ordine crescente di redshift (z).

In questo caso le uniche sorgenti a risultare rivelate sono quelle che corrispondono al *target* delle osservazioni; le altre non risultano rivelate e le loro posizioni cadono nella periferia delle immagini prese da XMM. Precisiamo infine, che le regioni in cui si trovano le sorgenti J0129-0035 e J2216-0016 sono state osservate solo con la camera pn e che cadono nella periferia estrema delle immagini presenti in archivio. Di queste quasar non abbiamo, infatti, fornito il tempo di esposizione per i MOS.

In **Figura 2.6** forniamo i tempi effettivi vs quelli nominali delle osservazione, da cui è possibile vedere che la maggior parte delle osservazioni Chandra (punti neri in figura) sono di breve durata (si trovano a sinistra del grafico dove i tempi nominali sono più bassi), e sono dette *snapshot*, mentre le sorgenti rivelate XMM (punti rossi pieni) hanno, tendenzialmente, osservazioni più lunghe e, per alcune di esse, si riesce a studiare meglio le proprietà spettrali, anche in virtù di un'area efficace maggiore.

2.4.4 Significatività delle sorgenti rivelate con bassa statistica

Leggendo il paragrafo (2.4.3) una domanda che potrebbe sorgere spontanea è: cosa ci assicura che un eccesso di conteggi, minore di 10 (in banda 0.5 - 7 keV), in una regione di un data set, indichi la presenza di una sorgente? Effettivamente, avere meno di 10 conteggi in una certa regione, seppure piccola e in asse, potrebbe anche essere un effetto dovuto al *background*. Tuttavia, noi sosteniamo che delle 21 sorgenti osservate con Chandra ve ne siano 7 rivelate con una statistica troppo bassa per un'approfondita analisi spettrale. A sostegno di ciò presentiamo alcune considerazioni e studi statistici da noi effettuati per completezza di analisi.

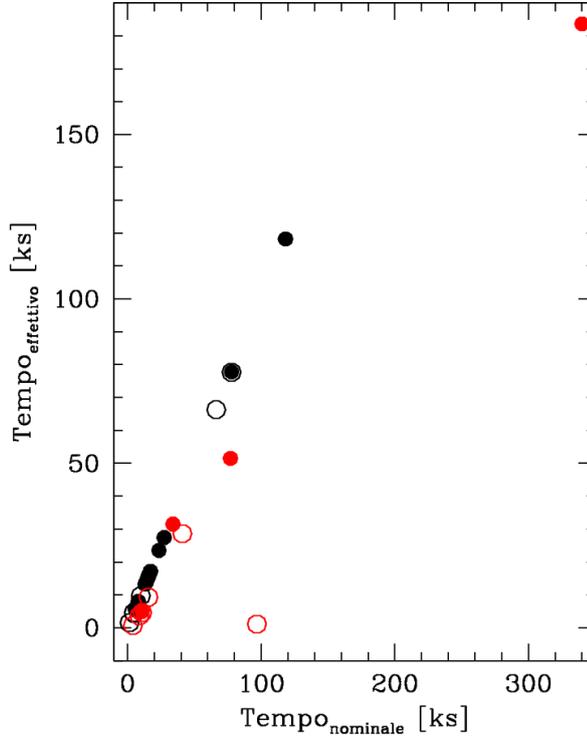


Figura 2.6: Confronto tra i tempi effettivi (in ordinata) e i tempi nominali (in ascissa) delle osservazioni, espressi in ks. I punti neri rappresentano osservazioni Chandra mentre i rossi corrispondono a XMM. I punti pieni indicano sorgenti rivelate mentre i vuoti indicano sorgenti non rivelate. Per XMM sono riportati solo i tempi per la camera pn. Per le sorgenti con più *set* di dati sono riportati i tempi relativi all'osservazione più lunga. Il punto rosso vuoto in basso corrisponde alla sorgente J1148+5251 osservata con XMM, il cui tempo effettivo è molto inferiore a quello nominale per via della rimozione dei numerosi *flare* presenti nella curva di luce.

In primo luogo, bisogna considerare che noi sappiamo già che le regioni in cui cerchiamo eccessi di fotoni in banda X contengono sorgenti brillanti ad alto z , poiché questi AGN sono già stati rivelati in altre bande e ne conosciamo la posizione, e sappiamo che i QSO sono generalmente emettitori in banda X. Inoltre, come espresso nel paragrafo (2.2), sappiamo che Chandra ha una PSF molto piccola in asse e che, generalmente, ha un alto rapporto segnale-rumore, per via della sua alta capacità di focalizzazione. Trovare, quindi, un eccesso di fotoni (anche se minori di 10) in una regione piccola e in asse sul piano focale, corrispondente alle coordinate celesti di una sorgente brillante, potrebbe significare che la sorgente sia stata effettivamente rivelata. Nel caso di Chandra, abbiamo estratto i conteggi da regioni circolari di raggio $R = 1.5''$, centrate sulle coordinate equatoriali di **Tabella 2.1**.

Per verificare la significatività delle sorgenti Chandra con bassa statistica abbiamo utilizzato due metodi diversi. Il primo metodo utilizzato consiste

nel valutare qual è la probabilità che conteggi di *background*, presi in regioni limitrofe alla sorgente (in banda 0.5 - 7 keV), possano dare lo stesso numero di conteggi trovati nella regione della sorgente stessa. Se tale probabilità è bassa allora i conteggi ritrovati nella regione della sorgente non sono casuali ma dovuti alla presenza di un oggetto emittente (l'AGN). I conteggi di *background* sono stati estratti da regioni circolari limitrofe a quelle delle sorgenti ma con un'area ~ 10 volte maggiore. Inoltre, queste regioni non contengono altre sorgenti visibili che possano inquinare la valutazione del *background*. I conteggi di *background* (B) sono stati poi riscalati alla stessa area di estrazione di quelli delle sorgenti (S) per poter confrontare i due valori:

$$B_{norm} = \frac{A_S}{A_B} B \quad (2.1)$$

dove B_{norm} sono i conteggi di *background* scalati per le aree e A_S e A_B sono, rispettivamente, le aree delle regioni di estrazione della sorgente e del *background*. Con un semplice programma da noi implementato abbiamo poi calcolato le probabilità poissoniane (P_P) che i B_{norm} possano riprodurre i conteggi S delle rispettive sorgenti¹. In **Tabella 2.4** riportiamo i conteggi di sorgente, *background*, *background* normalizzati, aree e P_P delle 7 sorgenti Chandra con bassa statistica. Dalla **Tabella 2.4** è possibile notare che le P_P sono estremamente basse e che, quindi, le probabilità che i conteggi registrati siano dovuti alle sorgenti (date da $1 - P_P$) sono alte. Le sorgenti in questione sono dunque rivelate con significatività: $1 - P_P > 3\sigma$.

Il secondo metodo è basato sullo stesso principio del primo: valuta la probabilità che esista un eccesso di fotoni in una certa regione noto il *background* nelle regioni limitrofe. In questo caso, però, abbiamo fatto uso di un altro *tool* di Chandra detto “wavdetect”, che analizza una regione dell'immagine dati, ricevuta in input, e restituisce dove sono presenti eccessi di fotoni e quale è la significatività che essi appartengano ad una possibile sorgente. Questa significatività viene stimata in unità di σ , attraverso il rapporto tra i conteggi netti e gli errori ($\sigma_G = 1 + \sqrt{B + 0.75}$) calcolati secondo l'approssimazione di Gehrels (1986), valida per regimi di bassi conteggi, dove B sono i conteggi del *background*. Questa significatività è, tuttavia, meno attendibile rispetto la probabilità calcolata con il primo metodo poiché wavdetect non è ottimizzato per la fotometria. Per questo motivo la calcoliamo solo per un confronto con la P_P : se i metodi sono entrambi validi deve esistere una relazione tra la P_P e la significatività. Le regioni di input sono state scelte, nel nostro caso, di area 100x100 pixel e centrate sulla posizione di ognuna delle 7 sorgenti.

¹La P_P è stata calcolata con la formula della distribuzione di Poisson: $P_P(x) = e^{-\mu} \frac{\mu^x}{x!}$ dove x è il numero di eventi registrati (conteggi della sorgente S) e μ quelli attesi (i conteggi del *background* normalizzati B_{norm}).

Tabella 2.4: Significatività sorgenti Chandra con bassa statistica - I° metodo

ID (1)	S (2)	B (3)	B_{norm} (4)	P_P (5)
J0002+2550	6	6	0.54	$2 \cdot 10^{-5}$
J0840+5624	4	7	0.63	$4 \cdot 10^{-3}$
J1335+3533	7	15	1.35	$4 \cdot 10^{-4}$
J1048+4637	2	1	0.09	$3 \cdot 10^{-3}$
J1623+3112	6	6	0.54	$1 \cdot 10^{-5}$
J1030+0524	6	4	0.36	$2 \cdot 10^{-6}$
J1120+0641	6	9	0.81	$3 \cdot 10^{-4}$

In tabella: (1) identificativo delle sorgenti; (2) e (3) conteggi, rispettivamente, di sorgente e *background*; estrazione dei conteggi di sorgente e *background*; (4) conteggi di *background* riscalati per le aree delle sorgenti e (5) probabilità poissoniana che i conteggi di *background* scalati (B_{norm}) possano riprodurre quelli della sorgente (S). Se tale probabilità è bassa i conteggi S sono dovuti principalmente alla sorgente e non al *background*. Le aree di estrazione utilizzate sono di 7.065 arcsec^2 per le sorgenti e 76.5 arcsec^2 per il *background*. Note: le sorgenti sono elencate in ordine crescente di redshift (z).

Nella **Tabella 2.5** riportiamo la significatività trovata da wavdetect per ogni sorgente. Più la significatività trovata è alta, maggiore è la probabilità che

Tabella 2.5: Significatività sorgenti Chandra con bassa statistica - II° metodo

ID (1)	Sign. (2)
J0002+2550	3.2
J0840+5624	1.0
J1335+3533	3.0
J1048+4637	1.5
J1623+3112	3.4
J1030+0524	0.9
J1120+0641	3.0

In tabella: (1) identificativo delle sorgenti e (2) significatività trovata con wavdetect in unità di σ . Più questa è alta, maggiore è la probabilità che l'eccesso di fotoni nella regione corrispondente alla posizione della sorgente sia dovuto al AGN.

Note: le sorgenti sono elencate in ordine crescente di redshift (z).

l'eccesso di fotoni nella regione corrispondente alla posizione della sorgente sia dovuto al AGN. I due metodi, ovviamente, devono essere concordi nei

risultati per avere la conferma che le sorgenti siano effettivamente rivelate. Riportiamo in **Figura 2.7** il plot di significatività vs P_P per vedere se le due quantità correlano. Effettivamente, si può osservare che, al crescere delle significatività calcolate con *wavdetect*, diminuisce la P_P , ovvero la probabilità che gli eccessi dei conteggi siano dovuti al solo contributo di *background*. In pratica, entrambi i metodi confermano che dove la significatività è maggiore anche la probabilità di avere conteggi non casuali ($1-P_P$) è più grande. Solo in un caso, quello di J1030+0524, la significatività e la P_P sono troppo bassi e non rientrano nel *trend*. Per comprendere meglio come sia possibile abbiamo effettuato ulteriori controlli:

- Abbiamo verificato che i conteggi da noi trovati nella regione della sorgente (che corrispondono a 6) fossero consistenti con quelli di Brandt. et al 2002, ove risultano essere 5.9 in banda 0.5-7 keV.
- Abbiamo calcolato P_P con gli stessi input utilizzando un programma simile al nostro (Stat Trek) disponibile su: <http://stattrek.com/online-calculator/poisson.aspx>. Anche in questo caso le probabilità sono uguali a quelle da noi calcolate.
- Abbiamo visualizzato tutti gli output di *wavdetect* nella regione di raggio $R = 1.5''$ che utilizziamo per estrarre i conteggi con il primo metodo. Il risultato è che *wavdetect* interpreta i 6 conteggi presenti come eccessi di fotoni dovuti a più sorgenti ravvicinate. Tuttavia, non c'è evidenza ottica che ci sia una sorgente limitrofa al *target* ai limiti della SDSS. La significatività riportata in **Tabella 2.5** per J1030+0524 è stata calcolata, quindi, solo per una frazione minoritaria degli effettivi conteggi presenti nella regione di selezione. Per questo motivo la significatività è errata e J1030+0524 non rientra nel *trend*. In **Figura 2.8** viene riportato l'ingrandimento dell'immagine presa con Chandra della regione della sorgente; in verde viene segnata la regione con $R = 1.5''$ da cui si è calcolata la P_P . Si può vedere che i fotoni presenti nella regione si concentrano in due aree distinte (segnate in azzurro), per questo motivo *wavdetect* le interpreta come due sorgenti separate.

Abbiamo, quindi, considerato la sorgente J1030+0524 come rivelata con P_P riportata in **Tabella 2.4**.

Per le valutare la significatività delle 4 sorgenti XMM, abbiamo utilizzato il primo metodo estraendo i conteggi della sorgente in regioni circolari con $R = 10''$ (in banda 0.3 - 10 keV) e quelli del *background* in regioni circolari limitrofe con $R \sim 33''$. Riportiamo in **Tabella 2.6** le P_P trovate per le

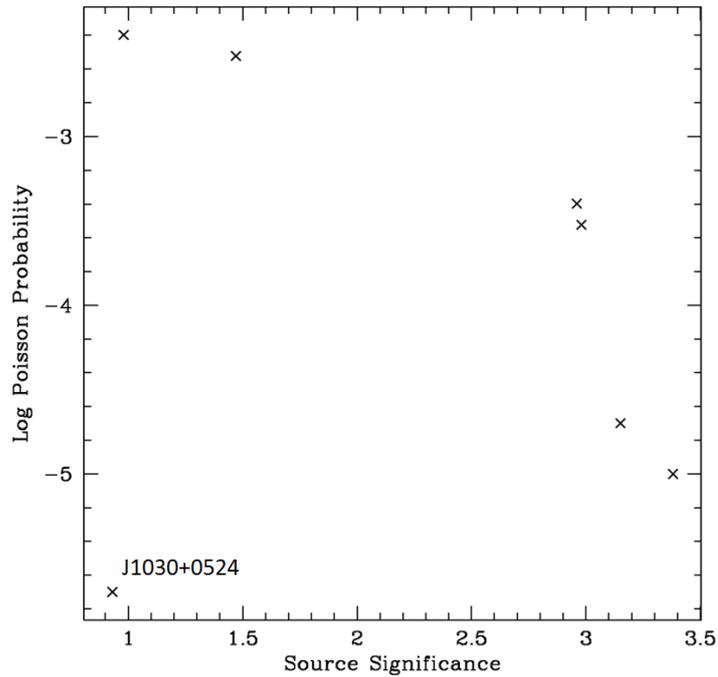


Figura 2.7: Grafico della significatività delle sorgenti, calcolata con *wavdetect*, vs la probabilità poissoniana, calcolata dal nostro programma. In generale si intravede l'andamento per cui all'aumentare della significatività la P_P diminuisce. Il punto in basso a sinistra corrisponde a J1030+0524 ed è l'unico a non seguire il *trend*, come descritto nel testo.

4 sorgenti XMM. Anche in questo caso è possibile notare che le sorgenti risultano rivelate con una significatività $(1 - P_P)$ maggiore di 3σ .

In conclusione riportiamo in **Tabella 2.7** il numero di sorgenti rivelate con alta statistica, quelle con bassa e quelle per cui otteniamo solo u.l., sia per Chandra che per XMM. Ci sono 4 sorgenti con dati provenienti da entrambi i satelliti: J1148+5253, J1030+0524, J1148+5251 e J1120+0641; di queste 4 abbiamo che J1148+5253 non è rivelato da nessun satellite mentre J1030+0524, J1148+5251 e J1120+0641 sono rivelati sia da Chandra sia da XMM. Di queste sorgenti facciamo un confronto dei flussi calcolati dai dati provenienti dai due telescopi in sezione (3.5) per vedere se sono compatibili.

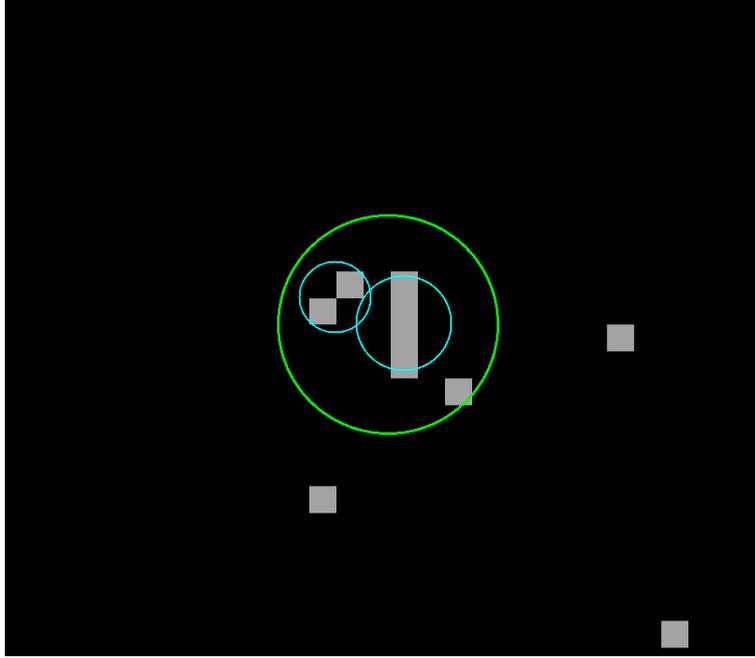


Figura 2.8: Immagine ingrandita della regione della sorgente J1030+0524 presa con Chandra. Il cerchio verde delimita la regione utilizzata per il calcolo della P_P ($R = 1.5''$), i due cerchi azzurri ($R = 0.7''$ per il più grande e $R = 0.5''$ per il più piccolo) segnalano le regioni in cui si concentrano i conteggi presenti in quella verde. Questi due raggruppamenti distinti portano wavdetect al calcolo errato della significatività di J1030+0524, poiché li considera come due sorgenti distinte.

Tabella 2.6: Significatività sorgenti XMM con bassa statistica - I° metodo

ID (1)	$P_{P \text{ pn}}$ (2)	$P_{P \text{ MOS1}}$ (3)	$P_{P \text{ MOS1}}$ (4)
J1044-0125	0	$2 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-8}$
J1030+0524	0	0	0
J1148+5251	$3 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
J1120+0641	$1 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-3}$	0

In tabella: (1) identificativo delle sorgenti; (2), (3) e (4) probabilità poissoniana, rispettivamente per pn, MOS1 e MOS2, che i conteggi di *background* scalati possano riprodurre quelli della sorgente. Se tale probabilità è bassa i conteggi nella regione della sorgente sono dovuti principalmente all'AGN e non al *background*. Le regioni di estrazione utilizzate $R = 10''$ per le sorgenti e $R \sim 33''$ per il *background*. $P_P = 0$ significa che essa è inferiore a 10^{-20} .

Note: le sorgenti sono elencate in ordine crescente di redshift (z).

Tabella 2.7: Tabella riassuntiva delle sorgenti X analizzate

	Sor. x	Det. $>_{10}$	Det. $<_{10}$	u.l.
Chandra	22	7	7	7
XMM	10	3	1	6

Tabella riassuntiva con il numero di sorgenti con osservazioni X (prima colonna), rivelate con alta statistica (numero di conteggi > 10 , seconda colonna), rivelate con bassa statistica (terza colonna) e non rivelate (quarta colonna), sia per Chandra che per XMM. Di quelle non rivelate si forniscono solo *upper limit* al flusso. Ricordiamo che per Chandra c'è una sorgente con dati ancora privati: J0100+2802, **Tabella 2.2**.

Capitolo 3

Analisi dati

3.1 Estrazione spettrale

3.1.1 Regioni di estrazione

Il primo passo nell'estrazione spettrale è la scelta delle regioni di estrazione di sorgenti e *background* usando il programma SAOImage DS9. In generale, le dimensioni delle regioni di estrazione dovrebbero tenere conto delle dimensioni della sorgente e delle distorsioni della PSF dovute alla banda selezionata e all'angolo di *off-axis*: più sono grandi le energie dei fotoni ricevuti e gli angoli di *off-axis* più la PSF risulta estesa e con profilo diverso da quello gaussiano. Considerando osservazioni in asse, se le sorgenti fossero deboli, sono richieste regioni di estrazione con piccoli raggi in modo da includere poco *background* e massimizzare il rapporto segnale-rumore. Se le sorgenti fossero invece brillanti si utilizzano regioni grandi perché, comunque, la sorgente domina sul *background*. Nel nostro caso, le sorgenti adatte ad un'analisi spettrale (così come quelle rivelate con bassa statistica) si trovano in regioni in asse nelle diverse camere (hanno angolo di off-axis $\theta < 1'$), per questo motivo abbiamo scelto, in tutti i casi, regioni di forma circolare.

Per le sorgenti Chandra rivelate, essendo state osservate in asse, abbiamo utilizzato sempre regioni con raggio $R = 1.5''$, sia per l'estrazione degli spettri delle sorgenti brillanti, sia per il conteggio dei fotoni delle sorgenti con bassa statistica. Una regione con questo raggio per una sorgente puntiforme in asse dovrebbe garantire che più del 90% della radiazione della sorgente, a 1.5 keV, cada entro l'area selezionata, mentre la contaminazione del *background* dovrebbe essere minima. Il *background* è stato, invece, estratto da regioni circolari limitrofe a quelle dei quasar, preferibilmente nello stesso chip, che non contenessero altre sorgenti rivelate. Per ogni AGN abbiamo utilizzato una regione di *background* di area 10 volte maggiore rispetto a quella

per la sorgente, così da garantire un buon campionamento dello spettro del *background*.

Per le 4 sorgenti rivelate con XMM abbiamo utilizzato sempre regioni con $R = 10''$, corrispondente ad una EEF del 55% a 1.5 keV per sorgenti in asse. I flussi che ricaviamo in sezione (3.2.2) sono però corretti per l'apertura, ovvero tengono conto del fatto che l'EEF è il 55%. Il motivo per cui abbiamo scelto per XMM delle regioni che contenessero solo il 55% dei fotoni e non il 90% (come per Chandra) è dovuto al fatto che le immagini XMM sono caratterizzate da un valore più elevato del *background* rispetto a quelle Chandra e utilizzare regioni troppo grandi potrebbe diminuire il SNR. Anche in questo caso, come per Chandra, le regioni di estrazione di *background* sono state prese limitrofe a quelle delle sorgenti e di dimensione 10 volte maggiori. Inoltre, i criteri di estrazione e le aree delle regioni di selezione sono state le stesse per tutte e tre le camere (pn, MOS1, MOS2).

3.1.2 Estrazione degli spettri e delle matrici di risposta

Per i dati Chandra, abbiamo usato il programma CIAO per estrarre gli spettri di sorgenti e *background* e i file di risposta “.arf” e “.rmf”, utilizzando il *tool* “spaceextract”. Nell'estrazione abbiamo scelto un “*grouping*” iniziale di un conteggio per *bin* di energia e, successivamente, abbiamo controllato il numero di conteggi presenti in ciascuna sorgente in banda 0.5-7 keV. Poiché J1306+0356 mostrava 90 conteggi nella banda selezionata, per poter fare un fit spettrale con statistica gaussiana, abbiamo applicato un *grouping* diverso, di 15 conteggi per *bin*.

Per i dati XMM, abbiamo utilizzato il programma SAS15 per estrarre spettri di sorgenti, *background* e file di risposta per tutte e tre le camere, attraverso il comando “especget”. Anche in questo caso il *grouping* è stato di 1 conteggio per *bin* per tutte le sorgenti e, successivamente, abbiamo controllato i conteggi di ognuna in banda 0.3-10 keV. Poiché per J1030+0524 la statistica di conteggi era più alta, abbiamo utilizzato un *grouping* di 20 per il pn e 10 per i due MOS. Per i quasar J1044-0125 e J1120+0641 abbiamo, invece, sommato gli spettri e i file di risposta delle camere MOS per aumentare il SNR per *bin*, attraverso il *tool* “mathpha” (la somma è stata fatta pesando gli spettri per il tempo di esposizione effettivo di ogni camera). In particolare, essendo J1120+0641 stato osservato in tre differenti orbite in un periodo tra il 24 maggio e il 21 giugno 2012, ne abbiamo sommato i 3 spettri del pn, i 3 del MOS1 e i 3 del MOS2. Successivamente abbiamo sommato gli spettri risultanti dei due MOS.

3.2 Analisi spettrale

Quando si studiano spettri di AGN ad alto z bisogna considerare che le componenti spettrali, che potrebbero essere presenti nel sistema di riferimento a riposo, sono traslate ad energie più basse. In particolare, le componenti di *soft excess* e *warm absorber*, generalmente presenti attorno 1-2 keV, vengono traslate ad energie inferiori dove Chandra o XMM non sono sensibili (sotto 0.5/0.3 keV per Chandra/XMM). Infatti, per $z \approx 6$, queste componenti sarebbero traslate a 0.1-0.3 keV e sarebbero, quindi, inosservabili. D'altra parte, le componenti che si trovano a energie $E > 10$ keV dovrebbero cadere nella banda 0.5-7 keV (o 0.3-10 keV per XMM), una volta traslate per via del redshift. In particolare, il Compton Hump (che ha un picco intorno a 30 keV) dovrebbe essere evidente attorno a 4 keV, mentre la riga del ferro (che cade a 6.4 keV nel sistema a riposo) dovrebbe essere evidente attorno a $E \sim 1$ keV. A queste due componenti bisogna aggiungere quella principale di legge di potenza, la quale non dovrebbe risultare particolarmente assorbita per il semplice fatto che stiamo studiando quasar di Tipo 1. Il modello più semplice per un AGN a $z \approx 6$ sarebbe, quindi, caratterizzato da tre componenti: legge di potenza con assorbimento intrinseco della sorgente (che ci aspettiamo sia basso), componente di riflessione e riga del ferro. A queste componenti andrebbe inoltre aggiunto l'assorbimento da parte dell'ISM della nostra galassia. In realtà, utilizzare fit con modelli con molte componenti e parametri liberi su spettri con bassi conteggi è spesso controproducente: i parametri verrebbero calcolati con grossi intervalli di errore (spesso più grandi del valore trovato) e non si potrebbero avere vincoli solidi sul fit. Per questo motivo abbiamo deciso di interpolare i vari spettri utilizzando tre modelli molto simili: in primis un modello a legge di potenza assorbita (assorbimento intrinseco) con indice in fotoni (Γ) e densità di colonna (N_H) liberi di variare, un secondo modello uguale al precedente ma con Γ fissato e un terzo uguale al secondo ma con l'aggiunta di una riga del ferro a energie $E = 6.4$ keV (nel sistema a riposo). In **Tabella 3.1** elenchiamo i modelli utilizzati, specificando quali parametri fissiamo o lasciamo liberi di variare. Il primo modello serve a porre dei vincoli sull'indice Γ . Nel secondo, invece, fissiamo $\Gamma = 1.9$, valore tipico per un AGN non oscurato e concorde con il Γ medio trovato nel paragrafo (3.4), per vincolare meglio il valore di N_H . Il terzo lo utilizziamo per avere informazioni sull'eventuale presenza di una riga del ferro. A tutti e tre i modelli viene sommata, anche, una componente di assorbimento dovuto alla Via Lattea. Per il fit dei dati è stato usato il programma XSPEC e gli spettri sono stati analizzati in banda 0.5-7 keV per Chandra e 0.3-10 keV per XMM (nel sistema di riferimento dell'osservatore). Le luminosità sono state derivate utilizzando una cosmologia a universo piatto con

Tabella 3.1: Modelli utilizzati per il fit

Modello	N_H	Γ	R_{Fe}
(1)	(2)	(3)	(4)
I	lib	lib	no
II	lib	1.9	no
III	lib	1.9	si

In tabella: (1) identificativo del modello usato per il fit; (2) densità di colonna; (3) indice in fotoni; (4) indica se viene utilizzata una componente per la riga del ferro nel fit. La voce “lib” sta per: parametro libero di variare nel fit; se è fissato ne viene indicato il valore.

$H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$, $\Omega_M = 0.3$ e $\Omega_\Lambda = 0.7$ (Mortlock 2015).

3.2.1 I° modello: legge di potenza assorbita

Il I° modello consiste in una legge di potenza con assorbimento intrinseco della sorgente a quei redshift, parametrizzato in XSPEC dai modelli “powerlaw” e “zwabs”. Tutti i parametri sono lasciati liberi di variare. Oltre a queste componenti, è incluso l’assorbimento della nostra galassia, assumendo una densità di colonna nella direzione delle sorgente di interesse attraverso il *tool* “nh”. Questo modello è stato applicato a tutte le 7 sorgenti Chandra rivelate con alta statistica e a 3 sorgenti rivelate con XMM: J1148+5251 è stato escluso da qualsiasi fitting spettrale a causa dell’eccessiva presenza di *flare* di *background*, che ne impediscono un fit accurato. Per questa sorgente forniamo solo gli *hardness ratio*. Abbiamo utilizzato una statistica per il fit di tipo “Cash statistic” (“cstat” in XSPEC) per tutte le sorgenti con *grouping* minore di 15 (vedere appendice di Lanzuisi et al. 2015 per il fit con *cstat*, anche di spettri binnati), per via del basso numero di conteggi da interpolare. Per la sorgente J1306+0356, a cui abbiamo applicato un *grouping* di 15, abbiamo potuto utilizzare il χ^2 perché siamo in regime di statistica gaussiana. Gli spettri di ogni sorgente con dati XMM (spettro del pn e dei MOS) sono stati fittati simultaneamente con lo stesso modello, così da ottenere un unico valore per ogni parametro di ogni AGN. Il modello utilizza anche una costante moltiplicativa che tiene conto delle differenze sistematiche in flusso registrate da camera a camera, anche se si tratta di differenze dell’ordine di qualche percentuale di solito. A causa della bassa statistica, la sorgente J1044-0125, per i dati di XMM, è stata fittata con un modello simile ma senza la componente di assorbimento intrinseco, per avere un vincolo su Γ da confrontare con il lavoro di Moretti et al. 2014. Stessa cosa è stata fatta per la sorgente J1411+1217 anche se, in questo caso, non

abbiamo valori in letteratura da confrontare con i nostri. In **Tabella 3.2** forniamo i valori di *best – fit*.

Tabella 3.2: Parametri di *best – fit* I° modello

ID (1)	z (2)	N_H (3)	Γ (4)	stat/d.o.f. (5)	c (6)
J0836+0054	5.81	< 26.1	1.89 ^{+1.23} _{-0.80}	8.0/21	21
J0005-0006	5.85	< 91.9	2.32 ^{+3.52} _{-1.46}	7.6/14	18
J1411+1217	5.90	...	2.08 ^{+1.08} _{-0.99}	9.3/10	12
J1306+0356	6.02	< 24.8	1.99 ^{+0.69} _{-0.48}	4.4/5	90
J1630+4012	6.07	< 90.7	< 3.98	12.5/14	14
J1602+4228	6.09	< 43.4	2.67 ^{+2.44} _{-1.14}	11.3/23	25
J1148+5251	6.42	< 158.6	2.30 ^{+2.21} _{-0.89}	11.8/34	36
J1044-0125	5.78	< 191.2	1.30 ^{+2.45} _{-0.48}	72.1/68	28/20
J1030+0524	6.31	< 18.6	2.39 ^{+0.55} _{-0.46}	21.6/18	164/50/73
J1120+0641	7.08	...	2.24 ^{+0.55} _{-0.48}	391.1/364	42/57

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) valori di *best – fit* per la densità di colonna in unità di 10^{22} cm^{-2} ; (4) *best – fit* dell'indice in fotoni Γ ; (5) valore di χ^2 o di *Cash statistic* del fit in rapporto con i gradi di libertà (d.o.f.); (6) numero di conteggi netti (una volta sottratto il *background*). Per XMM i conteggi netti si riferiscono a pn/MOS1/MOS2 o pn/MOS1+MOS2. Gli errori riportati corrispondono ad un livello di confidenza del 90%, così come gli u.l. su N_H . La linea orizzontale divide le sorgenti con dati Chandra da quelle con dati XMM.

In **Tabella 3.2** è possibile vedere che abbiamo ottenuto valori di *best – fit* accurati ($\Delta\Gamma < 0.7$) solo per una sorgente di Chandra, J1306+03561, che possiede 90 conteggi netti, e per due di XMM, J1030+0524 e J1120+0641, che hanno più di 40 conteggi netti in tutti gli spettri a disposizione (pn e MOS). Per le altre sorgenti, invece, i valori di *best – fit* non sono ben vincolati per via delle troppe variabili libere nel fit in rapporto alla bassa statistica dei dati a disposizione.

Considerando solo i Γ delle tre sorgenti con valori di *best – fit* accurati (J1306+03561, J1030+0524 e J1120+0641), notiamo che sono consistenti con i valori medi trovati per i QSO a più bassi redshift ($\Gamma \approx 1.8 - 2.1$, Turner et al. 1997, Piconcelli et al. 2005, Tozzi et al. 2006), entro gli errori sperimentali. Questa è una delle conferme che è appropriato assumere $\Gamma = 1.9$ nel II° modello. In particolare, il Γ da noi trovato per J1030+0524 ($\Gamma = 2.39^{+0.55}_{-0.46}$)

è consistente con quello trovato da Farrah et al. 2004, $\Gamma = 2.27_{-0.31}^{+0.31}$, con lo stesso modello e gli stessi dati. Analogamente, quello da noi trovato per J1120+0641 ($\Gamma = 2.24_{-0.48}^{+0.55}$) è consistente con quello di Moretti et al. 2014, $\Gamma = 1.98_{-0.43}^{+0.46}$, e di Page et al. 2014, $\Gamma = 2.64_{-0.54}^{+0.61}$, entro gli errori (gli errori corrispondono ad un livello di confidenza del 90%¹). Avere, però, il valore di Γ accurato solo per 3 sorgenti, ci impedisce uno studio dell'evoluzione in z dell'indice in fotoni di questi AGN.

Per quanto riguarda la densità di colonna, siamo riusciti a ricavare solo degli *upper limit* per tutte le sorgenti utilizzando questo modello. I valori di N_H , tuttavia, non superano mai l'unità di 10^{23} cm^{-2} , il che ci conferma che stiamo studiando quasar brillanti e non particolarmente assorbiti. La principale spiegazione per le difficoltà trovate nel vincolare simultaneamente Γ e N_H per sorgenti con pochi conteggi riguarda la bassa statistica con cui effettuiamo il fit, che non ci permette di derivare vincoli solidi sui parametri. Un'altra possibile spiegazione può essere trovata se si considera che le componenti di legge di potenza e di assorbimento sono tra loro degeneri: in regimi di bassa statistica, lo stesso spettro può essere equivalentemente riprodotto da un modello a legge di potenza piatta non oscurata o da uno con pendenza più ripida con oscuramento (che quindi viene osservato come piatto per l'assorbimento). Per avere stime più robuste sul valore di N_H delle diverse sorgenti bisogna diminuire i parametri liberi nel fit (per esempio, fissando il valore di Γ , come nel II° modello).

In **Tabella 3.2** abbiamo riportato anche i conteggi netti delle sorgenti trovati nelle bande da noi selezionate. In **Figura 3.1** riportiamo la distribuzione del numero di conteggi netti delle quasar (nella figura sono anche riportate le 7 sorgenti Chandra rivelate con meno di 10 conteggi). È possibile vedere che la maggior parte delle quasar soffre di bassa statistica (in nero la distribuzione delle sorgenti Chandra e in rosso quelle di XMM): le sorgenti Chandra hanno quasi tutte meno di 40 conteggi (fatta eccezione per J1306+03561), mentre quelle di XMM hanno più alta statistica, per via della maggiore area efficace del telescopio e dei maggiori tempi di esposizione utilizzati per osservare le sorgenti, ma il SNR è più basso.

¹Gli errori trovati da Moretti et al. e da Page et al. sono in realtà riportati con un livello di confidenza del 68% nei rispettivi articoli ma noi li abbiamo riscalati al 90% per fare un confronto con i nostri risultati.

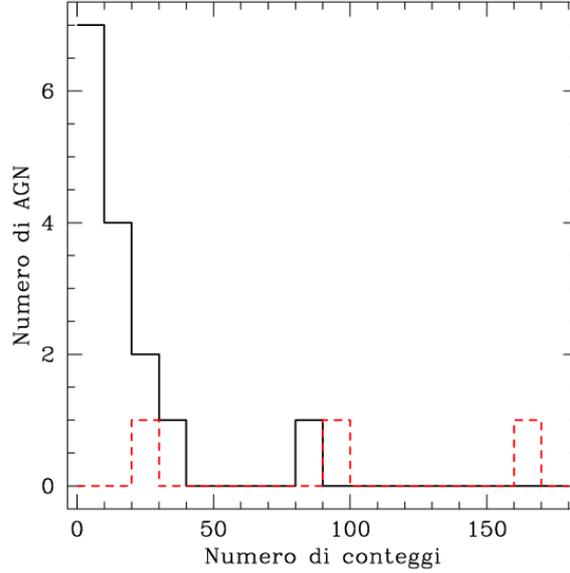


Figura 3.1: Distribuzione del numero di conteggi netti delle sorgenti di **Tabella 3.2**. L'istogramma nera continua rappresenta quelle Chandra e la rossa tratteggiata quelle XMM. Per XMM sono stati riportati solo i conteggi netti del pn. Nell'immagine sono state aggiunte le 7 sorgenti rivelate con meno di 10 conteggi.

3.2.2 II° modello: legge di potenza assorbita con indice spettrale fissato

Come discusso nel paragrafo (3.2.1), la densità di colonna è difficile da vincolare utilizzando fit con modelli con tre parametri liberi di variare su spettri con bassa statistica. In particolare, abbiamo visto che solo 3 sorgenti presentano una misura accurata per l'indice spettrale; le altre hanno errori troppo grandi che non ci permettono di fornire un Γ più accurato. Abbiamo quindi assunto un secondo modello spettrale, simile al primo, con Γ fissato a $\Gamma = 1.9$, così da avere solo due parametri liberi nel fit e migliori vincoli su N_H . Abbiamo assunto $\Gamma = 1.9$ perché è concorde coi valori tipicamente trovati per gli AGN non oscurati a più basso z (Turner et al. 1997, Piconcelli et al. 2005, Tozzi et al. 2006) e con la teoria del modello disco-corona. Inoltre è consistente sia col valore che abbiamo trovato attraverso il fitting simultaneo di spettri di bassa statistica ($\Gamma = 1.93$, vedere paragrafo 3.4), sia con i valori trovati nel paragrafo (3.2.1) per le tre sorgenti a più alta statistica. Forniamo i parametri di *best-fit* in **Tabella 3.2** e gli spettri delle 11 sorgenti in **Appendice A**.

Nonostante la diminuzione dei parametri liberi, anche in questo caso abbiamo ottenuto degli *upper limit* per le densità di colonna che non superano

Tabella 3.3: Parametri di *best-fit* II° modello

ID	z	N_H	Γ	stat/d.o.f.	$F_{0.5-2}$	F_{2-10}	L_{2-10}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
J0836+0054	5.81	< 13.9	1.9	10.0/22	$11.6^{+2.7}_{-3.8}$	$17.7^{+7.0}_{-4.5}$	$4.2^{+2.1}_{-1.9}$
J0005-0006	5.85	< 14.6	1.9	11.9/15	$2.5^{+2.7}_{-1.9}$	$5.75^{+1.6}_{-2.6}$	$1.5^{+1.5}_{-0.6}$
J1411+1217	5.90	< 27.7	1.9	7.7/11	$3.5^{+2.3}_{-2.0}$	$2.9^{+2.6}_{-1.7}$	$1.4^{+0.6}_{-0.6}$
J1306+0356	6.02	< 18.1	1.9	4.8/5	$2.7^{+0.4}_{-0.3}$	$4.9^{+0.5}_{-0.7}$	$1.0^{+0.2}_{-0.2}$
"	6.02	< 25.2	1.9	18.0/15	$4.5^{+1.7}_{-0.9}$	$6.4^{+2.1}_{-1.3}$	$1.9^{+0.6}_{-0.7}$
J1630+4012	6.07	< 13.3	1.9	12.2/15	$2.1^{+0.8}_{-0.7}$	$2.9^{+2.1}_{-1.5}$	$0.89^{+0.32}_{-0.24}$
J1602+4228	6.09	< 15.4	1.9	16.0/24	$5.5^{+1.4}_{-1.3}$	$7.5^{+2.7}_{-1.9}$	$3.4^{+0.6}_{-0.5}$
J1148+5251	6.42	< 55.2	1.9	15.4/35	$2.4^{+0.6}_{-0.5}$	$3.0^{+1.2}_{-0.8}$	$1.1^{+1.2}_{-0.5}$
J1044-0125	5.78	< 19.9	1.9	65.6/69	$3.1^{+0.5}_{-0.4}$	$4.1^{+2.4}_{-2.9}$	$1.0^{+1.1}_{-0.9}$
J1030+0524	6.31	< 2.6	1.9	27.3/19	$5.4^{+0.7}_{-1.0}$	$8.7^{+1.0}_{-0.9}$	$2.4^{+0.3}_{-0.4}$
J1120+0641	7.08	< 7.7	1.9	375.5/364	$0.50^{+0.10}_{-0.11}$	$0.47^{+0.23}_{-0.20}$	$0.29^{+0.07}_{-0.12}$

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) *best-fit* di densità di colonna in unità di 10^{22} cm^{-2} ; (4) *best-fit* dell'indice in fotoni Γ ; (5) valore di χ^2 o di *Cash statistic* del fit in rapporto con i gradi di libertà (d.o.f.); (6) e (7) flussi osservati in banda 0.5-2 keV e in banda 2-10 keV espressi in unità di $10^{-15} \text{ erg/s/cm}^2$; (8) luminosità in banda 2-10 keV (*rest-frame*) espressa in unità di 10^{45} erg/s . Gli errori riportati corrispondono al 90% dei livelli di confidenza. La linea orizzontale divide le sorgenti con dati Chandra da quelle con dati XMM. J1306+0356 ha due *set* di dati.

$N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, ovvero AGN tipicamente non oscurati (come già sapevamo). Questo è nuovamente dovuto alla bassa statistica in conteggi: probabilmente, la diminuzione dei parametri liberi non basta per avere dei vincoli più precisi su N_H . Anche in questo caso, abbiamo fatto un confronto degli N_H calcolati per J1030+0524 e J1120+0641 con quelli presenti in letteratura: per J1030+0524 abbiamo trovato $N_H < 2.6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, compatibile con quello trovato da Farrah et al. 2004 $N_H < (2.78 \pm 2.97) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, e per J1120+0641 abbiamo ottenuto $N_H < 7.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, compatibile con quello di Moretti et al. 2014 $N_H < 10^{23} \text{ cm}^{-2}$.

In **Tabella 3.3** abbiamo riportato anche i valori trovati dal fit dei flussi in banda *soft* (0.5-2 keV) e *hard* (2-10 keV) e le luminosità delle sorgenti in banda 2-10 keV (*rest-frame*). In **Figura 3.2** viene mostrato l'andamento dei flussi in banda *soft* (a sinistra) e *hard* (a destra) in funzione del redshift. È possibile notare che i flussi tendono a diminuire con z (assumendo che le

sorgenti abbiano luminosità simile), come ci aspettavamo, a causa dell'aumento della distanza tra sorgente e osservatore. In particolare, si può notare che la sorgente J0836+0054 ha un flusso più elevato delle altre in entrambe le bande. I suoi valori di flusso, da noi trovati in banda *soft*, e di luminosità sono stati confrontati con quelli disponibili in letteratura (Brandt et al. 2002): $F_{0.5-2\text{ keV}} = 1.0 \cdot 10^{-14} \text{ erg/s/cm}^2$ e $L_{2-10\text{ keV}} = 4 \cdot 10^{45} \text{ erg/s}$, e risultano compatibili entro gli errori. Lo stesso confronto in flusso e luminosità è stato fatto per altre sorgenti studiate in letteratura e riportate in **Tabella 3.4**: J1306+0356 da Brandt et al. 2002 e J0005-0006, J1411+1217, J1630+4012 e J1602+4228 da Shemmer et al. 2006. Dalla tabella è possibile vedere che anche per queste sorgenti c'è compatibilità (entro gli errori) tra i valori che abbiamo trovato di flusso (in banda 0.5-2.0 keV) e di luminosità (in banda 2.0-10.0 keV) e quelli in letteratura. Precisiamo che i valori della sorgente J1306+0356 di Brandt et al. 2002 vanno confrontati con quelli trovati dal nostro secondo *set* di dati, perché il primo corrisponde ad osservazioni successive al 2002.

Tabella 3.4: Flussi e luminosità dalla letteratura

ID (1)	z (2)	$F_{0.5-2}$ (3)	L_{2-10} (4)
J0836+0054 _B	5.81	10.3	4.0
J0005-0006 _S	5.85	$4.2^{+1.3}_{-1.1}$	2.0
J1411+1217 _S	5.90	$3.2^{+1.3}_{-1.0}$	1.0
J1306+0356 _B	6.02	4.8	2.0
J1630+4012 _S	6.07	$2.0^{+0.7}_{-0.5}$	1.0
J1602+4228 _S	6.09	$7.0^{+1.8}_{-1.5}$	3.2

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) flusso in banda 0.5-2 keV espresso in unità di $10^{-15} \text{ erg/s/cm}^2$; (4) luminosità in banda 2-10 keV (*rest-frame*) espressa in unità di 10^{45} erg/s . Gli errori riportati sono stati calcolati con un livello di confidenza del 90%. I pedici indicati nell'identificativo delle sorgenti indicano: *B* sta per Brandt et al. 2002 e *S* sta per Shemmer et al. 2006.

Considerando le luminosità, in **Figura 3.3** (a sinistra) vediamo che non c'è un'evoluzione significativa in redshift e, contrariamente alle aspettative, si nota un calo delle luminosità X delle sorgenti a $z > 6.2$. In particolare, si vede che J1120+0641 ha una luminosità X più bassa delle altre, mentre noi ci aspetteremmo di trovare solo oggetti molto brillanti ad alto z . Tuttavia, J1120+0641 ha una luminosità bolometrica elevata: $L_{bol} = 2.5 \cdot 10^{47} \text{ erg/s}$

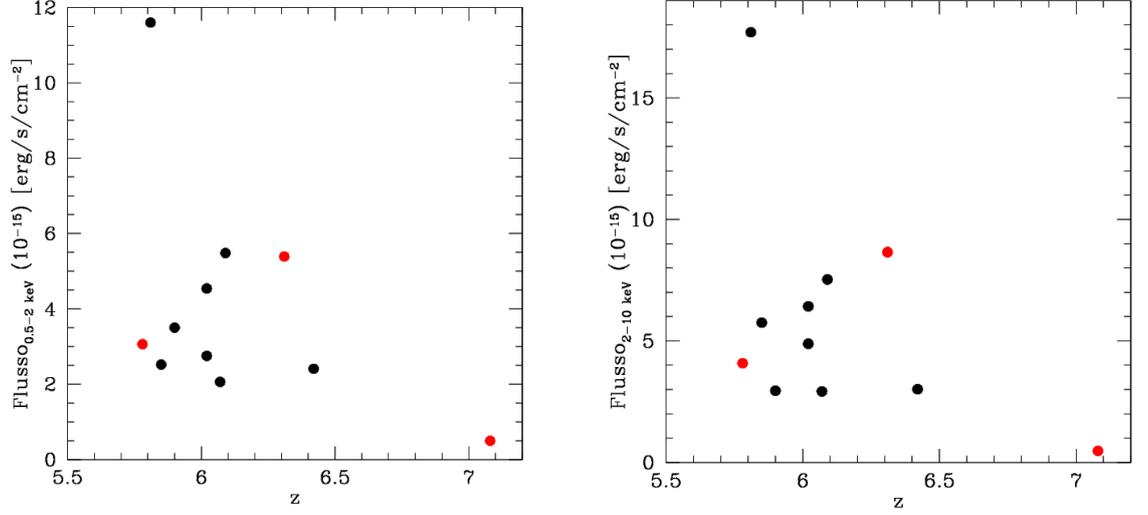


Figura 3.2: Flussi trovati dal fit con il II° modello, in unità di $10^{-15} \text{ erg/s/cm}^2$, in banda *soft* (0.5-2 keV, a sinistra) e *hard* (2-10 keV, a destra) in funzione del redshift. I punti neri corrispondono ai dati Chandra e i rossi a quelli XMM. Il punto nero in alto a sinistra corrisponde alla sorgente J0836+0054.

(Mortlock et al. 2011) e ad alte L_{bol} ci aspettiamo correzioni bolometriche grandi: $k_{bol,X} \geq 50$ (Figura 7, Lusso et al. 2012). Nel nostro caso $L_{bol}/L_X \approx 100$ che è concorde con il *trend* trovato da Lusso et al. 2012.

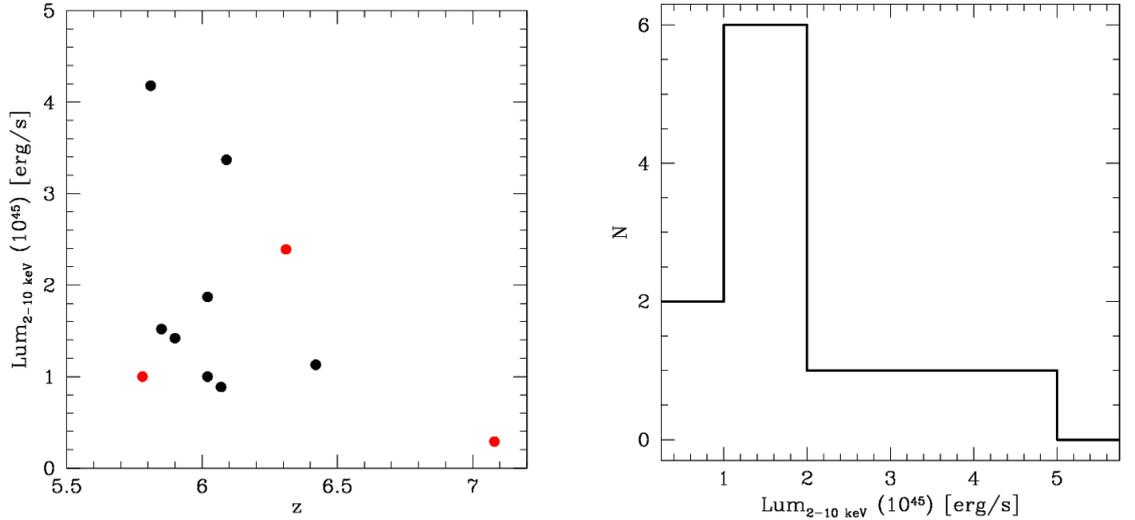


Figura 3.3: Luminosità trovata dal fit con il II° modello, in unità di 10^{45} erg/s , in banda 2-10 keV, in funzione del redshift (a sinistra). I punti neri corrispondono ai dati Chandra e i rossi a quelli XMM. Il punto rosso in basso a destra corrisponde alla sorgente J1120+0641. A destra, distribuzione di luminosità, espressa in unità di 10^{45} erg/s , in banda 2-10 keV, per le sorgenti di **Tabella 3.2**. In questo caso non viene fatta una distinzione per le sorgenti Chandra e XMM. La maggior parte degli AGN ha una luminosità attorno a: $L_X \approx 1-2 \cdot 10^{45} \text{ erg/s}$.

Dalla **Figura 3.3** (a destra), è possibile vedere che gli AGN studiati in banda X sono tutti quasar brillanti con luminosità $L_X > 10^{44} \text{ erg/s}$ (il picco della distribuzione è a: $L_X \approx 1-2 \cdot 10^{45} \text{ erg/s}$), il che conferma l'ipotesi per cui solo gli oggetti molto luminosi (sopra 10^{44} erg/s) sono visibili e rivelabili ad alto redshift.

3.2.3 III° modello: studio della presenza della riga del ferro

Per studiare la possibile presenza di una riga del ferro $K\alpha$ negli spettri abbiamo utilizzato un III° modello, uguale al secondo ma con l'aggiunta di una componente gaussiana (parametrizzata con "zgauss" in XSPEC) stretta ($\sigma = 0.01 \text{ keV}$), centrata a 6.4 keV nel sistema di riferimento a riposo. L'unico nuovo parametro lasciato libero di variare è la normalizzazione della riga, così da avere informazioni sulla larghezza equivalente (*equivalent width*, EW). Come ci si aspettava dal fatto che righe del ferro evidenti non emergevano dall'analisi visuale degli spettri fatta in precedenza, abbiamo solo ottenuto dei limiti superiori alla EW della riga a riposo. Riportiamo in **Tabella 3.5** i valori di EW per le sorgenti rivelate con alta statistica.

3.3 Calcolo degli *Hardness Ratio*

Per avere informazioni anche dalle sorgenti con bassa statistica, abbiamo calcolato gli *Hardness Ratio* (HR) di tutte le quasar rivelate. L'HR può essere descritto come un indice di colore in banda X che fornisce una stima delle proprietà spettrali X ed è definito come:

$$HR = \frac{H - S}{H + S} \quad (3.1)$$

dove H e S rappresentano, rispettivamente, i conteggi netti in banda *hard* (2-7 keV) e in banda *soft* (0.5-2 keV), nel sistema di riferimento dell'osservatore. Dalla (3.1) segue che $-1 \leq HR \leq +1$. Generalmente, gli AGN brillanti di Tipo 1 mostrano più conteggi in banda *soft*, dove sono più emittenti e dove gli strumenti hanno sensibilità maggiore, portando a dei valori di HR negativi. AGN di Tipo 2, invece, hanno tipicamente pochi fotoni in banda *soft* per via del fatto che l'oscuramento è più forte in quella banda, mentre i fotoni *hard* non ne risentono particolarmente. Nel nostro caso gli HR sono stati calcolati con la formula (3.1), utilizzando i conteggi netti presenti nelle due bande, per tutte le sorgenti rivelate. Gli errori sono stati calcolati col metodo di Gehrels 1984 (errori su conteggi per regimi di bassa statistica) con

Tabella 3.5: Parametri di *best – fit* III° modello

ID	z	EW	stat/d.o.f.
(1)	(2)	(3)	(4)
J0836+0054	5.81	< 210	8.0/21
J0005-0006	5.85	< 190	7.9/14
J1411+1217	5.90	< 1500	4.0/10
J1306+0356	6.02	< 180	3.4/4
”	6.02	< 230	10.9/14
J1630+4012	6.07	< 180	12.8/14
J1602+4228	6.09	< 230	12.8/23
J1148+5251	6.42	< 390	12.2/34
J1044-0125	5.78	< 2100	66.4/68
J1030+0524	6.31	< 150	25.5/18
J1120+0641	7.08	< 110	379.2/364

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) *best – fit* della larghezza equivalente, nel sistema di riferimento a riposo, della riga del ferro, espressa in eV; (4) valore di χ^2 o di *Cash statistic* del fit in rapporto con i gradi di libertà (d.o.f.). In questo fit vengono fissati i valori di: $\Gamma = 1.9$, energia a riposo della riga $E = 6.4 \text{ keV}$ e larghezza della riga $\sigma = 0.01 \text{ keV}$. La linea orizzontale divide le sorgenti con dati Chandra da quelle con dati XMM. J1306+0356 ha due data-set.

un livello di confidenza corrispondente ad 1σ in statistica gaussiana. I valori di HR sono riportati in **Tabella 3.6**.

Dalla **Tabella 3.6** è possibile vedere che gli HR sono tutti negativi e questo ci conferma, ancora una volta, che abbiamo a che fare con quasar non oscurati.

Riportiamo in **Figura 3.4** l’andamento degli HR in funzione del redshift. In alto viene mostrata la semplice distribuzione di HR con z dalla quale notiamo che non esiste alcuna evidente correlazione tra le due grandezze. Nella figura in basso vengono anche riportati 4 modelli teorici per l’andamento di HR in funzione di z , simulati attraverso XSPEC. Le tre linee blu, a partire dal basso, rappresentano i modelli con $\Gamma = 1.9$ e densità di colonna variabile: $N_H = 0, 10^{22}, 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (dal basso verso l’alto), la linea verde è un modello con $\Gamma = 2.1$ e $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. I 4 modelli hanno un andamento molto simile a $z \approx 6$ poiché gli effetti di assorbimento (che aumentano all’aumentare di N_H) influiscono maggiormente nella parte *soft* dello spettro nel sistema

Tabella 3.6: Valori di *Hardness Ratio* per le sorgenti rivelate

ID	z	H	S	HR
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
J0836+0054	5.81	$3.0^{+2.9}_{-1.6}$	$17.9^{+5.3}_{-4.2}$	$-0.71^{+0.22}_{-0.16}$
J0002+2550	5.82	< 1.8	$4.8^{+3.3}_{-2.2}$	> -1.00
J0840+5624	5.84	< 1.8	$2.8^{+2.9}_{-1.6}$	> -1.00
J0005-0006	5.85	$1.3^{+2.5}_{-0.9}$	$16.6^{+5.2}_{-4.1}$	$-0.85^{+0.23}_{-0.11}$
J1335+3533	5.90	$0.8^{+2.2}_{-0.7}$	$2.8^{+2.9}_{-1.6}$	$-0.56^{+0.62}_{-0.52}$
J1411+1217	5.90	$1.0^{+2.3}_{-0.8}$	$9.9^{+4.3}_{-3.1}$	$-0.82^{+0.32}_{-0.16}$
J1306+0356	6.02	$3.9^{+3.2}_{-1.9}$	$11.0^{+4.4}_{-3.3}$	$-0.48^{+0.29}_{-0.26}$
”	6.02	$13.6^{+4.8}_{-3.6}$	$76.3^{+9.6}_{-8.6}$	$-0.70^{+0.09}_{-0.08}$
J1630+4012	6.07	$3.5^{+3.1}_{-1.8}$	$10.8^{+4.3}_{-3.2}$	$-0.51^{+0.29}_{-0.26}$
J1602+4228	6.09	$2.8^{+2.8}_{-1.5}$	$21.8^{+5.8}_{-4.6}$	$-0.77^{+0.19}_{-0.13}$
J1048+4637	6.23	< 1.8	$1.9^{+2.6}_{-1.3}$	> -1.00
J1623+3112	6.26	$2.0^{+2.6}_{-1.3}$	$3.0^{+2.9}_{-1.6}$	$-0.20^{+0.57}_{-0.50}$
J1030+0524	6.31	< 1.8	$6.0^{+3.6}_{-2.4}$	> -1.00
J1148+5251	6.42	$10.0^{+4.3}_{-3.1}$	$25.9^{+6.2}_{-5.1}$	$-0.44^{+0.17}_{-0.16}$
J1120+0641	7.08	$1.7^{+2.4}_{-1.1}$	$3.0^{+2.9}_{-1.6}$	$-0.28^{+0.51}_{-0.54}$
J1044-0125	5.78	$2.8^{+2.8}_{-1.5}$	$19.3^{+5.5}_{-4.3}$	$-0.75^{+0.20}_{-0.14}$
J1030+0524	6.31	$18.0^{+5.3}_{-4.2}$	$111.0^{+10.5}_{-10.5}$	$-0.72^{+0.07}_{-0.06}$
J1148+5251	6.42	$1.9^{+2.6}_{-1.3}$	$3.2^{+2.9}_{-1.6}$	$-0.25^{+0.50}_{-0.55}$
J1120+0641	7.08	$3.1^{+2.8}_{-1.6}$	$30.7^{+6.6}_{-5.5}$	$-0.82^{+0.14}_{-0.10}$

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) conteggi netti in banda *hard* (2-7 keV) (4) conteggi netti in banda *soft* (0.5-2 keV); (5) valore di HR. Gli errori sui conteggi sono stati calcolati col metodo di Gehrels 1984 con un livello di confidenza corrispondente ad 1σ in statistica gaussiana. Gli errori sugli HR sono stati calcolati con il metodo di Lyons (1991), spiegato in sezione 1.7.3, e corrispondono ad un livello di confidenza di 1σ . Laddove non sono presenti conteggi nella banda *hard* si fornisce un u.l. trovato con lo stesso metodo di Gehrels 1984 citato sopra e che corrisponde ad un valore di 1.8 con un livello di confidenza corrispondente ad 1σ in statistica gaussiana. I conteggi netti sono espressi in decimali. La linea orizzontale divide le sorgenti con dati Chandra da quelle con dati XMM. J1306+0356 ha due data-set.

di riferimento a riposo, laddove i satelliti sono poco sensibili. Nella banda considerata (0.5-7 keV), gli effetti dell'assorbimento non si osservano a quei redshift e i modelli teorici hanno andamenti simili tra loro, anche se i parametri di *input* sono diversi. Per questo motivo è impossibile fornire informazioni

vincolanti su indice in fotoni e densità di colonna poiché, tendenzialmente, i nostri dati concordano con tutti i modelli utilizzati. In generale possiamo affermare che l'andamento di HR con z è concorde con i parametri conosciuti a più basso z per gli AGN non oscurati: $\Gamma \sim 1.8 - 2.1$ e $N_H < 10^{22-23} \text{ cm}^{-2}$.

3.4 Analisi spettrale degli spettri congiunti di bassa statistica

Il problema della bassa statistica riguarda diverse sorgenti del nostro campione, tuttavia, sommando il contributo degli spettri di tutte le sorgenti, è possibile derivare i parametri spettrali X con più alta accuratezza. Questo procedimento prende il nome di *joint spectral fitting* e consiste in un fit simultaneo di tutti gli spettri disponibili, utilizzando lo stesso modello, in cui al contributo di ogni sorgente viene associato il redshift corrispondente. Questo equivale ad interpolare un unico spettro con numero di conteggi pari alla somma di quelli delle singole sorgenti, portando ad un aumento significativo della statistica e permettendoci di derivare valori medi dei parametri di *best-fit*. Inoltre, questo tipo di analisi fornisce una stima più accurata dei parametri rispetto che analizzare un singolo spettro con stessa statistica poiché, essendo la somma dei contributi di varie sorgenti, i valori derivati sono più rappresentativi della popolazione di quasar a quei redshift. Affinchè questo studio sia “sensato”, deve essere applicato ad oggetti quanto più omogenei possibile per quanto concerne l'emissione e questo è valido per i nostri AGN perché sono tutti di Tipo 1.

Nel nostro caso abbiamo utilizzato gli spettri di 14 sorgenti Chandra: tutte quelle che hanno statistica troppo bassa per misurare un valore di Γ accurato (abbiamo escluso solo il *data-set* contenente i 90 conteggi netti di J1306+0356), ottenendo uno spettro con 193 conteggi netti in banda 0.5-7 keV. Per il fit abbiamo utilizzato un modello con assorbimento galattico e legge di potenza riferita al sistema a riposo delle sorgenti (*zpowerlaw + wabs* in XSPEC) in modo da trovare un valore medio per l'indice in fotoni della popolazione di AGN a $z \approx 6$. Nel fit simultaneo abbiamo fissato il redshift di ogni spettro a quello conosciuto per la corrispettiva sorgente, così da tenere in conto che nel fit ci sono oggetti con z diverso. Anche in questo caso abbiamo usato la *cstat*. Il valore trovato dell'indice medio di fotoni è:

$$\langle \Gamma \rangle \approx 1.93_{-0.29}^{+0.30} \quad (3.2)$$

3.4. ANALISI SPETTRALE DEGLI SPETTRI CONGIUNTI DI BASSA STATISTICA67

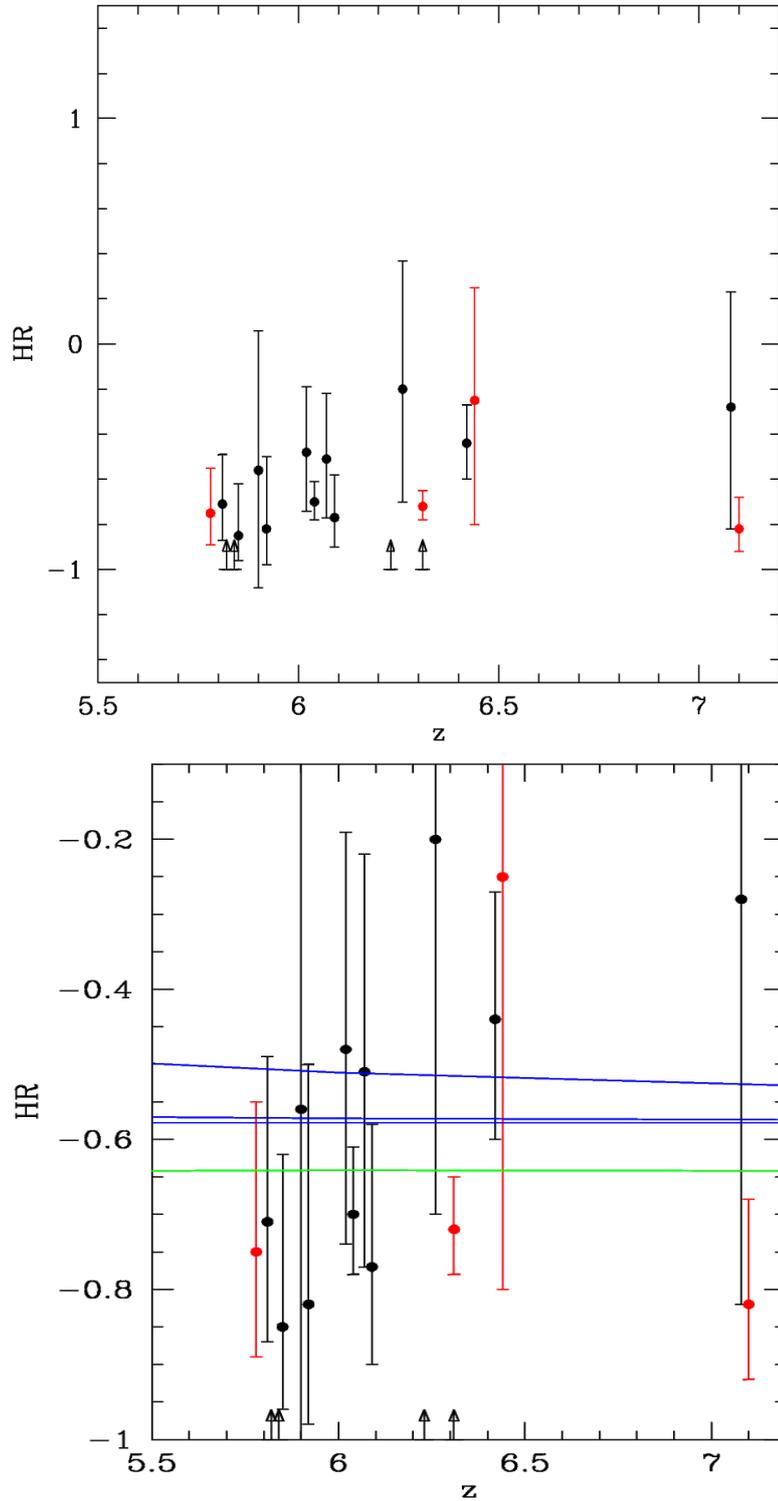


Figura 3.4: Valori di HR calcolati in funzione di z (figura in alto). Gli errori sono riportati al 90% di livello di confidenza. In nero sono riportati quelli delle sorgenti Chandra e in rosso quelli per XMM. In basso, riportiamo lo stesso grafico ingrandito con l'aggiunta di modelli teorici per l'andamento di HR al variare di Γ e N_H . Dal basso in alto, le linee blu rappresentano un modello con $\Gamma = 1.9$ e $N_H = 0, 10^{22}, 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, rispettivamente. La linea verde rappresenta un modello con $\Gamma = 2.1$ e $N_H = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. La somiglianza nell'andamento dei modelli è dovuta all'intervallo di redshift considerato ($\Delta z \approx 5.5 - 7$), come spiegato nella sezione 3.3.

con $\chi^2/d.o.f. = 223/151$ e errori riportati al 90% di livello di confidenza. Questo indice è consistente con quello utilizzato nelle analisi degli spettri con più alta statistica ed è concorde con l'intervallo tipico conosciuto degli AGN non oscurati: 1.8-2.1. In particolare, è compatibile con quello trovato in lavori di letteratura, simili al nostro, effettuati a più bassi redshift: Shemmer et al. 2006 hanno trovato $\langle \Gamma \rangle \approx 1.95_{-0.25}^{+0.30}$ (da un campione di 15 QSO) per $5 \leq z \leq 6$, mentre Just et al. 2007 hanno ottenuto $\langle \Gamma \rangle \approx 1.92_{-0.08}^{+0.09}$ (da un campione di 59 QSO) per $1.5 \leq z \leq 4.5$.

Successivamente, abbiamo effettuato la stessa analisi con un modello leggermente diverso dal precedente: abbiamo aggiunto una componente di assorbimento intrinseco (*zwabs* in XSPEC) dove Γ è fissato a 1.93 per non avere troppi parametri liberi di variare. Questo modello ci consente di avere una stima della densità di colonna media delle quasar a quei redshift. Nel nostro caso, abbiamo trovato un valore di N_H che è ancora un *upper limit*: $\langle N_H \rangle < 3.9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Questo valore ci suggerisce, ancora, che gli AGN considerati non sono particolarmente oscurati. Confrontandolo con i valori di Shemmer et al. 2006 ($\langle N_H \rangle < 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) notiamo una compatibilità, mentre il valore Just et al. 2007 ($\langle N_H \rangle < 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) è di un ordine di grandezza inferiore al nostro, seppure sia un u.l.

3.5 Analisi delle sorgenti non rivelate

Nel paragrafo (2.3.1) abbiamo visto che ci sono 7 sorgenti Chandra e 6 XMM che hanno osservazioni in banda X senza, tuttavia, risultare rivelate. Per queste sorgenti l'unica informazione deducibile è un *upper limit* al flusso: è possibile calcolare il flusso massimo che la sorgente dovrebbe avere per poter essere rivelabile con un certo intervallo di confidenza, sapendo i conteggi nella regione in cui dovrebbe trovarsi l'AGN sul rivelatore e quelli del *background*.

Per le sorgenti Chandra abbiamo utilizzato il comando "sreflux" fornendo, come *input*, la posizione della sorgente, i parametri del modello spettrale con cui calcolare il flusso e il livello di confidenza. *Sreflux* estrae i conteggi della sorgente da un regione circolare centrata su essa, che contenga il 90% della PSF a 1 keV, e quelli del *background* da zone limitrofe. Il flusso è stato calcolato nella banda 0.5-2 keV con un livello di confidenza del 90%. Per il modello invece abbiamo utilizzato una legge di potenza, con $\Gamma = 1.9$, con assorbimento galattico corrispondente a quello di ogni sorgente. In **Tabella 3.7** riportiamo gli *upper limit* delle diverse sorgenti Chandra.

Per le sorgenti di XMM abbiamo utilizzato due metodi diversi per il calcolo dei flussi e poi li abbiamo confrontati. Nel primo abbiamo utilizzato il programma Ximage che, similmente a *sreflux*, calcola un *upper limit* al

Tabella 3.7: *Upper limit* al flusso per le sorgenti Chandra non rivelate

ID (1)	z (2)	F_{0.5-2} (3)
J142729.7+352209	5.53	< 5.0
J1148+5253	5.70	< 5.4
J142516.3+32540	5.89	< 5.3
J2053+0047	5.92	< 3.4
J007.0273+04.9571	5.99	< 1.2
J002806.56+045725.7	6.04	< 0.9
J0303-0019	6.08	< 7.8

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) *upper limit* al flusso in banda (0.5-2 keV) in unità di $10^{-15} \text{ erg/s/cm}^{-2}$ calcolati con un livello di confidenza del 90%.

count rate con una significatività di 3σ , ricevendo in *input* la dimensione delle regioni di estrazione di conteggi di sorgente e *background*. Nel nostro caso, queste regioni sono centrate sulla posizione della sorgente e hanno raggio di $10''$ per la sorgente stessa e di $30''$ per il *background*. Col comando “fluximage” abbiamo generato un’*exposure map* delle diverse camere e osservazioni e abbiamo registrato quale è il tempo effettivo di osservazione delle diverse sorgenti. Questa informazione è necessaria perché Ximage non genera un’*exposure map* e, quindi, fornisce un *count rate* nel quale utilizza il tempo nominale e non quello effettivo della regione in cui si trova la sorgente. I conteggi al secondo sono stati poi moltiplicati per il tempo nominale e divisi per quello effettivo, così da avere dei conteggi al secondo riferiti alla regione della sorgente. Questi sono stati poi convertiti in un *upper limit* in flusso attraverso il programma PIMMS, che calcola *upper limit* del flusso ricevendo, come *input*, gli stessi parametri (banda, Γ , N_H e redshift) di *srcflux*, oltre che i conteggi al secondo riscalati per il tempo effettivo.

Il secondo metodo è simile al primo ma utilizza il programma FLIX (<http://www.ledas.ac.uk/flix/flix3>) e fornisce *upper limit* al flusso analizzando dati di archivio già riprocessati. Anche in questo caso abbiamo selezionato una regione di $10''$ centrata sulla sorgente, facendoci calcolare i flussi con una significatività di 3σ , così da poter confrontare i risultati dei due metodi. In **Tabella 3.8** forniamo gli *upper limit* ottenuti con i due metodi.

Dalla **Tabella 3.8** è possibile vedere che J0129-0035 e J2216-0016 hanno u.l. del flusso solo per il metodo con PIMMS e non con il secondo metodo.

Tabella 3.8: *Upper limit* al flusso per le sorgenti XMM non rivelate

ID (1)	z (2)	Flusso PIMMS (3)	Flusso FLIX (4)
J1148+5253	5.70	< 1.7/4.3/3.4	< 3.4/2.9/2.9
J0129-0035	5.78	< 0.2	...
J0148+0600	5.98	< 1.2/1.8/2.1	< 2.7/4.8/4.6
J0216-0455	6.01	< 3.7/7.2/6.7	< 4.8/8.1/7.5
J2216-0016	6.10	< 0.3	...
J0210-0456	6.43	< 1.0/1.9/2.7	< 1.1/1.9/1.9

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) e (4) *upper limit* al flusso in banda (0.5-2 keV) in unità di $10^{-14} \text{ erg/s/cm}^{-2}$ calcolati con un livello di confidenza di 3σ ; (3) è riferito al metodo con PIMMS e (4) a quello con FLIX. I flussi sono inoltre divisi a seconda della camera a cui fanno riferimento: pn/MOS1/MOS2. J0129-0035 e J2216-0016 sono troppo periferiche e osservate solo con il pn e non hanno dati pubblici utilizzabili con FLIX per il calcolo degli u.l.

Questo è dovuto al fatto che queste due sorgenti sono state osservate solo con la camera pn, nella periferia estrema del rivelatore. FLIX non fornisce una stima di *upper limit* al flusso poiché i dati relativi a quelle regioni della camera sono stati scartati. Mostriamo in **Figura 3.5** il confronto tra gli *upper limit* trovati con PIMMS e quelli trovati con FLIX per la camera pn (J0129-0035 e J2216-0016 non compaiono in figura). Dal confronto è possibile vedere che gli *upper limit*, calcolati coi due metodi, correlano (al crescere dell'uno cresce anche l'altro) e sono simili tra loro (hanno lo stesso ordine di grandezza per ogni sorgente). Questa è una conferma che i due metodi sono entrambi ragionevolmente validi. Bisogna, tuttavia, notare che gli *upper limit* calcolati con FLIX sono più grandi di quelli trovati con PIMMS, di un fattore ≈ 2 , per le sorgenti J1148+5253 e J0148+0600. Poiché FLIX analizza dati di archivio attraverso una procedura automatica, le differenze potrebbero essere il risultato di una scelta diversa per la rimozione dei *flare* dalla curva di luce durante il riprocessamento o di una diversa selezione della regione di *background*.

Come ultima analisi, abbiamo calcolato i flussi in banda 0.5-2 keV per le sorgenti rivelate con bassa statistica, utilizzando il programma PIMMS con le stesse procedure descritte in precedenza. In questo caso il *count - rate* fornito in input è stato ottenuto dividendo il numero di conteggi netti per il tempo di esposizione delle diverse osservazioni (ricordiamo che tutte le sorgenti rivelate sono in asse e quindi il tempo effettivo è pari a quello

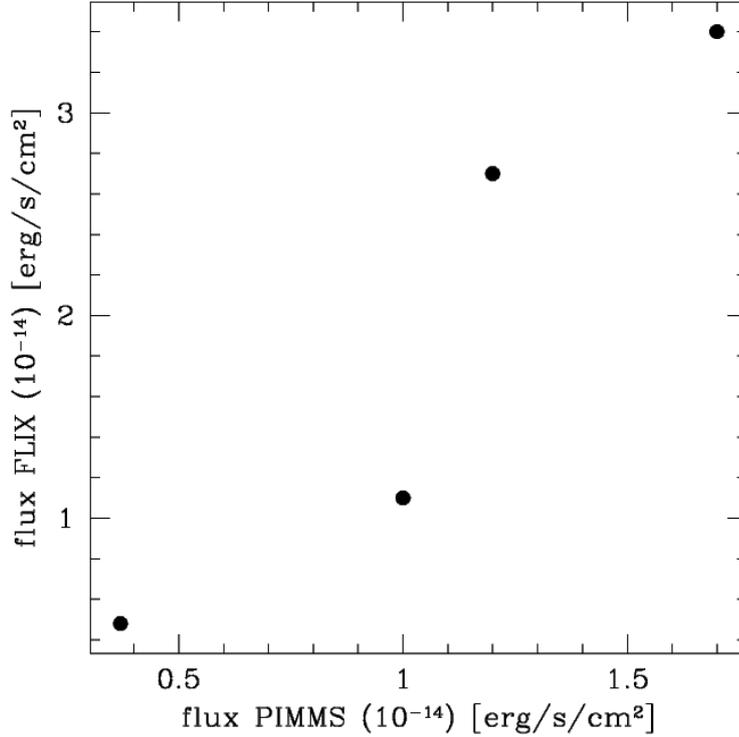


Figura 3.5: Confronto degli *upper limit*, in unità di 10^{-14} $erg/s/cm^2$, calcolati con PIMMS e FLIX per la camera pn di 4 sorgenti XMM (J0129-0035 e J2216-0016 non compaiono in figura, come discusso nel testo).

nominale dell’osservazione). Riportiamo in **Tabella 3.9** i flussi ottenuti da PIMMS per le sorgenti rivelate con meno di 10 conteggi netti.

In **Figura 3.6** riportiamo i flussi (calcolati o u.l.) di tutte le sorgenti con copertura X in funzione della magnitudine apparente a 1450 \AA presa dalla letteratura (Bañados 2015, Mortlock 2015 e Matsuoka et al. 2016). Dalla figura è possibile notare che i valori di u.l. sono consistenti con quelli dei flussi delle sorgenti rivelate; questo, insieme alla **Figura 2.6**, suggerisce che la ragione per cui tali sorgenti non risultano rivelate è dovuta principalmente al fatto che sono state osservate per minor tempo² e fuori asse rispetto le altre.

Dal confronto dei flussi in banda 0.5-2 keV delle 4 sorgenti osservati con

²Per poter affermare che sia il tempo una delle cause della mancata rivelazione di alcune sorgenti abbiamo effettuato un test di Kolmogorov-Smirnov per calcolare la probabilità che la distribuzione dei tempi effettivi delle sorgenti rivelate sia consistente con quella delle sorgenti non rivelate. La probabilità trovata è estremamente piccola, $P_{K-S} \approx 0.007$, il che ci dice che le distribuzioni in tempi sono molto diverse.

Tabella 3.9: Flussi per le sorgenti rivelate con bassa statistica calcolati con PIMMS

ID	z	F_{0.5-2}
(1)	(2)	(3)
J0002+2550	5.82	4.5 ± 1.9
J0840-5624	5.84	0.5 ± 0.3
J1335+3533	5.90	1.0 ± 0.4
J1048+4637	6.23	0.9 ± 0.5
J1623+3112	6.26	0.2 ± 0.1
J1030+0524	6.31	0.7 ± 0.5
J1120+0641	7.08	1.6 ± 0.7
J1148+5251	6.42	2.0 ± 1.6

In tabella: (1) identificativo della sorgente; (2) redshift; (3) flussi in banda (0.5-2 keV) in unità di $10^{-15} \text{ erg/s/cm}^{-2}$ calcolati con un livello di confidenza di 3σ , utilizzando PIMMS. Gli errori riportati corrispondono al 90% dei livelli di confidenza. La linea orizzontale divide le sorgenti con dati Chandra da quella con dati XMM. Per quella di XMM il flusso è stato calcolato utilizzando i conteggi ottenuti dalla camera pn.

entrambi i satelliti è possibile vedere che: quello di J1148+5253 trovato con XMM è 3 volte maggiore di quello trovato con Chandra ma si tratta comunque di due valori di u.l., quello di J1030+0524 trovato con XMM è 8 volte maggiore rispetto quello trovato con Chandra, quelli trovati per J1148+5251 sono consistenti tra loro (entro gli errori) e quello trovato con Chandra per J1120+0641 è 3 volte maggiore rispetto a quello trovato con XMM. La differenza in flussi riscontrata per le sorgenti J1030+0524 e J1120+0641 può essere dovuta alla tipica variabilità di emissione degli AGN che si registra quando questi vengono osservati in periodi diversi.

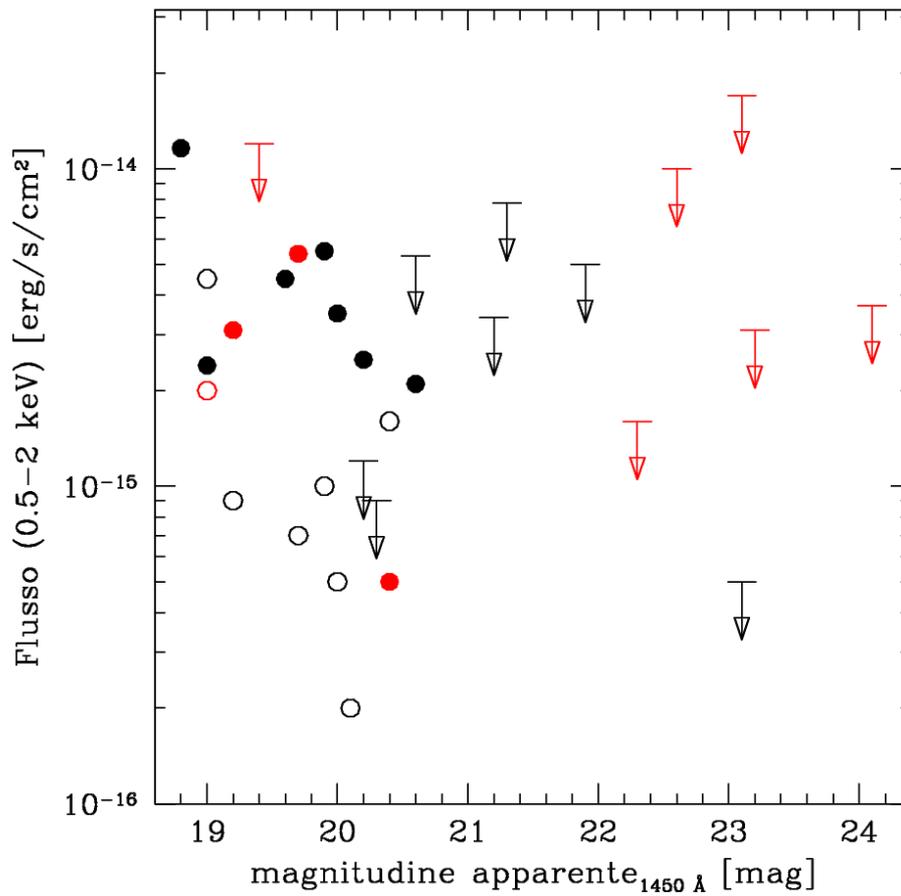


Figura 3.6: Flussi e *upper limit*, in erg/s/cm^2 , in funzione della magnitudine apparente *rest-frame* a 1450 \AA di tutte le sorgenti con copertura X. I punti neri sono le sorgenti Chandra, i rossi invece sono quelle di XMM (considerando solo la camera pn). I pallini pieni corrispondono alle sorgenti rivelate con alta statistica, quelli vuoti a quelle rivelate con bassa statistica e le frecce indicano gli u.l.

Capitolo 4

Sommario e conclusioni

In questo lavoro di tesi abbiamo presentato un'analisi statistica completa degli AGN a $z > 5.5$ in banda X, attraverso uno studio sistematico di tutti i QSO fino ad ora osservati con i satelliti Chandra e XMM. Questa indagine è stata effettuata al meglio delle possibilità e capacità attuali, applicando criteri uniformi sia nella fase di riduzione dati sia in quella di analisi, ed è attualmente il primo studio statistico delle proprietà X di AGN a $z > 5.5$. Questo studio rappresenta il punto di partenza per l'analisi della popolazione di quasar nell'Universo primordiale alle alte energie.

Gli AGN ad alto redshift. Abbiamo selezionato un campione di quasar, selezionati in banda ottica e nel vicino infrarosso, a $z > 5.5$ sulla base del redshift spettroscopico, confrontando le liste più recenti di AGN rivelati ad alto redshift (Bañados 2015, Mortlock 2015 e Matsuoka et al. 2016). Abbiamo ottenuto una compilazione di 151 quasar brillanti ($M_{1450} < -24$) che abbiamo cross-correlato con dati X dagli archivi di Chandra e XMM per ottenere un campione di AGN ad alto redshift con osservazioni alle alte energie. La loro distribuzione in redshift si concentra maggiormente a $z < 6$. Dei 151 QSO solo 28 sorgenti hanno copertura X: 22 con Chandra e 10 con XMM (4 quasar sono stati osservati con entrambi i telescopi). Delle 22 sorgenti Chandra, 7 sono state rivelate in X con più di 10 conteggi netti nella regione di estrazione dei conteggi, 7 sono state rivelate (con significatività $> 3\sigma$) con bassa statistica (meno di 10 conteggi netti), 7 non sono state rivelate (anche se hanno copertura X) e una ha dati ancora privati. Delle 10 sorgenti XMM, 3 sono state rivelate con più di 10 conteggi netti nella regione di selezione ($R = 10''$), una è stata rivelata con bassa statistica e 6 non risultano rivelate. Le sorgenti non rivelate sono state osservate tutte fuori asse e hanno, tendenzialmente, un tempo di osservazione effettivo più basso rispetto agli altri quasar. La significatività della sorgenti rivelate con bassa statistica è stata calcolata

attraverso un programma che utilizza la statistica poissoniana, trovando che tutte le sorgenti che mostrano un eccesso di conteggi nella regione selezionata risultano rivelate con una significatività superiore a 3σ . Ci sono, inoltre, 4 sorgenti osservate con entrambi gli strumenti: J1030+0524, J1148+5251 e J1120+0641 che sono rivelate sia da Chandra che da XMM e J1148+5253 che, invece, non è rivelata da nessuno dei due. Quindi, delle 27 sorgenti con osservazioni X al momento disponibili (tra cui sono presenti 2 sorgenti con dati privati forniti dalla Dott.essa Gallerani), il 56% sono rivelate alle alte energie.

L'analisi. A causa dei bassi conteggi di molti QSO, abbiamo limitato l'analisi spettrale alle 10 sorgenti con alta statistica (> 10 conteggi netti). In particolare abbiamo assunto 3 modelli spettrali simili: 1) una legge di potenza assorbita con N_H e Γ liberi di variare, 2) una legge di potenza assorbita con Γ fissato a 1.9 e 3) una legge di potenza assorbita, con $\Gamma = 1.9$, e una componente che tenga conto della riga del ferro a 6.4 keV (*rest-frame*).

Per il I° modello abbiamo ottenuto valori accurati al 90% di livello di confidenza sui parametri di *best-fit* solo per le sorgenti J1306+0356, con $\Gamma \approx 1.99_{-0.48}^{+0.69}$, J1030+0524, con $\Gamma \approx 2.39_{-0.46}^{+0.55}$ e J1120+0641, con $\Gamma = 2.24_{-0.48}^{+0.55}$. Questi valori sono consistenti con quelli disponibili in letteratura e, considerando gli errori, sono consistenti con l'emissione aspettata da AGN.

Il II° modello è stato utilizzato per avere vincoli più solidi sulla densità di colonna delle diverse sorgenti. La scelta di fissare $\Gamma = 1.9$ è dovuta al fatto che esso è un valore consistente, sia con quello trovato per AGN a più basso redshift, sia con quello medio da noi trovato dal fit simultaneo degli spettri per cui non è possibile ottenere un Γ accurato. Dal secondo metodo abbiamo trovato solo degli *upper limit* ai valori di N_H per le diverse sorgenti e abbiamo derivato i flussi in banda *soft* (0.5-2 keV) e in banda *hard* (2-7 keV) e la luminosità *rest-frame* (2-10 keV), trovando che sono consistenti con quelli di letteratura, laddove disponibili. Inoltre, le luminosità X delle diverse sorgenti si distribuiscono attorno a $L \approx 10^{45}$ erg/s, confermando il fatto che stiamo studiando quasar luminosi.

Il III° metodo è stato utilizzato per valutare l'eventuale presenza della riga del ferro neutra a 6.4 keV ma la riga non sembra essere significativa in nessuno degli oggetti rivelati, per cui si sono ottenuti solo *upper limit* alla sua EW.

Per tutte le sorgenti rivelate abbiamo calcolato gli *Hardness Ratio* e ne abbiamo confrontato l'andamento in funzione del redshift con 4 modelli teorici (3 con $\Gamma = 1.9$ e $N_H = 0/10^{22}/10^{23}$ cm^{-2} e uno con $\Gamma = 2.1$ e $N_H = 10^{22}$ cm^{-2}). Poiché 4 i modelli hanno un andamento simile a $z \approx 6$, dove

gli effetti di assorbimento (che aumentano all'aumentare di N_H) influiscono alle basse energie¹, dove i satelliti sono poco sensibili, gli HR trovati sono consistenti con tutti i 4 scenari e non ci forniscono informazioni vincolanti su indice in fotoni e densità di colonna. Tuttavia, possiamo affermare che l'andamento degli HR con il redshift è consistente con i parametri conosciuti a più basso z per gli AGN non oscurati: $\Gamma \sim 1.8 - 2.1$ e $N_H < 10^{22-23} \text{ cm}^{-2}$.

Per poter derivare informazioni più precise sui parametri che caratterizzano l'emissione alle alte energie, abbiamo effettuato un fit simultaneo di tutti gli spettri Chandra (perché hanno un SNR più alto rispetto a XMM anche se la statistica è bassa) per cui non è possibile ottenere un Γ accurato (14 spettri), con un modello a legge di potenza, ottenendo un indice in fotoni medio $\langle \Gamma \rangle \approx 1.93^{+0.30}_{-0.29}$. Questo è il primo valore di Γ ottenuto per un campione di 14 quasar a $z \approx 6$: precedentemente a questo lavoro di tesi, l'indice in fotoni medio era vincolato fino a $z < 5.5$, mentre a redshift più alti era noto solo per due quasar (J1030+0524, Farrah et al. 2004 e J1120+0641 Moretti et al. 2014). Con questo valore possiamo dunque colmare il *gap* esistente tra $z = 5.5$ e $z = 7$, come è possibile vedere in **Figura 4.1**.

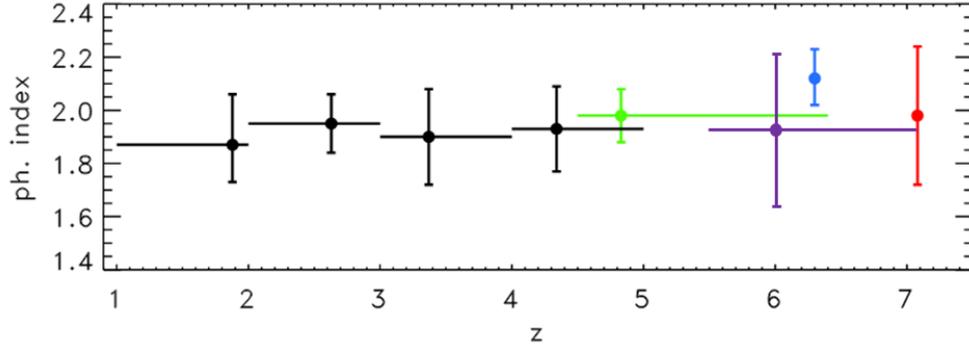


Figura 4.1: Indice in fotoni in funzione del redshift. I punti neri e verdi sono i valori medi di Γ trovati da Just et al. 2007 e Vignali et al. 2005; il punto blu è l'indice di fotoni di J1030+0524 trovato da Farrah et al. 2004 mentre il rosso è quello di J1120+0641 trovato da Moretti et al. 2014. Il punto viola è quello trovato da noi per le 14 sorgenti a $z \approx 6$. Come è possibile vedere, il valore da noi trovato riempie il *gap* tra i dati trovati in precedenza a $z \approx 6$. La figura è come quella di Moretti et al. 2014 con l'aggiunta del nostro dato.

Inoltre, il Γ trovato è consistente (entro gli errori) con quelli ricavati da studi simili al nostro a più basso redshift: Shemmer et al. 2006 hanno trovato $\langle \Gamma \rangle \approx 1.95^{+0.30}_{-0.25}$ per $5 \leq z \leq 6$, mentre Just et al. 2007 hanno ottenuto $\langle \Gamma \rangle \approx 1.92^{+0.09}_{-0.08}$ per $1.5 \leq z \leq 4.5$. Questo rappresenta un risultato interessante perché ci dice che anche a $t < 1$ Gyr la popolazione di AGN

¹A causa di questi effetti di banda con il redshift, l'eventuale *cut-off* fotoelettrico si sposta ad energie sempre più basse e quindi a questi z si è sensibili solo a N_H relativamente alti.

brillanti mostra le stesse caratteristiche di emissione X di quella a più basso redshift e non sembra esserci un'evidente evoluzione temporale da $z \approx 6$ ad oggi. Un risultato simile lo si evince da osservazioni in ottico dove la SED e lo spettro degli AGN a $z > 5.5$ (Barnett et al. 2015, Mortlock et al. 2011) sono consistenti con quelli osservati a più basso redshift. Il fatto che ci siano diverse prove che concordano con uno scenario “non evolutivo” (in termini di proprietà) in cui i quasar di Tipo 1 sono già strutturati a $z > 6$, suggerisce che gli AGN primordiali raggiungano lo stadio finale evolutivo in molto meno di 1 Gyr. Fissato $\Gamma = 1.9$ abbiamo calcolato un valore medio per la densità di colonna della popolazione utilizzando lo stesso fit simultaneo precedente ma con l'aggiunta di una componente di assorbimento. L'*upper limit* da noi ottenuto ($\langle N_H \rangle < 3.9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) ci dice che i QSO analizzati sono oggetti poco o per nulla oscurati, similmente ai risultati ottenuti in precedenza a redshift minori da Shemmer et al. 2006 e Just et al. 2007.

Infine, per le sorgenti non rivelate abbiamo calcolato degli *upper limit* sui flussi (0.5-2 keV) per le sorgenti non rivelate e, in particolare, per quelle osservate da XMM li abbiamo calcolati con due metodi diversi per poter effettuare un confronto. Nel calcolo si è tenuto conto degli effetti strumentali (vignetting, PSF) per i quali, ad angoli di *off-axis* di alcuni arcominuti, le proprietà delle osservazioni X sono molto diverse da quelle che si otterrebbero in asse. In generale, i flussi ottenuti con i due metodi sono in buon accordo; le differenze (limitate) che si osservano possono essere dovute alle diverse scelte adottate nella fase di riprocessamento (in un caso utilizziamo un *data-set* da un sito di XMM mentre nell'altro i dati da noi riprocessati). Dall'andamento di tutti i flussi delle diverse osservazioni a nostra disposizione (21 Chandra e 10 XMM) è possibile vedere che i valori di u.l. sono consistenti con quelli dei flussi delle sorgenti rivelate e che le sorgenti non rivelate sono quelle con magnitudine apparente $m_{1450} > 21$. Una possibile ragione per cui alcune sorgenti non risultano rivelate è che sono state osservate per un tempo effettivo minore (come ci suggerisce il test KS: la probabilità che il tempo effettivo delle rivelate abbia la stessa distribuzione di quelle non rivelate è bassa, $P_{K-S} \approx 0.007$) e fuori asse rispetto le altre.

Prospettive future. L'accuratezza delle nostre analisi risente del fatto che il numero di osservazioni X al momento disponibile è ancora limitato, e le sorgenti in generale, laddove rivelate, hanno bassa statistica. In particolare, nelle fasi finali di questa tesi, è uscito un articolo con 63 nuovi quasar scoperti a $z \approx 6$ (Bañados et al. 2016, Pan-STARRS1) alcuni dei quali potrebbero avere copertura X e potrebbero aumentare la statistica degli oggetti da studiare.

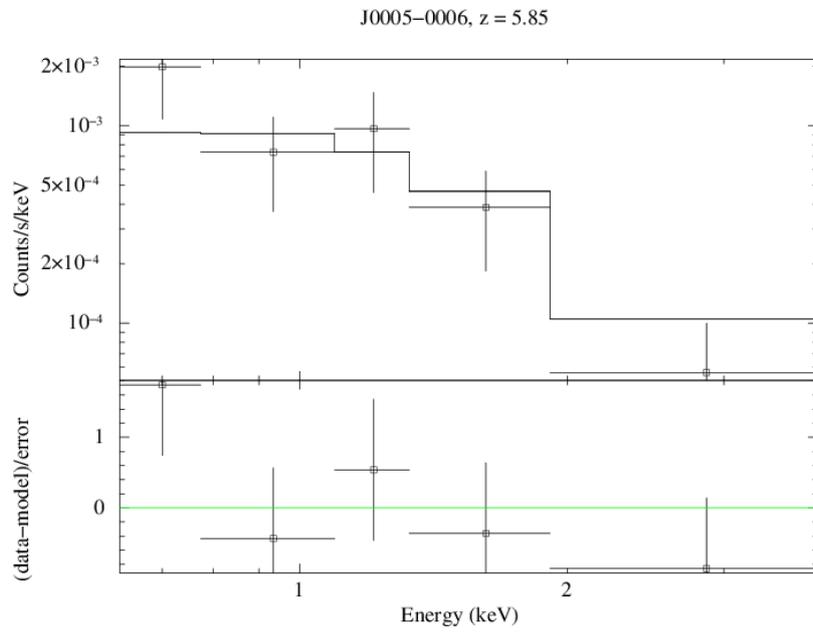
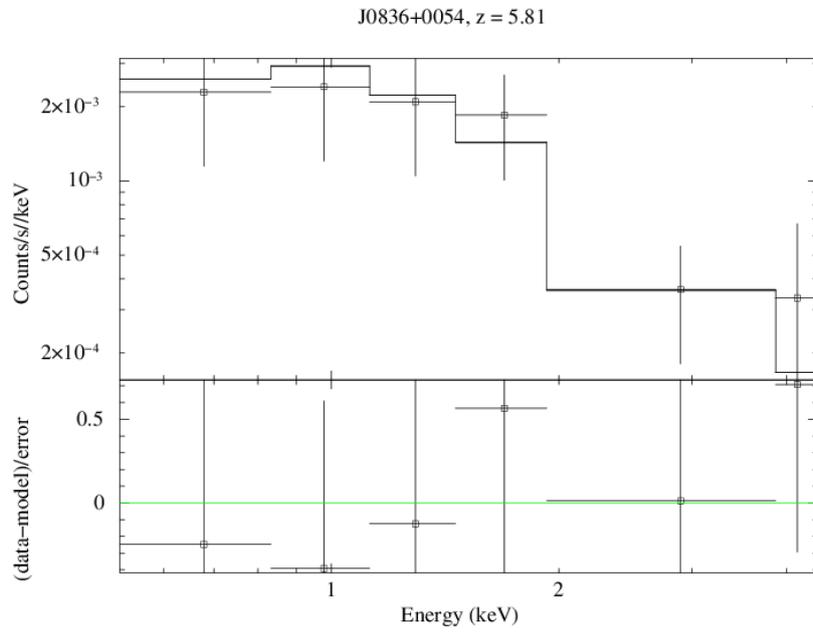
L'interesse verso le tematiche relative all'Universo ad alto redshift è compro-

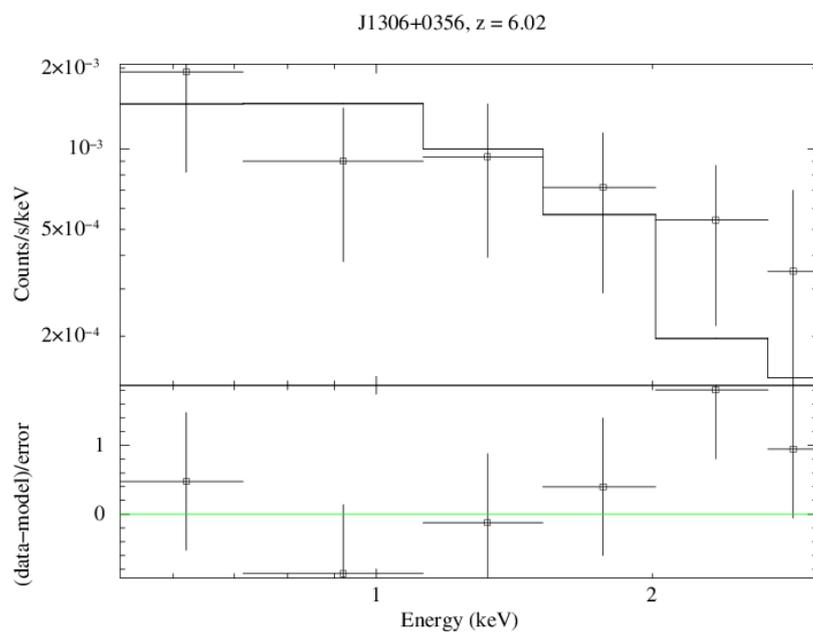
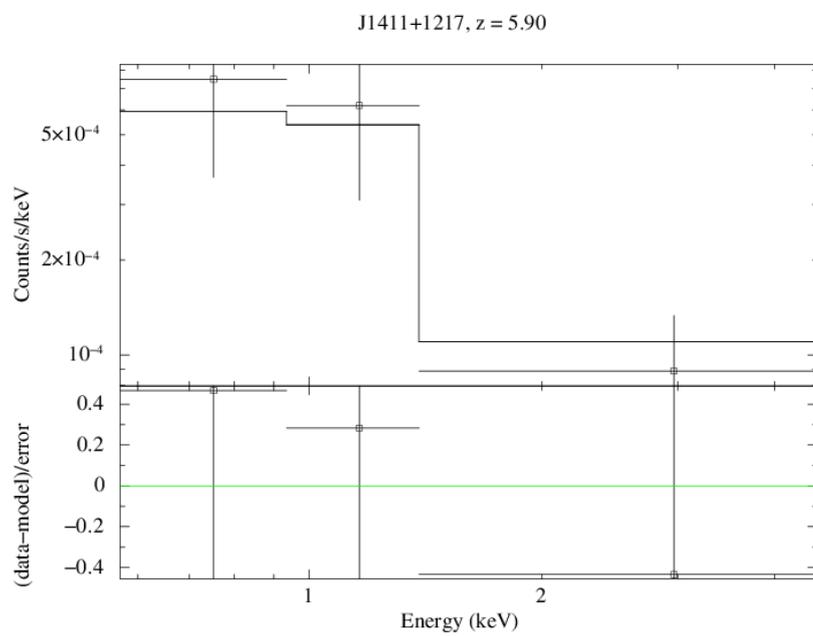
vato dal numero di articoli apparsi negli ultimi tempi; inoltre, alcune delle *survey* da cui abbiamo tratto il campione originale sono ancora in corso, per cui ci aspettiamo che molti altri AGN potrebbero essere rivelati sia in ottico che in X nei mesi/anni a venire. Per questo motivo questa tesi si propone come punto di partenza per uno studio più dettagliato che diverrà possibile con la scoperta di nuovi oggetti e con programmi di osservazione X mirati a caratterizzarne l'emissione alle alte energie. A questo bisogna aggiungere che vi sono diverse missioni, in fase di progettazione e sviluppo, che forniranno osservazioni più dettagliate della popolazione di AGN ad alto redshift nel futuro, come *eRosita* (programmata per il 2017), che si pensa rivelerà qualche decina di QSO a $z > 6$ (Merloni 2012) e, su tempi scala più lunghi *Athena* (con lancio programmato per il 2028), che si pensa possa rivelare più di 400 QSO a $z > 6$ (Nandra 2011), e *X – Ray Surveyor* (quest'ultima sarà particolarmente innovativa ma per il momento è in fase di studio, quindi con tempi scala decisamente maggiori). Per questa ragione questo studio vuole anche essere un lavoro preliminare, ma assolutamente indispensabile, per le *survey* che verranno effettuate con questi satelliti.

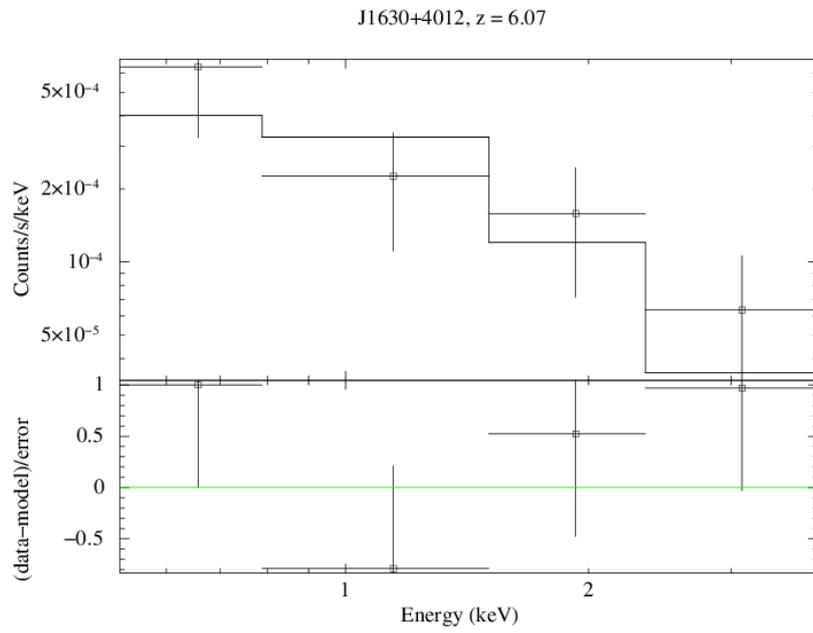
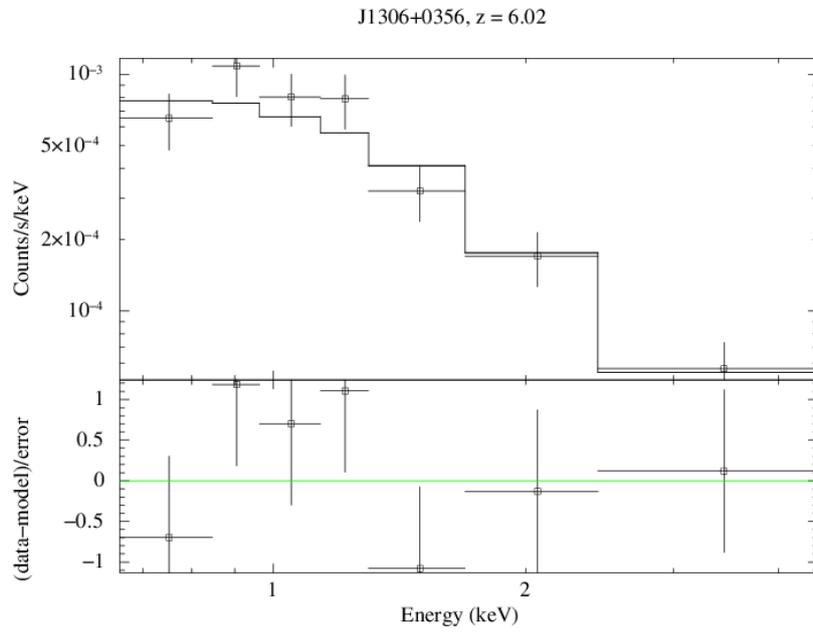
Appendice A

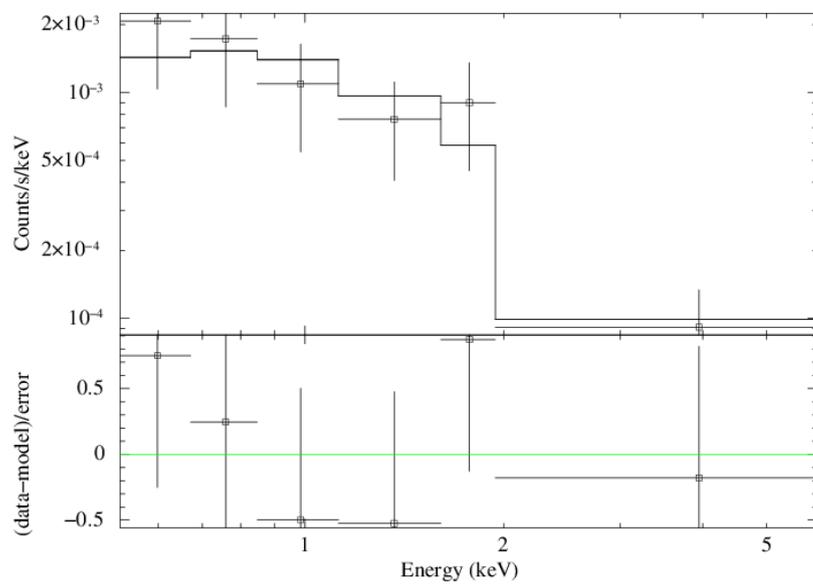
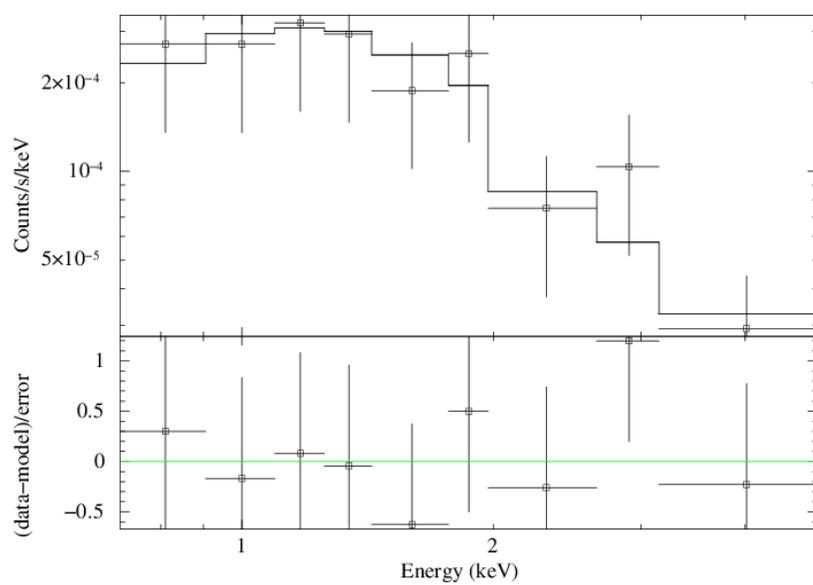
Spettri in banda X

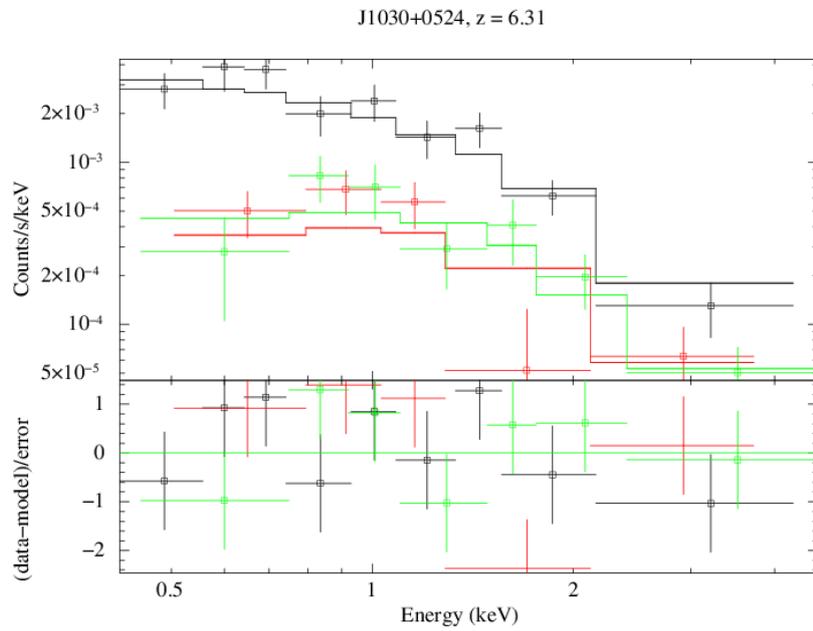
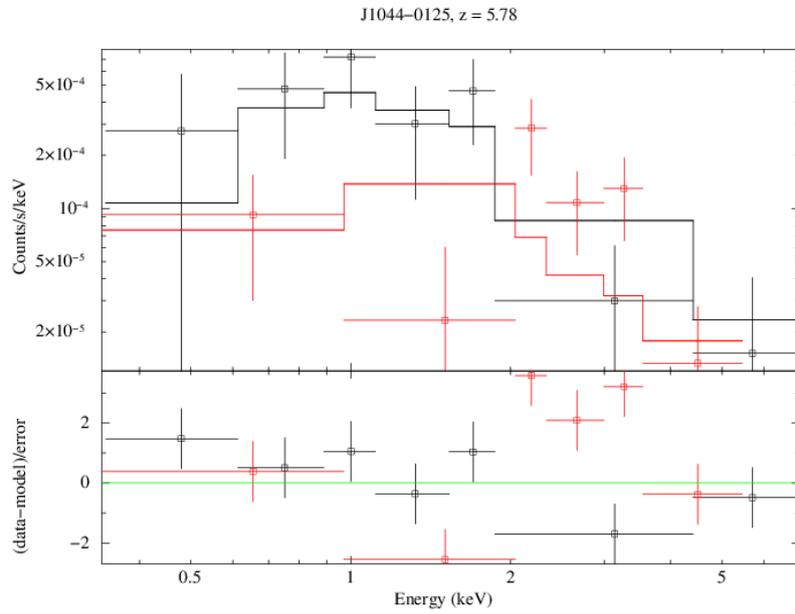
In questa appendice mostriamo gli spettri delle 10 sorgenti rivelate con alta statistica: 7 sorgenti Chandra e 3 di XMM. Gli spettri sono interpolati con il II° modello (assorbimento galattico con assorbimento intrinseco e legge di potenza con $\Gamma = 1.9$), come descritto nel paragrafo 3.2.2, e viene anche mostrato il grafico dei residui dal modello. Le sorgenti hanno un *grouping* come quello descritto nel paragrafo (3.1.2). Tutte le sorgenti, tranne J1306+0356 (nel suo secondo spettro) e J1030+0424, vengono mostrate con un *binning* diverso da quello utilizzato per l'analisi spettrale per ragioni grafiche. La sorgente J1306+0356 ha due *data – set* e quindi due spettri (il secondo presentato è quello con più conteggi).







J1602+4228, $z = 6.09$ J1148+5251, $z = 6.42$ 



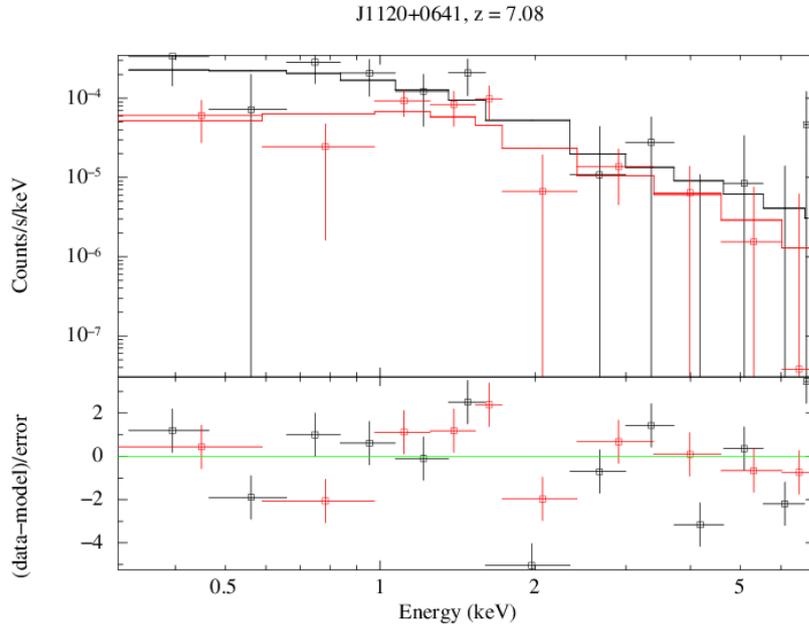


Figure A.1: Spettri delle 10 sorgenti con alta statistica interpolati con una legge di potenza assorbita con $\Gamma = 1.9$. L'energia è espressa in keV nel sistema di riferimento dell'osservatore. Il flusso è in conteggi/s/keV. In alto il modello è convoluto con la risposta dello strumento (motivo per cui i modelli non sembrano delle leggi di potenza), in basso sono riportati i *data-model* su errore, ossia la significatività delle deviazioni del modello rispetto ai dati.

Ringraziamenti

The End

Professor Jones had been working on time theory for many years. "And I have found the key equation", he told his daughter one day. "Time is a field. This machine I have made can manipulate, even reverse, that field." Pushing a button as he spoke, he said, "This should make time run backward backward run time make should this," said he, spoke he as button a pushing. "Field that, reverse even, manipulate can made have I machine this. Field is a time." Day one daughter his told he, "Equation key the found have I and." Years many for theory time on working been had Jones Professor. End the.

"The End" by Fredric Brown

Una delle ragioni per cui rileggo spesso questa storia ("The End") è che mi ricorda sempre che non esiste mai la fine; una persona finisce sempre un percorso per cominciarne un altro. E se ora sto scrivendo queste brevi righe significa che sono ormai alla fine del mio percorso (la laurea) e che sto per iniziarne uno nuovo (il dottorato). Per questo motivo ci tengo a ringraziare tutte le persone che in questi anni hanno avuto un ruolo importante per me e che hanno contribuito a rendermi ciò che sono.

Innanzitutto vorrei ringraziare le persone che mi hanno aiutato e seguito durante questo lavoro di tesi: il Prof. Cristian Vignali e il Dott. Roberto Gilli. Vi ringrazio per l'infinita disponibilità, per il sostegno pratico e per avermi fatto scoprire un lato del mondo della ricerca che non conoscevo. Ho imparato molto da voi in questi mesi e penso che ci sia ancora molto che possiate insegnarmi, per questo è per me un vero piacere e onore continuare a lavorare con voi nei prossimi tre anni. Quando conobbi il Prof. Vignali tre anni fa non sapevo ancora che sarei diventato suo laureando ma quell'incontro mi portò a scegliere di frequentare il suo corso e, successivamente, alla laurea. E oggi sono lieto di aver fatto quella scelta.

Restando in ambito accademico vorrei ringraziare due ricercatrici che in questi anni mi hanno sempre dispensato consigli senza pretendere nulla in cambio. In primis ringrazio la Dr.essa Carlotta Gruppioni per avermi dato numerosi consigli sulle scelte da prendere per il mio futuro, col passare

degli anni, e per avermi spiegato cosa significa essere un astrofisico quando stavo decidendo che facoltà intraprendere. Allo stesso modo ringrazio anche Dr.essa Micol Bolzonella con cui ho avuto modo di lavorare per un evento di divulgazione. Grazie per i consigli, gli aiuti agli esami e, soprattutto, grazie del sostegno che mi hai sempre dimostrato.

Ringrazio la mia famiglia: mia madre, mio padre, mia sorella Barbara e il suo compagno Samuel, i miei zii Gianfranco e Violetta, i miei cugini Alex e Matthew, le mie nonne Pina e Gianna e il mio piccolo nipotino Luca. Ringrazio anche i miei nonni, anche se non sono più tra noi penso sarebbero fieri di questo mio risultato. Grazie per aver sempre creduto in me e grazie per avermi sempre supportato. Se oggi sono la persona che vedete di fronte a voi è soprattutto merito vostro e io vi sarò sempre grato per questo.

Ringrazio tutti gli amici di famiglia che conosco e mi conoscono da anni: mia “zia” Anna, i Poli, i Kantonel, Uber e Daniela, Rino e Giuliano, la Cinzia. Tutte persone che hanno tifato per me anche nei momenti più difficili.

Ringrazio i miei compagni di università con cui ho condiviso anni gioiosi, e a volte difficili, momenti di svago e ore di studio: Lara, Chiara, Dani e, soprattutto, ringrazio la mia compagna e coinquilina Giulia. Lei mi dice sempre che senza di me non sarebbe qui ma non si rende conto che è anche io non sarei arrivato fino a qui senza di lei e questo non lo dimenticherò mai. Sei e sarai sempre la mia migliore amica e spero che un giorno ci ritroveremo da qualche parte nel mondo come colleghi.

Grazie ai miei amici di tutti i giorni, quelli che fanno sempre come tirarmi su il morale. Grazie al mio più grande amico di infanzia Lori (devo specificare Russo per non creare confusioni, spero capirai) e alla sua famiglia (genitori e nonne). Ho sempre condiviso bellissimi momenti con te sin da quando eravamo piccoli. Ringrazio anche il mio “primo ufficiale” trekker (nonchè mio personal trainer) Lori (Cavazza) che mi regala sempre piacevoli momenti durante l’allenamento e anche quando usciamo. Ringrazio anche la sua famiglia che mi ha sempre sostenuto (Carla, i nonni, Marianna e Matteo). Ringrazio la famiglia Stefanini: Virgi, Bea, Iso, Lamberto e Marina per i bellissimi momenti passati a divertirci insieme (soprattutto per le vostre bellissime feste a tema). Ringrazio gli amici del campeggio: Fede, Davide, Bibi e Dimitri e la famiglia Barone per aver creduto sempre in me. Ringrazio gli amici del mio gruppo del sabato sera (e non solo sabato sera): Stanza, Marty, Peve, Gully, Leo, Polly, Clara, Giulio, Giulia B. e Phil, con cui passo sempre momenti esilaranti nei quali dimentico le fatiche quotidiane. Ringrazio inoltre gli amici con cui adoro chiacchierare a lungo: Fillo, Fiore e Leo P. (peccato che non riusciamo a vederci così spesso).

Infine vorrei ringraziare una persona senza la quale probabilmente non avrei scelto di fare l’astrofisico: la Prof.essa Gloria Bernardi, che in 4 anni di

ripetizioni (eh già, quando lo dico nessuno ci crede) mi ha insegnato l'amore per la fisica e quale era il modo giusto per studiarla. Senza questo suo contributo penso che sarei rimasto il ragazzino che odia la fisica solo perché non riesce a capirla e non sarei, probabilmente, arrivato fino a qui.

Grazie a tutti e con questo ho concluso.

“End the”.

Bibliografia

- [1] A. Moretti, L. Ballo, V. Braitto, A. Caccianiga, R. Della Ceca, R. Gilli, R. Salvaterra, P. Severgnini & C. Vignali. X-ray observation of ULAS J1120+0641, the most distant quasar at $z = 7.08$. *A&A* 563, A46 (2014).
- [2] L. Morselli, M. Mignoli, R. Gilli, C. Vignali, A. Comastri, E. Sani, N. Capelluti, G. Zamorani, M. Brusa, S. Gallozzi & E. Vanzella. Primordial environment of super massive black holes: large-scale galaxy overdensities around $z \sim 6$ quasars with LBT. *A&A* 568, A1 (2014).
- [3] D. Farrah, R. Priddey, R. Wilman, M. Haehnelt & R. McMahon. The X-ray spectrum of the $z = 6.30$ QSO SDSS J1030+0524. *AJ*, 611:L13-L16 (2004).
- [4] D. W. Just, W. N. Brandt, O. Shemmer, A. T. Steffen, D. P. Schneider, G. Chartas & G. P. Garmire. The X-ray properties of the most-luminous quasars from the Sloan Digital Sky Survey. *AJ*, 666 (2007).
- [5] O. Shemmer, W. N. Brandt, D. P. Schneider, X. Fan, M. A. Strauss, A. M. Diamond-Stanic, G. T. Richards, S. F. Anderson, J. E. Gunn & J. Brinkmann. Chandra observations of the highest redshift quasars from the Sloan Digital Sky Survey. *AJ*, 644:86-99 (2006).
- [6] D. J. Mortlock. Quasars as probes of cosmological reionization. (2015).
- [7] E. Bañados Torres. The discovery and characterization of the most distant quasars. PHD Thesis (2015).
- [8] Y. Matsuoka, M. Onoue, N. Kashikawa, K. Iwasawa, M. A. Strauss, T. Nagao, M. Imanishi, M. Niida, Y. Toba, M. Akiyama, N. Asami, J. Bosch, S. Foucaud, H. Furusawa, T. Goto, J. E. Gunn, Y. Harikane, H. Ikeda, T. Kawaguchi, S. Kikuta, Y. Komiyama, R. H. Lupton, T. Minezaki, S. Miyazaki, T. Morokuma, H. Murayama, A. J. Nishizawa, Y. Ono, M. Ouchi, P. A. Price, H. Sameshima, J. D. Silverman, N. Sugiyama, P. J. Tait, M. Takada, T. Takata, M. Tanaka, Ji-Jia Tang & Y. Utsumi. Subaru

- high- z exploration of low-luminosity quasars (SHELLQs). Discovery of 15 quasars and bright galaxies at $5.7 < z < 6.9$. ArXiv e-prints (2016).
- [9] F. Vito, R. Gilli, C. Vignali, A. Comastri, M. Brusa, N. Cappelluti, K. Iwasawa. The hard X-ray luminosity function of high-redshift ($3 < z < 5$) active galactic nuclei. ArXiv e-prints (2014).
- [10] S. Marchesi, F. Civano, M. Salvato, F. Shankar, A. Comastri, M. Elvis, G. Lanzuisi, B. Trakhtenbrot, C. Vignali, G. Zamorani, V. Allevato, M. Brusa, F. Fiore, R. Gilli, R. Griffiths, G. Hasinger, T. Miyaji, K. Schawinski, E. Treister & C. M. Urry. The Chandra COSMOS Legacy Survey: the $z > 3$ sample. *AJ*, 827 (2016).
- [11] N. Gehrels. Confidence limits for small numbers of events in astrophysical data. *AJ*, 303:326-246 (1986).
- [12] R. P. Kraft, D. N. Burrows & J. A. Nusek. Determination of confidence limits for experiments with low numbers of counts. *AJ*, 374:344-355 (1991).
- [13] W. N. Brandt, D. P. Schneider, X. Fan, M. A. Strauss, J. E. Gunn, G. T. Richards, S. F. Anderson, D. E. Vanden Berk, N. A. Bahcall, J. Brinkmann, R. Brunner, B. Chen, G. S. Hennessey, D. Q. Lamb, W. Voges & D. G. York. Exploratory Chandra observation of the three highest redshift quasars known. *AJ*, 569:L5-L9 (2002).
- [14] C. Vignali, W. N. Brandt, X. Fan, J. E. Gunn, S. Kaspi, D. P. Schneider & M. A. Strauss. Exploratory Chandra observation of the highest redshift quasars: X-rays from the dawn of the modern universe. *AJ*, 122:2143-2155 (2001).
- [15] T. Miyaji, G. Hasinger, M. Salvato, M. Brusa, N. Cappelluti, F. Civano, S. Puccetti, M. Elvis, H. Brunner, S. Fotopoulou, Y. Ueda, R. E. Griffiths, A. M. Koekemoer, M. Akiyama, A. Comastri, R. Gilli, G. Lanzuisi, A. Merloni & C. Vignali. Detailed shape and evolutionary behavior of the X-ray luminosity function of active galactic nuclei. *AJ*, 804:104 (2015).
- [16] P. Tozzi, R. Gilli, V. Mainieri, C. Norman, G. Risaliti, P. Rosati, J. Bergeron, S. Borgani, R. Giacconi, G. Hasinger, M. Nonnino, A. Streblyanska, G. Szokoly, J. X. Wang & W. Zheng. X-ray spectral properties of active galactic nuclei in the Chandra Deep Field South. *A&A* 451, 457–474 (2006).

- [17] F. Vito, C. Vignali, R. Gilli, A. Comastri, K. Iwasawa, W. N. Brandt, D. M. Alexander, M. Brusa, B. Lehmer, F. E. Bauer, D. P. Schneider, Y. Q. Xue & B. Luo. The high-redshift ($z > 3$) active galactic nucleus population in the 4-Ms Chandra Deep Field-South. *MNRAS* 428, 354–369 (2013).