ROMA TRE
UNIVERSITÀ DEGLI STUDI

Dottorato di Ricerca in Fisica

XXIII ciclo

Identificazione di AGN oscurati ad alto redshift attraverso spettroscopia a campo integrato nel vicino IR

Julian Enrique Sarria Chavez

A.A. 2010/2011

Tutor: Prof. Fabio La Franca

Coordinatore: Prof. Roberto Maiolino

Indice

1 Introduzione **7**

1.1 Proprietà osservative degli AGN 7

1.2 Classificazione degli AGN 10

1.3 Le componenti degli AGN 13

1.3.1 Motore centrale 13

1.3.2 Disco di accrescimento 15

1.3.3 La Broad Line Region 17

1.3.4 La Narrow Line Region 19

1.4 Il Modello Unificato 22

1.5 La relazione fra la massa del buco nero e la galassia ospite . . 26

1.5.1 Evoluzione degli AGN e la sintesi del fondo cosmico in banda X 29

2 Contesto e motivazioni della tesi **35**

2.1 Le survey cosmologiche nei raggi X duri 35

2.1.1 La Survey HELLAS-2XMM 38

2.1.2 La Survey ELAIS S1 39

2.1.3 Sorgenti ad alto rapporto X/O ed EROs 40

2.2 Obiettivi scientifici della tesi 45

2.3 Selezione del campione 46

3 Strategia Osservativa e analisi dati **51**

3.1 La spettroscopia nel vicino infrarosso 51
3.2 Lo spettrometro "integral field" SINFONI 56
3.3 Strategia osservativa 61
3.4 Riduzione dati 66
3.4.1 Eliminazione di bad pixels e raggi cosmici 66
3.5 Sottrazione del fondo 67
3.6 Flat fielding 68
3.7 Calibrazione in lunghezza d'onda 70
3.8 Riallineamento delle slitlets e creazione del cubo 70
3.9 Rimozione della risposta strumentale e atmosferica e calibrazione in flusso 71

4 Risultati Osservativi **75**

4.1 Introduzione sull'analisi degli spettri infrarossi 75
4.2 Il continuo 79
4.3 Righe di emissione e redshift spettroscopici 89
4.3.1 XMM172 90
4.3.2 XMM397 96
4.3.3 XMM460 96
4.3.4 Abell2690#29 99
4.3.5 BPM16274#69 102
4.3.6 BPM16274#181 102
4.3.7 PKS0537#91 108
4.3.8 Sorgenti con redshift spettroscopico ottico e senza righe infrarosse 108

5 Proprietà dedotte dall'emissione continua **113**

5.1 Distribuzione di energia spettrale (SED) degli AGN 113
5.1.1 Dati fotometrici 114

5.1.2 Modelli di SED 115
5.2 Redshift fotometrici 120

6 Proprietà dedotte dalle righe di emissione 127
6.1 Quasar assorbiti 127
6.2 Classificazione spettrale 132
6.3 "Dual black holes" 135
6.4 Densità del gas 136
6.5 Assorbimento da polvere 136
6.6 Cinematica di una galassia 139

7 Evoluzione della relazione $M_{BH} - M_{star}$ negli AGN oscurati 145
7.1 Studi precendenti 145
7.2 Stima di M_{BH} attraverso la riga $H\alpha$ larga 148
7.3 Relazione $M_{BH} - M_{star}$ per gli AGN oscurati selezionati nei raggi X 151
7.4 Interpretazione 151

8 Eccesso di compagni ed interazioni 155
8.1 L'interazione fra le galassie 155
8.2 Significatività dell'eccesso di compagni 161

9 Conclusioni 163

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Proprietà osservative degli AGN

I Nuclei Galattici Attivi (AGN) sono tra i più spettacolari oggetti astronomici; essi mostrano una fenomenologia fortemente diversa rispetto a quella stellare. Mentre le stelle emettono prevalentemente in lunghezze d'onda ottiche, gli AGN riescono a coprire tutto lo spetto elettromagnetico. Gli AGN possono produrre una luminosità molto elevata, rispetto alla luminosità delle galassie che li ospitano ($\sim 10^4$ volte), emessa da un volume molto piccolo($\ll$ 1 pc). Più precisamente, le principali caratteristiche osservative degli AGN sono:

- Sorgenti estremamente compatte. L'emissione proviene da una regione molto piccola, generalmente non risolta angolarmente dalle osservazioni, specialmente nelle bande X e UV (R $\ll$ 1pc).

- Elevata luminosità. I nuclei galattici attivi hanno luminosità bolometriche che vanno da 10^{42} fino ai 10^{48} erg s^{-1}.

- Emissione continua su tutto lo spettro. Tipicamente una galassia emette radiazione in un intervallo ristretto di frequenze, mentre lo spettro di un AGN in genere si estende dal radio fino ai raggi X.

- Intense righe di emissione. Gli spettri dei nuclei galattici attivi presenta righe di emissione molto più intense rispetto a quelli delle normali galassie, e provenienti da specie atomiche con diversi stadi di ionizzazione. Esistono inoltre due distinte tipologie di righe: alcune hanno larghezza dell'ordine delle migliaia di km s^{-1}, mentre altre non superano le centinaia di km s^{-1}. Le righe di emissione strette possono essere sia permesse che proibite, mentre le righe di emissione larghe sono solo permesse.

- Variabilità. La radiazione emessa dalla maggior parte degli AGN, sia sotto forma di continuo che di righe, è spesso variabile, su tempi scala che possono essere anche più brevi di un'ora, e l'ampiezza di queste variazioni aumenta a lunghezze d'onda più piccole.

- Polarizzazione. La luce proveniente dai nuclei galattici attivi ha spesso un grado di polarizzazione maggiore rispetto a quella emessa da galassie, sebbene di solito non particolarmente elevato ($\sim 0.5 - 2\%$), anche se in alcuni casi può raggiungere il 10-20%.

Non necessariamente tutte queste proprietà devono essere osservate nel nucleo di una galassia affinchè esso possa essere classificato come AGN. Ciò che è importante è che nessuna di queste caratteristiche è attribuibile (come vedremo meglio in seguito) ad emissione puramente stellare o a processi legati alla formazione e all'evoluzione delle stelle. Quindi il manifestarsi di qualunque di questi fenomeni suggerisce la presenza di un "nucleo attivo" non associato ad attività stellare.

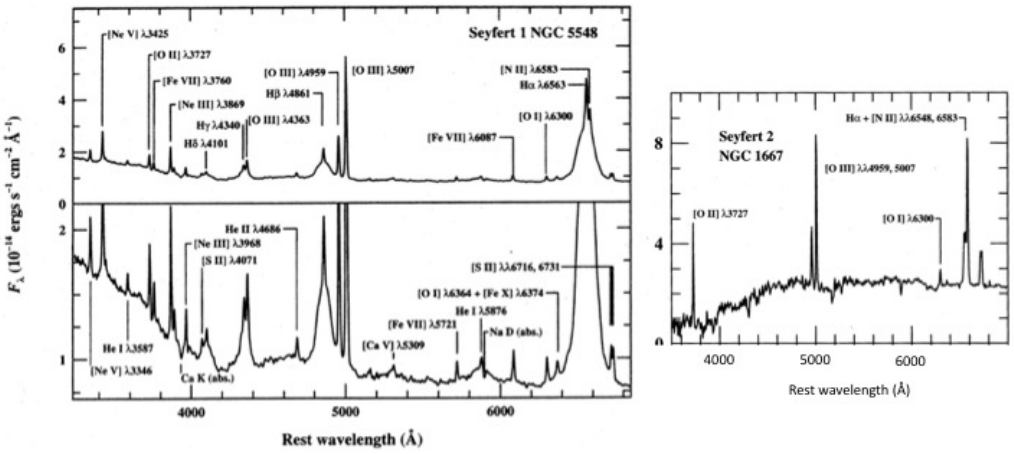


Figura 1.1: *Esempi di spettri ottici tipici di Seyfert di tipo 1 (pannello di sinistra) e Seyfert di tipo 2 (pannello di destra). Si noti la differenza nella larghezza delle righe permesse Hα e Hβ, mentre le righe proibite hanno approssimativamente la stessa larghezza nei due tipi.*

1.2 Classificazione degli AGN

La prima descrizione di uno spettro ottico di AGN fu fatta da Fath (1908) che osservando lo spettro di una nebulosa spirale notò delle forti righe di emissione nella zona del nucleo di NGC1068. Il primo studio e la prima classificazione sistematica, tuttavia, fu fatta da Seyfert (1943) che osservò un comportamento inusuale nelle regioni nucleari di sei galassie a spirale, trovando, nello spettro di emissione, righe larghe e strette.

Successivamente spettri simili ai primi oggetti di Seyfert furono identificati nei nuclei di diverse galassie, e questo generò un grande interesse e motivò la prima classificazione di galassie di Seyfert basata sulla presenza (Sy1) o assenza (Sy 2) di righe larghe permesse ($FWHM > 1000$ km s^{-1}); mentre la presenza di righe strette proibite, sia di alta che di bassa ionizzazione ([OIII], [OII], [OI], [NeIII], [NeV], [NII], ecc), era caratteristica di entrambi tipi di Sy (Khachikian & Weedman, 1974). In Figura 1.1 mostriamo esempi dello spettro ottico di nuclei di Sy1 e Sy2.

Nei primi anni del '60 seguì la scoperta dei quasar che, sia per la loro elevata luminosità che per la loro distanza, apparivanno come oggetti quasi stellari e con spettro ottico simile alle galassie di Seyfert 1, ma spostato verso il rosso a causa del loro "elevato" (per quel tempo) redshift (Schmidt, 1963; Greenstein & Mattews, 1963). Nei primi anni '80, a più basse luminosità, vennero scoperte galassie a spirale che mostravano una evidente attività nucleare sotto forma di righe di emissione di bassa ionizzazione (Low Ionization Narrow Emission Regions, LINERs, Heckman, 1980); rimaneva, comunque, incerto se fossero associati ad AGN o a formazione stellare nelle regioni nucleari (Ho 1997).

Un percorso parallelo all'identificazione e classificazione degli AGN fu dato da osservazioni radio. A seguito della prima identificazione ottica di radio sorgenti extragalattiche da Bolton (1949) e Baade & Minkowski (1954) divenne

chiaro che le "radio galassie" avevano uno spettro ricco in righe di emissione ed erano simili alle galassie di Seyfert (Schmidt, 1963), con le galassie radio a righe larghe (BLRG) equivalenti a Sy1, e le radio galassie a righe strette (NLRG) equivalenti a Sy2. Inoltre fu identificata una classe di radio galassie (WLRG) le quali, malgrado la presenza di potenti getti radio, hanno righe di emission ottiche deboli e di bassa ionizzazione (Hine & Longair 1979; Laing 1994; Tadhunter 1998), per molti versi simile ai LINER.

Alcuni AGN radio loud sono caratterizzati da una rapida variabilità a lunghezze d'onda ottiche. Collettivamente tali oggetti sono classificati come "blazar", includendo le sottoclassi dei "BL Lac" e gli "optically violently variable quasar" (OVV).

Dal punto di vista della morfologia e luminosità radio Fanaroff & Riley (1974) identificarono due tipi di sorgenti: la prima FRI, con emissione radio debole, caratterizzata da getti radio gemelli, irregolari e con molti "blob" di emissione, estesi, e la cui brillanza superficiale diminuisce dal centro verso gli estremi; la seconda FRII, appartiene alle sorgenti più luminose, caratterizzata da getti radio singoli e altamente collimati, brillanti ai bordi. Infine, i quasar radio loud vengono suddivisi anche in base alla loro forma spettrale (steep radio spectrum dominated SSRLQ, flat radio spectrum dominated FSRLQ).

È evidente che la classificazione degli AGN, impiegando differenti metodi, è complessa e talvolta confusa, i criteri includono: presenza o assenza di righe larghe di emissione nello spettro ottico (Sy1/Sy2; BLRG/NLRG), intensità dell'emissione radio (radio loudness), morfologia radio (FRI/FRII), variabilità (BL Lac, OVV), luminosità (Sy1/Radio quiet quasar, WLRG/NLRG) e forma spettrale (SSRLQ, FSRLQ). In questo contesto si può definire uno schema tridimesionale sulla classificazione degli AGN, come illustrato in Figura 1.2.

Come vedremo in seguito, queste differenti proprietà sono associabili ad uno

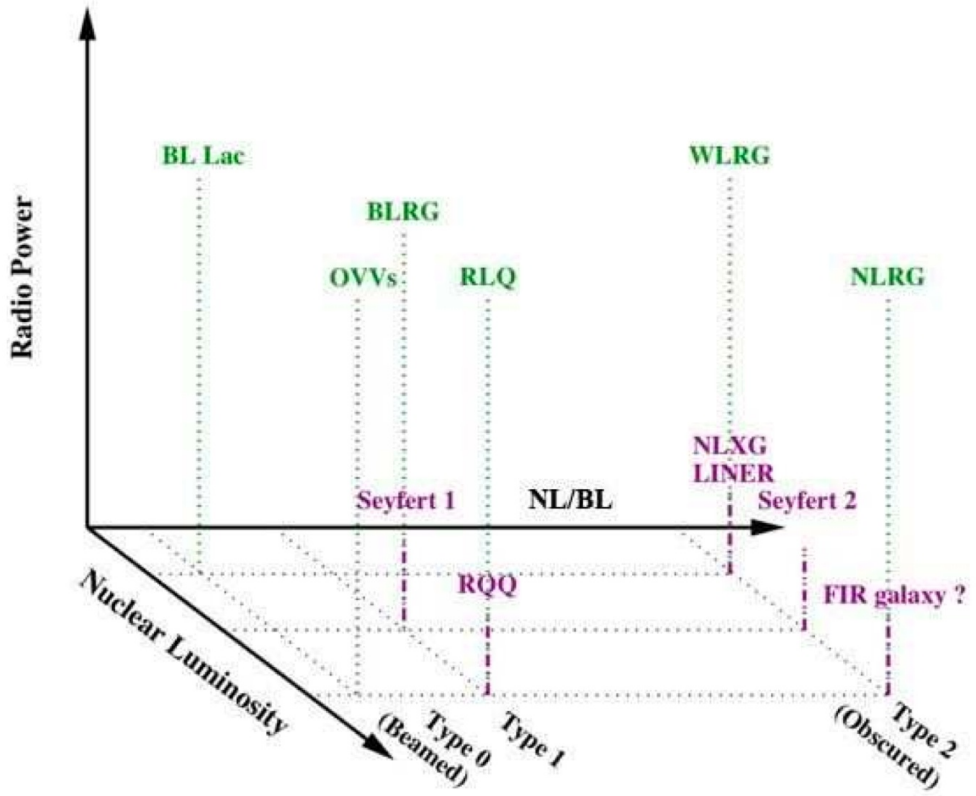


Figura 1.2: *Classificazione tridimensionale degli AGN, che riflette le caratteristiche più importanti tra le varie classi di AGN: la presenza o l'assenza di righe larghe permesse, luminosità del AGN e radio loudness.*

stesso meccanismo nucleare di produzione di energia. Molte delle differenti caratteristiche osservative sono attribuibili a differenti configurazioni geometriche e fisiche nell'intorno del motore centrale.

1.3 Le componenti degli AGN

1.3.1 Motore centrale

L'unica spiegazione plausibile per una così elevata produzione di energia luminosa in una regione così compatta è l'accrescimento di materia su un oggetto supermassiccio compatto ($\sim 10^6 - 10^{10}\ M_\odot$) (Zel'dovich & Novikov 1964; Salpeter, 1964; Lynden-Bell, 1969). Per stimare la massa del buco nero (M_{BH}) centrale è sufficiente assumere che l'emissione sia isotropa e la sorgente stabile; per semplicità, si consideri il caso di un gas idrogeno completamente ionizzato. Affinchè la sorgente non si disintegri, la pressione di radiazione, diretta all'esterno, deve essere controbilanciata dalla forza di gravità, diretta all'interno. A distanza r dal centro, il flusso di energia uscente è $F = L/4\pi r^2$; poiché l'impulso trasportato dal fotone è E/c, la pressione di radiazione esercitata sull'elettrone è data da

$$P_{rad} = \frac{F}{c} = \frac{L}{4\pi r^2 c}; \tag{1.1}$$

per ottenere la forza agente sul singolo elettrone è necessario moltiplicare l'impulso per la sezione d'urto d'interazione elettrone-fotone, cioè la sezione d'urto Thompson

$$\mathbf{F}_{rad} = \sigma_T \frac{L}{4\pi r^2 c}\hat{\mathbf{r}}. \tag{1.2}$$

La forza gravitazionale esercitata da una massa M su una coppia elettrone-protone è

$$\mathbf{F}_{grav} = -\frac{GM(m_p + m_e)}{r^2}\hat{\mathbf{r}}. \tag{1.3}$$

Se si richiede che la forza gravitazionale (trascurando il contributo degli elettroni), bilanci la forza dovuta alla radiazione (assumendo che l'interazione tra la radiazione e il protone siano trascurabili), ($|\mathbf{F}_{rad}| \leq |\mathbf{F}_{grav}|$), si ottiene così

$$L \leq \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_T} M \simeq 1.26 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \text{erg s}^{-1} \right). \tag{1.4}$$

Questa equazione è nota come limite di Eddington e permette di stabilire la massa minima che deve avere una sorgente di luminosità L. In unità appropriate, si può riscrivere la massa limite come

$$M \geq M_{Edd} = 8 \times 10^5 L_{44}\ M_\odot, \tag{1.5}$$

dove L_{44} è la luminosità della sorgente in unità di 10^{44} erg s^{-1}. Molti quasars hanno luminosità ben superiori a 10^{46}erg s^{-1} il che implica che il buco nero (BH) deve avere una massa superiore a 10^8 M$_\odot$. Viceversa, data una massa del buco nero, la precedente equazione consente di ricavare la massima luminosità (L$_{\text{Edd}}$) che può essere emessa tramite accrescimento, ovvero

$$L \leq L_{Edd} = 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)\ erg\ s^{-1}. \tag{1.6}$$

Se la conversione della massa in energia irradiata avviene con efficienza η, l'accrescimento fornisce una luminosità pari a $L = \eta \dot{M} c^2$, dove $\dot{M} = dM/dt$ è il tasso di accrescimento del buco nero. Il vantaggio dell'accrescimento rispetto ad altre fonti d'energia è rappresentato dall'elevata efficienza. A differenza delle reazioni di fusione nucleare all'interno delle stelle che hanno un efficienza pari a circa 0.7%, l'efficienza di produzione di energia irradiata per accrescimento è generalmente superiore di un ordine di grandezza. Più precisamente, l'efficienza dipende dall'orbita stabile più interna del materiale in accrescimento. Per un buco nero non ruotante (geometria di Schwarzschild) l'orbita stabile più interna si trova ad un raggio pari a 3R$_S$, dove R$_S$ è il raggio di Schwarzschild, definito come

$$R_S = \frac{2GM_{BH}}{c^2}; \tag{1.7}$$

in questo caso l'efficienza di produzione di energia è pari al 5.7%. Nel caso di un buco nero ruotante (geometria di Kerr) il raggio dell'orbita stabile più interna dipende dallo spin del buco nero e dal suo orientamento relativo al momento angolare della materia in accrescimento, e può variare da $0.5\mathrm{R}_S$ fino a $4.5\mathrm{R}_S$. Corrispondentemente, nel caso di un buco nero ruotante, l'efficienza può variare dal 3% fino a raggiungere il 42%, nel caso di un buco nero massimamente ruotante.
In conseguenza delle efficienze così elevate, il tasso di accrescimento richiesto è molto contenuto: per alimentare un AGN di luminosità 10^{46} erg s^{-1} è sufficiente un accrescimento di circa $\dot{M} \approx 2M_{\odot}$ yr^{-1}.

1.3.2 Disco di accrescimento

A seguito della conservazione del momento angolare, i modelli prevedono che l'accrescimento sul buco nero avvenga tramite un disco gassoso in rotazione, detto "disco di accrescimento". La materia del disco di accrescimento può cadere nel buco nero solo se perde il suo momento angolare. Nei modelli più classici tale perdita di momento angolare avviene attraverso forze viscose, dovute alla rotazione differenziale del disco. Secondo tali modelli la viscosità gioca un ruolo fondamentale, permettendo alla materia di spiraleggiare verso il buco nero trasferendo momento angolare verso l'esterno, trasformando energia gravitazionale in energia interna (che viene irradiata termicamente). Nell'approssimazione di disco geometricamente sottile (ovvero il cui spessore è molto inferiore al raggio esterno) i modelli prevedono che la luminosità irradiata sia data da

$$L = \frac{GM\dot{m}}{2r_{min}}. \tag{1.8}$$

dove r_{min} è l'orbita stabile più interna.
L'emissione, come pure la temperatura del disco, non ha una distribuzione uniforme in funzione del raggio. Infatti la torsione esercitata dalla viscosità

è data da

$$\mathcal{T} = \rho\ \alpha\ R\ \partial\Omega/\partial R \tag{1.9}$$

dove ρ è la densità del disco, α l'indice di viscosità e $\Omega(R)$ è la velocità angolare. Nel caso di moto Kepleriano e densità costante, la precedente equazione fornisce $\mathcal{T} \propto R^{-1.5}$. Quest'ultima relazione implica che la torsione, e quindi la conversione in energia, è maggiore nelle parti più interne. Si può verificare che, in conseguenza di ciò, la temperatura del disco ha un andamento del tipo $\mathrm{T} \propto \mathrm{R}^{-3/4}$. Quest'ultima relazione implica che le parti più interne sono più calde e irradiano a lunghezze d'onda più corte. Questo implica anche che i buchi neri ruotanti (che possono avere orbite stabili interne più piccole) possono essere più caldi dei buchi neri non-ruotanti.

Lo spettro di emissione risultante è dato dalla sovrapposizione dei "black body" a diverse temperature, ciascuno corrispondente ad un diverso anello del disco di accrescimento. Lo spettro risultante, previsto dai modelli, è molto simile al "blue bump" osservato negli AGN (almeno in quelli di tipo 1).

Il modello di disco di accrescimento non è però in grado di spiegare la forte emissione osservata nei raggi X. Si ritiene che tale emissione sia in realtà associata alla "corona" del disco. Infatti, modelli più sofisticati prevedono una struttura del disco di accrescimento a due fasi. Una fase fredda ($\mathrm{T}\sim 10^5$ K), associata al disco di accrescimento viscoso "classico", e una corona calda ($\mathrm{T}\sim 10^9$ k) molto tenua. Gli elettroni caldi della corona interagiscono per scattering Compton inverso con i fotoni UV del disco spostandone l'energia nei raggi-X (Haardt & Maraschi 1991). Lo spettro X risultante da tale modello è molto simile alla legge di potenza osservata negli AGN in questa banda.

1.3.3 La Broad Line Region

Le caratteristiche righe di emissione osservate nello spettro degli AGN sono il risultato della fotoionizzazione causata dalla radiazione continua proveniente dalla sorgente centrale. Come abbiamo visto in precedenza, le righe di emissione possono essere divise in due categorie principali, righe larghe (FWHM∼1000-10000 km/s) e righe strette (FWHM∼100-1000 km/s). In questa sezione ci occuperemo delle prime.

La regione dalla quale vengono emesse le righe larghe è detta "Broad Line Region" (BLR). Le righe proibite non hanno una componente larga, questo implica che la densità della BLR debba essere elevata. In particolare, l'assenza di una componente larga della riga dell' [OIII]5007 implica che la densità della BLR sia molto superiore alla densità critica di questa transizione, ovvero $n_{BLR} \gg 10^8\ cm^{-3}$. In realtà dettagliati modelli di fotoionizzazione (e.g. Hamann et al. 2002) mostrano che la BLR è stratificata, con le regioni più interne più dense (con densità che superano $10^{12}\ cm^{-3}$) e le regioni più esterne meno dense (fino a $10^9\ cm^{-3}$).

Grazie a lunghi studi sulla variabilità delle righe di emissione, è stato osservato che il flusso delle righe larghe varia seguendo le variazioni del continuo ionizzante con un certo ritardo. Tale ritardo riflette il tempo impiegato dai fotoni ionizzanti per raggiungere le nubi della BLR, e può quindi essere espresso con $\Delta\tau \sim R_{BLR}/c$, dove R_{BLR} è la dimensione della BLR e c è la velocità della luce. Tale tecnica, detta "reverberation mapping", consente di misurare le dimensioni della BLR monitorando il ritardo della variazione del flusso delle righe laghe rispetto al continuo ionizzante. Tali studi hanno mostrato che il raggio della BLR varia da oggetto a oggetto: da pochi giorni luce a anni luce. Il risultato più interessante consiste comunque nel fatto che il raggio della BLR scala con la radice quadrata della luminosità del continuo, come illustrato in Figura 1.3 (Kaspi et al. 2005).

Gli studi di "reverberation mapping" mostrano che la BLR è situata molto

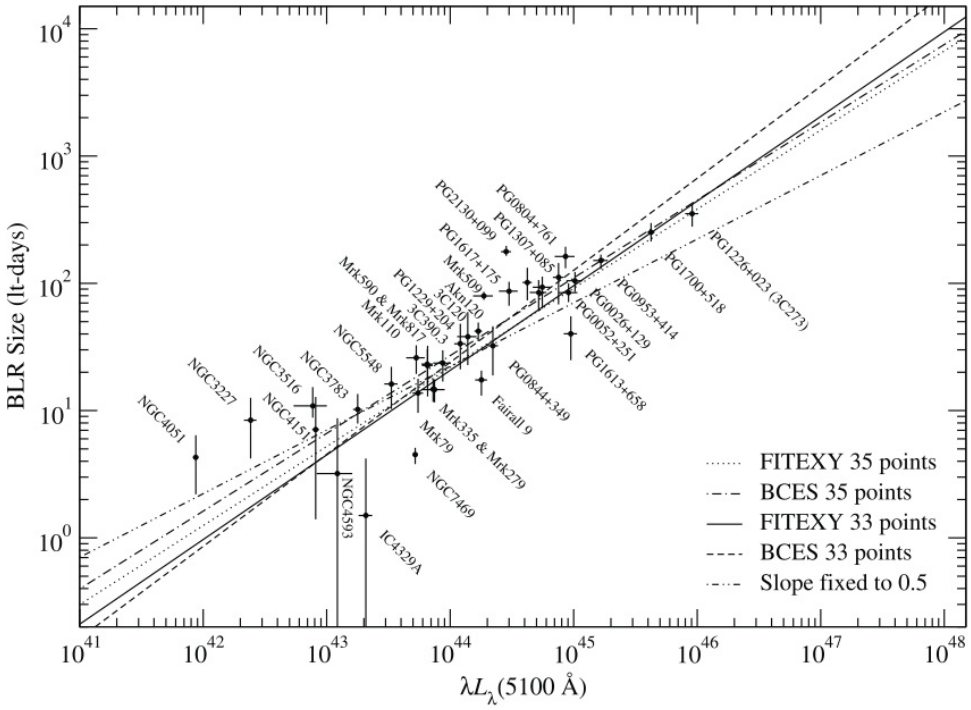


Figura 1.3: *Relazione fra raggio della BLR, dedotta da studi di reverberation mapping, e luminosità del continuo (Kaspi et al. 2005).*

vicino al BH e che quindi la larghezza delle righe è probabilmente associata alle alte velocità con cui le nubi si muovono nel potenziale gravitazionale delle nubi. Se si assume che le nubi siano virializzate nel potenziale gravitazionale del buco nero, allora vale la relazione:

$$M_{BH} = f \ \frac{V^2 \ R_{BLR}}{G} \tag{1.10}$$

dove f è una costante che dipende dalla geometria della BLR (e.g. distribuzione su disco, a simmetria sferica), V è la velocità media delle nubi della BLR misurata dalla FWHM delle righe. Sostituendo a R_{BLR} il valore ottenuto dal reverberation mapping (Fig.1.3), che dipende da $L^{1/2}$, si ottiene una relazione fra M_{BH}, larghezza delle righe, V e luminosità del continuo. Numerosi studi hanno cercato di calibrare al meglio tale relazione (e.g. Vestergaard et al. 2009, Shen et al. 2010). Una versione aggiornata di queste calibrazioni è stata ottenuta recentemente da Marconi et al. (2010) nella forma:

$$M_{BH} = 6.16 \times 10^6 \ \left(\frac{\lambda L_\lambda(5100)}{10^{44} \ erg \ s^{-1}}\right)^{0.5} \ \left(\frac{FHWM_{H\beta}}{10^3 \ km \ s^{-1}}\right)^2 \ M_\odot \tag{1.11}$$

dove $L_\lambda(5100)$ è la luminosità monocromatica del continuo a 5100Å.

1.3.4 La Narrow Line Region

La regione di emissione delle righe strette è detta "Narrow Line Region" (NLR). Anche le righe nella NLR sono principalmente interpretabili in termini di fotoionizzazione da parte della sorgente nucleare (anche se in questo caso un contributo alla ionizzazione da parte di shocks è possibile). Le righe strette sono osservate anche fra numerose transizioni proibite, indicando che le densità sono molto inferiori a quelle della BLR. In particolare, doppietti di righe, quali ad esempio [SII]6717,6731, il cui rapporto è sensibile alla densità del gas, consentono di misurare la densità del gas nella NLR con valori

tipicamente fra 10^3 e 10^5 cm^{-3}. In numerosi AGN la NLR è stata risolta angolarmente, specialmente grazie all'utilizzo di immagini ad alta risoluzione ottenute con HST (Hubble Space Telescope). Le dimensioni della NLR variano tipicamente fra poche centinaia di pc, negli AGN più deboli, a diversi kpc nei quasars.

Si deve notare che anche le galassie con formazione stellare sono caratterizzate da estese regioni di gas ionizzato che emettono righe strette. Per distinguere gli AGN di tipo 2 dalle galassie ionizzate da formazione stellare sono stati sviluppati diagrammi diagnostici che consentono di distiguere fra i due meccanismi di fotoionizzazione (Baldwin, Phillips & Terlevich 1981). Uno fra i maggiormente utilizzati è quello mostrato in Figura 1.4, in cui è riportato il rapporto [OIII]5007/Hβ in funzione di [NII]6584/Hα (Groves et al. 2006). I punti verdi sono galassie con formazione stellare e la variazione dei rapporti diagnostici lungo tale sequenza è principalmente dovuta a variazioni di metallicità. Nel caso di ionizzazione da parte di un AGN, l'elevato parametro di ionizzazione causa un forte aumento del rapporto [OIII]5007/Hβ. D'altra parte i raggi-X emessi dal nucleo attivo penetrano in profondità nelle nubi di gas creando estese regioni di ionizzazione parziale, dove righe quali il [NII]6584 vengono emesse con elevata luminosità, in contrasto con le regioni di formazione stellare nelle quali la regione di transizione è estremamente ridotta. Di conseguenza, galassie che ospitano un nucleo attivo (quali ad esempio le Seyferts) sono caratterizzate da rapporti [OIII]5007/Hβ e [NII]6584/Hα più elevati rispetto alle galassie con formazione stellare, come illustrato in Figura 1.4.

Le galassie LINER sono caratterizzate da un elevato rapporto [NII]6584/Hα rispetto alle galassie di Seyfert, qualche volta da un rapporto [OIII]5007/Hβ più basso (Figura 1.4). Lo scenario più accettato è che la gran parte di questi nuclei sono ionizzati da un continuo ricco di raggi X, come nel caso delle galassie di Seyfert, ma con un basso parametro di ionizzazione.

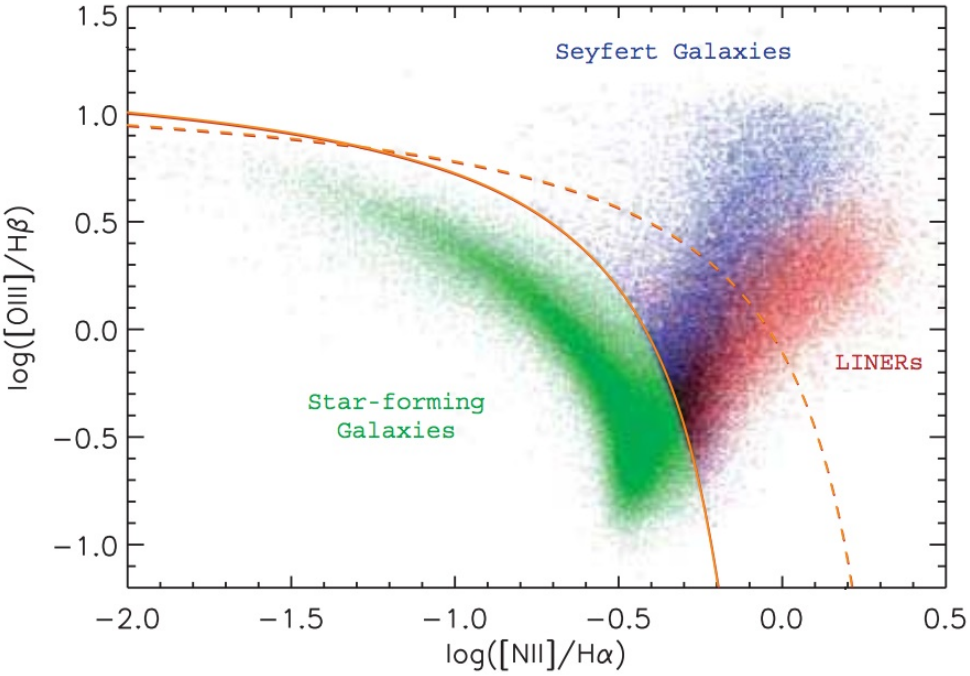


Figura 1.4: *Diagramma diagnostico [OIII]5007/Hβ in funzione di [NII]6584/Hα per galassie con emissione in riga, dalla Sloan Digital Sky Survey. La linea continua fornisce la divisione fra galassie dominate da formazione stellare (punti verdi) e galassie Seyfert (punti blu) e LINERs (punti rossi). Da Grooves et al. (2006).*

1.4 Il Modello Unificato

Il modello unificato rappresenta un tentativo che cerca comprendere le proprietà degli AGN, e le diverse classificazioni fenomenologiche, spiegando la diversità in relazione all'orientazione del sistema rispetto alla linea di vista. Il principio base di questo modello è che i diversi tipi di AGN appartengono alla stessa famiglia con simili proprietà intrinseche e che le differenze osservative sono solo dovute agli effetti di anisotropia e orientazione; quindi tutti gli AGN di un determinato gruppo, in una prospettiva unificata, hanno lo stesso motore centrale e la stessa potenza intrinseca relativa emessa nelle diverse bande spettrali.

Ci sono diversi tipi di modelli unificati che tentano di fornire una visione unificata di diverse classi di AGN (si veda Antonucci 1993 per una review). Uno dei modelli unificati più famosi, e di maggior rilievo per questa tesi, è quello relativo alle galassie di Seyfert o, più in generale, relativo all'unificazione dei tipi spettrali (ottici) 1 e 2. Secondo tale modello (Figura 1.5), nella sua versione più semplice, tutte le galassie di Seyfert sarebbero intrinsecamente identiche. Il motore centrale, come descritto in precedenza, è un buco nero col suo disco di accrescimento che emette radiazione ionizzante con una coda nei raggi X. Tale disco è circondato dalla BLR, su scale piccole, in genere inferiori al pc. La BLR e il disco di accrescimento sarebbero poi circondati da una struttura polverosa assi-simmetrica, presumibilmente con una forma "toroidale" delle dimensioni dell'ordine del pc. A seconda dell'orientamento della nostra linea di vista rispetto a tale struttura toroidale, il disco di accrescimento e la BLR possono essere visti direttamente (Sy1) o essere oscurati (Sy2). Lungo le sue direzioni polari la radiazione del disco di accrescimento può irradiare il gas nella galassia ospite e creare una NLR. Essendo quest'ultima distribuita su scale molto maggiori del toro oscurante, essa può essere rivelata indipendetemente dall'orientamento di quest'ultimo

e, in particolare, anche se questo oscura la regione nucleare, dando così luogo ad una classificazione di tipo Sy2.

La prima evidenza osservativa di tale modello unificato è stata ottenuta dall'osservazione spettropolarimetrica dello stereotipo delle Sy2 NGC1068 (Antonucci & Miller 1985). Anche se lo spettro di questo nucleo non mostra alcuna evidenza di righe larghe, il suo spettro polarizzato mostra la chiara evidenza di una componente larga dell'Hβ. L'interpretazione che ne è stata data è che una struttura toroidale distribuita su scale dell'ordine del pc oscuri la BLR e il disco di accrescimento lungo la nostra linea di vista. Tuttavia la radiazione della BLR viene riflessa nella nostra direzione da elettroni caldi che si trovano al di sopra del piano del toro oscurante. Tale radiazione riflessa è molto debole e totalmente diluita nello spettro della NLR e del resto della galassia; tuttavia, tale radiazione riflessa è altamente polarizzata e, per questo motivo, rivelabile più facilmente nello spettro polarizzato.

Tale modello ha avuto numerose conferme osservative. Ad esempio, è stato osservato che i nuclei di Sy2 (a differenza della maggior parte dei nuclei di Sy1) hanno uno spettro nei raggi X caratterizzato da un forte assorbimento fotoelettrico, con densità di colonna che vanno da $10^{22}\ cm^{-2}$ a oltre $10^{25}\ cm^{-2}$ (Risaliti et al. 1999), chiara evidenza di materiale gassoso lungo la linea di vista. Nelle bande infrarosse, dove l'assorbimento da polvere è ridotto, è stata rivelata una componente larga delle righe dell'idrogeno (e.g. Paβ e Brγ) in nuclei di Seyfert che nell'ottico non mostrano alcuna componente larga dell'Hβ né dell'Hα. Lo spettro continuo delle Sy1 (ma anche in diverse Sy2) mostra un forte eccesso di emissione attorno a 1-2μm, che cresce a lunghezze d'onda maggiori, che è interpretabile in termini di emissione di polvere molto calda, prossima alla temperatura di sublimazione, associata a grosse quantità di polvere nelle vicinanze del nucleo attivo. Recentemente tale emissione di polvere calda è stata risolta angolarmente su scale di qualche parsec grazie a osservazioni interferometriche, le quali hanno rivelato una struttura elongata,

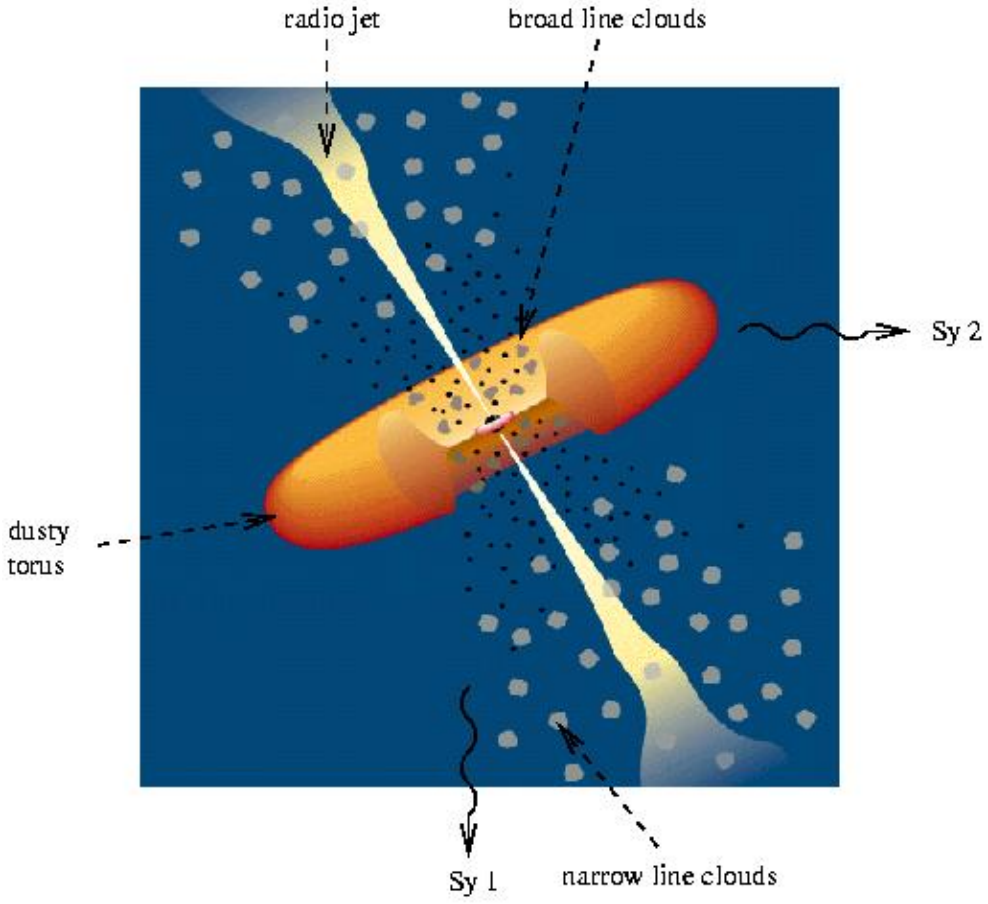


Figura 1.5: *Schema del modello unificato per gli AGN. Adattato da Urry & Padovani (1995).*

in direzione perpendicolare ai coni di ionizzazione della NLR (Raban et al. 2009); tali osservazioni vengono considerate fra le prime immagini dirette del toro oscurante.

Tale modello unificato ha anche diverse varianti. Ad esempio, si ritiene che le Seyfert di tipo intermedio 1.8 e 1.9, siano dovute ad assorbimento da parte di un mezzo meno denso, probabilmente associato alla galassia ospite, e non ad una struttura toroidale nucleare di gas denso. Varie osservazioni suggeriscono che la geometria del toro oscurante non sia la stessa per tutti gli AGN e, in particolare, che il fattore di copertura dipende dalla luminosità (come verrà illustrato con maggior dettaglio in seguito). La stessa struttura toroidale è stata ripetutamente messa in discussione. I modelli più recenti mostrano che una struttura omogenea del toro non fornirebbe la necessaria stabilità dinamica e riproduce difficilmente alcune proprietà osservate negli spettri infrarossi. Una struttura composta di piccole nubi, statisticamente distribuite preferenzialmente su di un asse equatoriale, costituisce un modello fisicamente più plausibile e che consente di riprodurre meglio le proprietà osservate (Nenkova et al. 2002).

Accenniamo infine che modelli unificati sono stati proposti anche per le classi di AGN radio loud. In tale contesto un ruolo fondamentale è giocato dall'orientazione della linea di vista rispetto ai getti radio. Nel caso che il getto abbia una direzione prossima alla linea di vista, il moto quasi relativistico degli elettroni nel getto dà luogo a effetti di boosting relativistico, i quali rendono la sorgente apparentemente molto compatta, con variazioni repentine di intensità. In questo contesto sono spiegabili le differenze fra le radiogalassie estese e i quasar radio loud a spettro piatto e i blazars. Nel contesto di questa tesi non discutiamo ulteriormente i modelli di unificazione degli AGN radio loud, che sono altamente complessi e che esulano dagli scopi della stessa tesi.

1.5 La relazione fra la massa del buco nero e la galassia ospite

Studi basati sulla dinamica dei nuclei galattici hanno rivelato la presenza, in uno spazio molto compatto, di grandi concentrazioni di massa oscura ($10^6 - 10^9 M_\odot$). Uno dei migliori studi in questo contesto è il centro della nostra Galassia, dove una massa oscura pari a $\sim 3.7 \times 10^6 M_\odot$ è contenuta all'interno di un raggio più piccolo di ~ 0.001 *pc* (Genzel et al., 2000; Ghez et al., 2005). Nessun oggetto, o sistema di oggetti con un tempo di vita superiori a quelli osservativi, se non un buco nero supermassiccio (SMBH), potrebbe avere una concentrazione di massa così elevata. Sebbene misure così stringenti si siano potute ottenere solo nel centro della nostra Galassia, altre misure basate su osservazioni ad altissima risoluzione angolare (milli-arcsec), utilizzando tecniche interferometriche VLBI (Very Long Baseline Interferometry), hanno fornito diverse altre evidenze di elevatissime concentrazioni di massa oscura nei nuclei di altre galassie (e.g. Greenhill et al. 1995, 1996, 1997). Nei recenti anni è stato accettato dalla comunità scientifica, che la maggior parte delle galassie, se non tutte, ospitano nel loro centro un SMBH. Dato che la maggior parte di questi buchi neri sono quiescenti, o debolmente attivi, essi devono aver accresciuto gran parte della loro massa nel passato, principalmente durante fasi di quasar ad alto redshift, come vedremo meglio nella sezione successiva.

In questo contesto, uno dei risultati più importanti degli ultimi dieci anni è stata la scoperta di una stretta correlazione fra la massa del buco nero e le proprietà dello sferoide della galassia ospite (ovvero il bulge nel caso di galassie a spirale o l'intera galassia nel caso di ellittiche). In particolare è stato ottenuto che la massa del buco nero correla linearmente (o quasi) con la luminosità del bulge, specialmente se quest'ultima è misurata nelle bande infrarosse, con la dispersione di velocità delle stelle e con la massa stellare del

bulge (Kormendy & Richstone 1995, Ferrarese & Merritt 2000, Gebhardt et al. 2000, Marconi & Hunt 2003). La Figura 1.6 mostra la relazione fra M_{BH} e massa stellare del bulge (Marconi & Hunt 2003). Quest'ultima relazione è stata rivista recentemente da Sani et al. (2010), i quali ottengono la seguente relazione

$$\log M_{BH} = 8.21 + 0.71\ (\log\left(M_{star}/M_{\odot}\right)) - 11) \tag{1.12}$$

Tale relazione implica che, nell'intervallo di masse tipicamente osservato, la massa del BH è un millesimo della massa stellare del bulge.
La dipersione degli oggetti attorno a queste correlazioni è relativamente piccola, dell'ordine di 0.3 dex in log M_{BH}. Una correlazione così stretta fra la massa del buco nero e la massa dello sferoide della galassia ospite implica che nel passato ci sia stato un legame molto stretto fra l'evoluzione della galassia e l'accrescimento dei buchi neri al loro interno. Numerosi modelli sono stati sviluppati per spiegare tale relazione (Granato et al. 2004, Di Matteo et al. 2005, Menci et al. 2006, Marulli et al. 2008, Hopkins et al. 2006, Volonteri & Natarajan 2009). Uno degli scenari maggiormente proposti è che le principali fasi di co-evoluzione avvengano durante episodi di merging. In queste fasi il gas viene destabilizzato in conseguenza delle forze mareali e, perdendo momento angolare, viene convogliato nelle regioni centrali. Parte di tale gas produce stelle ad alto tasso, ovvero in un evento di tipo "starburst". Parte del gas raggiunge il nucleo dove alimenta il buco nero dando luogo ad un'attività di tipo quasar o, più in generale, AGN. Se il merging (o interazione) fra galassie è principalmente responsabile della co-evoluzione di galassie e buchi neri, è anche necessario un meccanismo che blocchi simultaneamente formazione stellare e accrescimento sul buco nero. Tale meccanismo, nei modelli, è identificato con il "feedback" negativo da parte del quasar. Ovvero, quando la luminosità del buco nero in accrescimento è sufficientemente elevata, la pressione di radiazione da esso esercitata sulla polvere e sul gas nella galassia ospite genera un potente vento che riscalda ed espelle il gas

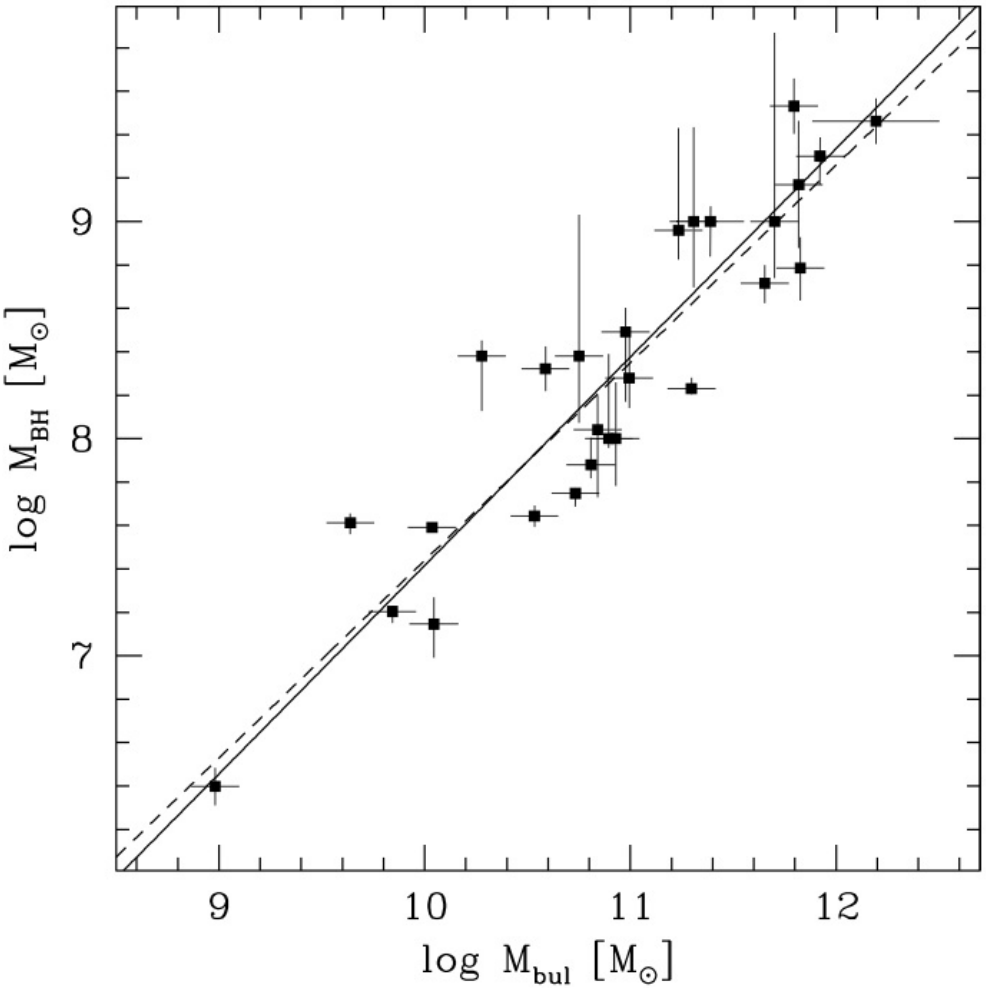


Figura 1.6: *Relazione fra massa del buco nero e massa stellare del bulge della galassia ospite. Da Marconi & Hunt (2003).*

dell'intera galassia. Questo porta ad una soppressione della formazione stellare e dello stesso accrescimento sul buco nero. Il dettaglio con cui questi diversi meccanismi operano dipende da modello a modello. Comunque, un aspetto interessante è che ogni modello prevede una differente evoluzione della relazione $M_{BH} - M_{bulge}$ attraverso le epoche cosmiche. Quindi l'indagine del rapporto M_{BH}/M_{bulge} ad alti redshift fornisce un potente strumento per discernere la validità dei diversi modelli teorici.

1.5.1 Evoluzione degli AGN e la sintesi del fondo cosmico in banda X

Per descrivere la popolazione di una determinata classe di sorgenti si utilizza la funzione di luminosità, definita come la distribuzione della densità di sorgenti in funzione, appunto, della loro luminosità (in una data banda o bolometrica). I primi studi sull'evoluzione degli AGN risalgono allo studio di campioni di sorgenti selezionate in banda ottica tramite il loro spettro più blu rispetto alle stelle (metodo UVX; e.g. Schmidt & Green 1983). Molto presto ci si rese conto che la funzione di luminosità è ben rappresentata da una doppia legge di potenza e l'evoluzione di questa classe di sorgenti è molto rapida: di circa un fattore 10 da $z = 0$ a $z \sim 2$. La prima approsimazione soddisfacente dell'evoluzione nell'ottico degli AGN è quella di una Pure Luminosity Evolution (PLE), dove la luminosità degli AGN aumenta con z secondo $(1+z)^K$, con $K \sim 3.2$ (Boyle et al. 1988; si veda Croom et al. (2004) per una misura più aggiornata).

Queste misure avevano due problemi sostanziali: 1) la selezione dei campioni con il metodo UVX è limitata alla sola popolazione degli AGN1 (i.e. non assorbiti); 2) il metodo UVX non funziona ad alti redshifts ($z > 2.2$). A $z > 2.2$, attraverso l'uso di tecniche di selezione multicolore, risulta invece che la densità di AGN1 rimane costante fino a $z \sim 3$ per poi declinare a

redshifts più alti (Schmidt, Schneider & Gunn 1995, Fan et al. 2001, 2004, Richards et al. 2006). Analoghi (anche se leggermente discrepanti) risultati vennero trovati anche attraverso lo studio di campioni ricavati da satelliti operanti nella banda soft-X quali Einstein (e.g. Della Ceca et al. 1992) e ROSAT (Miyaji, Hasinger & Schmidt 2000).

Ad alti redshift, recentemente, Brusa et al. (2009), hanno confermato le misure già emerse nell'ottico del declino di un fattore circa 10 della densità di AGN tra $z \sim 3$ e $z \sim 5$.

A partire dalla fine degli anni '80 aveva iniziato a farsi strada l'ipotesi che la gran parte della emissione extragalattica osservata nei raggi X (0.1-500 keV) fosse dovuta alla somma dei contributi di tutti gli AGN in attività durante la vita dell'Universo. I modelli che riuscivano così a spiegare la formazione di questo fondo cosmico, prevedevano però l'esistenza di una rilevante popolazione di oggetti assorbiti nella banda X alle basse energie (AGN2). Una popolazione, questa, di circa un fattore 5 più numerosa di quella degli AGN1 e i cui spettri nella banda X venivano assorbiti da densità colonnari aventi valori fino a 10^{24} cm^{-2} (Compton thin), o anche più (Compton thick; Setti & Woltjer 1989; Matt & Fabian 1994; Madau, Ghisellini & Fabian 1994; Gilli et al. 1999; Pompilio, La Franca & Matt 2000; Treister & Urry 2005; Gilli, Comastri & Hasinger 2007). Questa popolazione di AGN assorbiti (AGN2) fino agli anni 2000 era stata osservata solo localmente, ed ipotizzata a redshift più elevati.

Solo nell'ultima decade, attraverso l'avvento di una nuova classe di telescopi operanti nella banda X dura (>2 keV) è stato possibile acquisire una visione di insieme del comportamento evolutivo degli AGN. Le osservazioni in banda X dura costituiscono infatti un metodo molto efficace per studiare la storia evolutiva degli AGN. Con l'entrata in funzione dei telescopi XMM-Newton e Chandra, i quali hanno risoluzioni angolari di qualche secondo d'arco, è diventato possibile identificare, molto più facilmente che nelle altre bande,

le galassie ospitanti un AGN (sia di tipo 1, non assorbiti, che di tipo 2, e dunque assorbiti).

Come ipotizzato, la popolazione degli AGN risulta composta da AGN1 e AGN2 la cui somma dei contributi spettrali riesce in discreta approssimazione a giustificare l'esistenza del fondo X. Una misura molto chiara a riguardo l'ha fornita il lavoro di Ueda et al. (2003). Da questo e da successivi lavori (e.g. La Franca et al. 2005) emerge chiaramente come anche per gli AGN, come per le galassie, l'evoluzione mostri il cosiddetto down-sizing, ovverossia che gli oggetti più luminosi e massivi raggiungono il massimo della loro densità a redshift maggiori rispetto a quanto non facciano gli AGN meno luminosi. Questo tipo di evoluzione viene ben rappresentato analiticamente da una Luminosity Dependent Density Evolution (LDDE; Figura 1.7).

Un comportamento, questo, che recentemente risulta emergere anche in banda ottica (e.g. Bongiorno et al. 2010). Secondo questi lavori risulta inoltre che la frazione di AGN assorbiti diminuisca all'aumentare delle luminosità intrinseca (i.e. corretta per l'assorbimento; vedere Lawrence & Elvis 1982). In questo ambito risulta invece ancora un po' controverso il risultato di La Franca et al. (2005) secondo cui la frazione di AGN assorbiti aumenti con il redshift (vedere anche Silverman et al. 2008; Della Ceca et al. 2008; Ebrero et al. 2009; Yencho et al. 2009; Aird et al. 2010). Infatti, per esempio, Gilli et al. (2007) sostengono che la forma spettrale del fondo cosmico non richiede la presenza di un aumento della frazione di AGN assorbiti con il redshift (Figura 1.8).

In ogni caso, non tutto il fondo cosmico è ancora stato risolto (Worsley et al. 2005). Specialmente ad energie maggiori di 8 keV, una grossa frazione ($\sim 50\%$) degli AGN che si ipotizza esistano secondo i modelli di sintesi (i quali sono in larga parte assorbiti) non sono ancora stati identificati. Ed esistono dunque ancora molti margini di incertezza, di degenerazione, fra i parametri, cioè fra le varie soluzioni che riescano a riprodurre contempora-

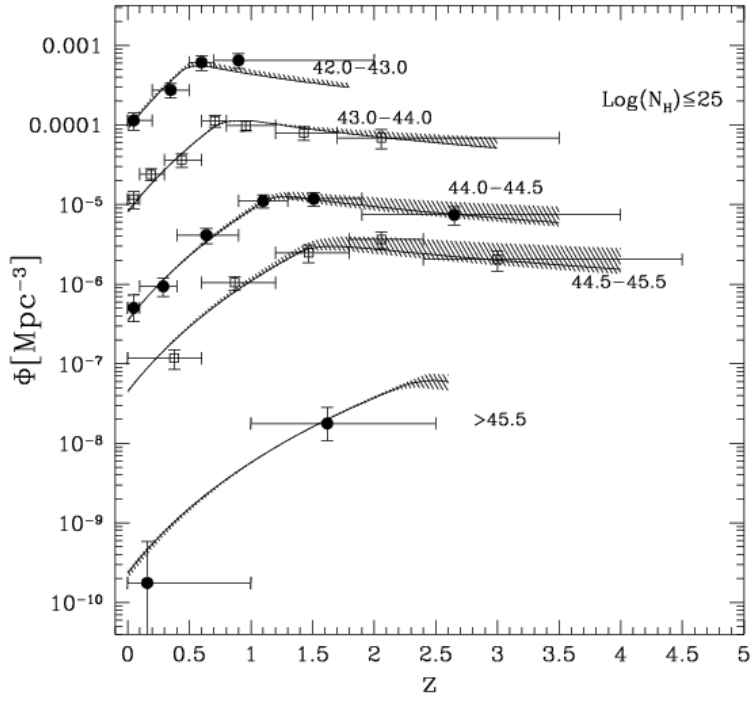


Figura 1.7: *Densità comovente degli AGN in funzione del redshift per varie classi logaritmiche di luminosità, espresse in erg/s (da La Franca et al. 2005).*

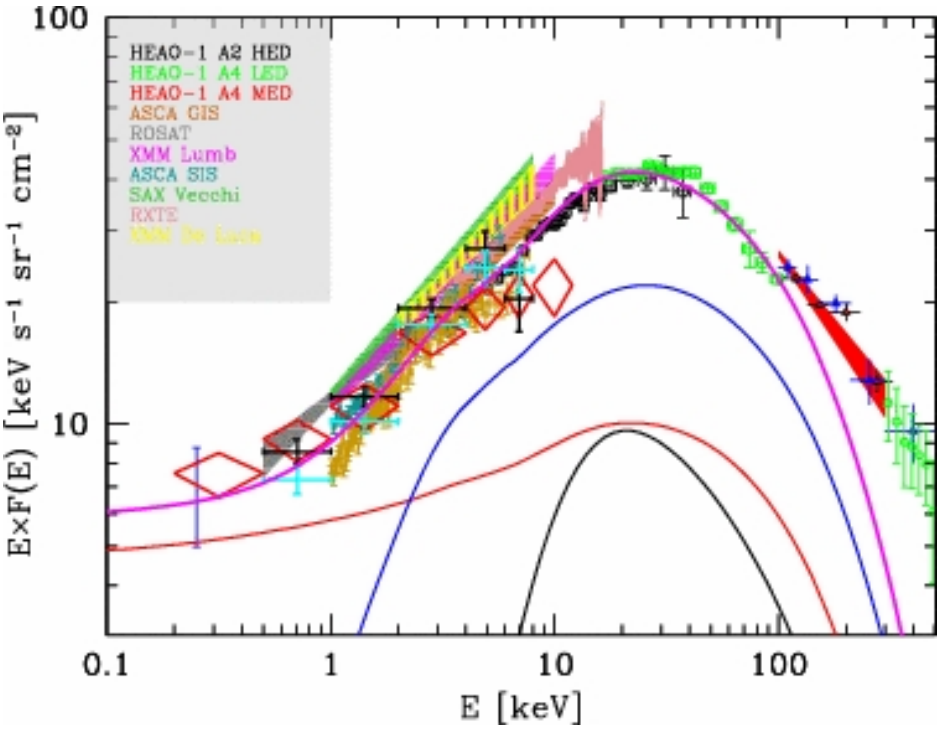


Figura 1.8: *Spettro della radiazione di fondo X come misurato da vari esperimenti (elencati nella legenda) e contributo degli AGN divisi in varie classi di assorbimento: non assorbiti (curca rossa), Compton thin (curva blu), Compton thick (curva nera). Il contributo totale è mostrato dalla curva viola (da Gilli et al. 2007).*

neamente, sia la parte già osservata della funzione di luminosità nelle varie bande, che il fondo cosmico X. Una degenerazione che potrà essere eliminata, probabilmente, solo quando saranno disponibili nuovi telescopi in banda X, che riescano ad aumentare significativamente l'identificazione delle sorgenti responsabili della radiazione di fondo X.

Capitolo 2

Contesto e motivazioni della tesi

2.1 Le survey cosmologiche nei raggi X duri

Come discusso nel precedente capitolo, secondo i modelli, la radiazione di fondo cosmico nei raggi X (XRB) fornisce una misura dell'accrescimento sui buchi neri nelle galassie, integrato attraverso le epoche cosmiche. Uno dei principali obiettivi delle survey nei raggi X è quello di risolvere ed identificare le diverse popolazioni di AGN e galassie responsabili per l'emissione del XRB. Particolarmente importanti sono state le estese survey nei raggi X duri, specialmente quelle effettuate recentemente con i satelliti Chandra e XMM-Newton, che hanno consentito di identificare AGN oscurati (sebbene in genere Compton thin ($N_H < 10^{24}$ cm^{-2})). Tali AGN oscurati dovrebbero, secondo i modelli di XRB, essere responsabili della distribuzione spettrale particolarmente "dura" del fondo X.

Un'estesa review sulle survey extragalattiche è fornita da Brandt & Hasinger (2005). La Figura 2.1 mostra la profondità raggiunta da diverse surveys nei raggi-X in funzione dell'angolo solido coperto da ciascuna di esse, limi-

tatamente alla banda "soft" $0.5 - 2\ keV$, compilata da Brandt & Hasinger (2005). Sebbene ulteriori surveys siano state effettuate dalla pubblicazione di tale review (una lista aggiornata di tutte le surveys effettuate con Chandra e XMM è disponibile al sito http://cxc.harvard.edu/xraysurveys/), la Figura 2.1 consente di avere un'idea delle caratteristiche generali di gran parte delle surveys. Le survey si possono dividere in due classi principali. 1) survey profonde "pencil beam", le quali raggiungono una sensibilità estremamente elevata su un campo di vista molto ristretto (in genere dato dal campo di vista del telescopio utilizzato). Queste surveys sono finalizzate principalmente a indentificare le sorgenti più deboli osservabili ad alto redshift e a risolvere l'emissione del fondo X in sorgenti individuali. 2) Survey poco profonde su una grande area. Tali surveys sono finalizzate principalmente alla rivelazione di oggetti rari, quali ad esempio oggetti di alta luminosità, come pure allo studio di strutture su larga scala.

Le survey attuali, principalmente con Chandra e XMM, hanno risolto in sorgenti individuali circa il 90% del fondo cosmico nella banda soft (0.5-2 keV), mentre circa 80-90% del fondo è stato risolto nella banda 2-6 keV e 50-70% nella banda 6-10 keV. Tuttavia, specialmente nelle bande più dura l'esatta frazione di XRB risolto è soggetta a grosse incertezze principalmente dovute alla incerta normalizzazione dello stesso XRB. Survey multibanda hanno effettivamente mostrato che la gran parte (>70%) delle sorgenti rivelate da Chandra e XMM sono constituite da AGN, come previsto dai modelli di XRB.

Uno degli obiettivi più importanti delle surveys a grande campo nei raggi X duri (banda $2 - 10\ keV$) è quello di identificare e caratterizzare la popolazione di quasar assorbiti ad alto redshift. Sebbene la frazione di questi oggetti sembra aumentare ad alto redshift, la loro identificazione ha richiesto, e richiede tuttora, notevoli sforzi osservativi. Infatti la loro elevata luminosità ($L_{2-10keV} > 10^{44}$ erg s^{-1}) implica che questi oggetti siano abbastanza rari (la

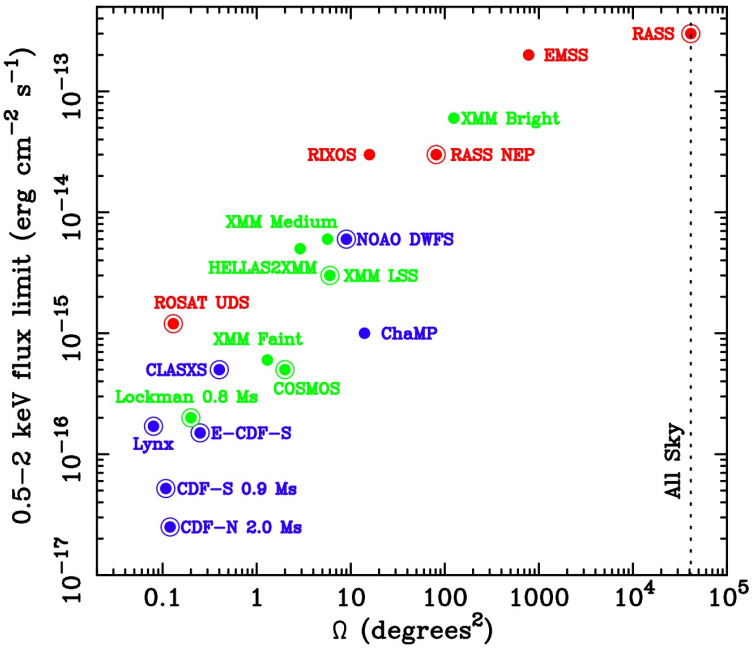


Figura 2.1: *Distribuzione delle Survey extragalattiche effettuate con Chandra (blu) e XMM-Newton (verde), precedenti missioni (magenta) nell'intervallo 0.5-2 keV flusso limite vs plano di angolo solido. I cerchietti col punto sono le indagine congiunte. La linea verticale mostra l'angolo solido di tutto il cielo.(Brandt & Hasinger 2005)*

funzione di luminosità "crolla" rapidamente a queste luminosità) e quindi la loro rivelazione richiede l'osservazione di ampie aree di cielo. Come già accennato, l'assorbimento da parte di gas lungo la linea di vista ($N_H > 10^{22}$ cm^{-2}) implica che questi oggetti siano spesso assorbiti nella banda soft ($0.5-2$ keV) dove gli osservatori X sono più sensibili, richiedendo osservazioni profonde nella banda hard (2-10 keV), generalmente meno sensibile e quindi più onerosa in termini di tempo osservativo. L'identificazione ottica di questi oggetti (necessaria per la determinazione del redshift e per la loro caratterizzazione) è molto più difficile che non nel caso dei quasar di tipo 1, in quanto l'assorbimento da polvere rende la radiazione ottica-UV molto debole. Nonostante questi problemi osservativi, numerose attività e progetti osservativi sono stati intrapresi per la rivelazione dei quasar assorbiti ad alto redshift, in quanto la loro identificazione e caratterizzazione fornisce un importante verifica ai modelli teorici di co-evoluzione fra galassie e buchi neri. Infatti, secondo molti modelli, i quasar oscurati dovrebbero rappresentare la fase evolutiva cruciale immediatamente antecedente a quella in cui il feedback generato dallo stesso quasar espelle il gas nella galassia ospite.

Due importanti surveys che hanno contribuito a questo tipo di ricerca sono state la survey HELLAS-2XMM e la survey XMM su ELAIS S1. Queste sono le due surveys dalle quali abbiamo estratto gli oggetti studiati in questa tesi e quindi verranno discusse con maggior dettaglio nelle seguenti sottosezioni.

2.1.1 La Survey HELLAS-2XMM

La High Energy Large Area Survey XMM-Newton (HELLAS-2XMM) originariamente fu concepita come l'estenzione naturale della survey HELLAS con *BeppoSAX* (Fiore et al. 1998). La strategia consiste nello sfruttare diversi puntamenti eseguiti durante le osservazioni $XMM-Newton$, quindi raccogliendo dati su un'estesa area di cielo (sebbene non contigua) per rive-

lare sorgenti serendipite. HELLAS-2XMM ha rivelato 232 sorgenti di raggi X sfruttando oltre 10 campi di XMM-Newton ($\sim 1.4\ deg^2$) in un intervallo di flusso di 10^{-15} - $10^{-13}\ erg\ cm^{-2}\ s^{-1}$. La controparte ottica è stata identificata per 214 sorgenti (Fiore et al. 2003; Cocchia et al. 2007). Per gran parte di questi oggetti sono stati ottenuti spettri ottici ad alto rapporto segnale-rumore che hanno consentito di derivare il redshift delle sorgenti. Diverse sorgenti hanno anche dati nel vicino e medio infrarosso, ottenuti tramite osservazioni da terra e con il satellite Spitzer. L'analisi e l'interpretazione dei dati multi banda (radio, infrarossi, ottici e raggi X) sono presentati in diverse pubblicazioni (Comastri et al. 2002; Brusa et al. 2003; Mignoli et al. 2004; Perola et al. 2004; La Franca et al. 2005; Maiolino et al. 2006; Pozzi et al. 2007, 2010; Sarria et al. 2010)

2.1.2 La Survey ELAIS S1

Questo campo fa parte della European Large Area ISO Survey (ELAIS; Rowan-Robinson et al. (1999), Oliver et al. (2000)). ELAIS è il più ampio progetto open-time eseguito con ISO (Infrared Space Observatory), che consiste nell'osservazione di un'area di $\sim 12\ deg^2$ divisa in 4 campi con ISOCAM (Cesarsky et al., 1996) and ISOPHOT (Lemke et al., 1996). Il campo ELAIS-S1, centrato a RA=$00^h\ 24^m$ e DEC= -43^0 28' , copre un'area di circa 4 deg^2 nell'emisfero sud ed include il minimo di emissione Galattica a $100\mu m$; è stato osservato nel MIR (2.5-5.5 e 4-18μm) da ISOCAM. Nell'ottico sono state effettuate sia immagini nelle bande B, V, R, I e z, che osservazioni spettroscopiche *multi-object* (Berta et al., 2006, Feruglio et al. 2008, Sacchi et al. 2009). ELAIS-S1 è, inoltre, uno dei campi sud dello Spitzer Legacy Program SWIRE (Spitzer Wide-area InfraRed Extragalactic survey; Lonsdale et al. (2003)) che consiste in osservazioni nei quattro canali IRAC a 3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm e nei 3 canali MIPS a 24, 70 e 160 μm.

Una survey nei raggi X è stata eseguita da Puccetti et al. (2006) con $XMM-Newton$. Le osservazioni di $XMM-Newton$ coprono un'area contigua di 0.6 deg^2 nel campo ELAIS-S1 per un tempo totale di 400 ks, fino ad un flusso limite di circa 2.5 $\times 10^{-15} erg\ s^{-1}\ cm^{-2}$ nella banda 2-10 keV e 5 $\times 10^{-15} erg\ s^{-1}\ cm^{-2}$ in quella 0.5-2 keV. In totale sono state individuate 478 sorgenti (Puccetti et al. 2006). Quest'area è stata successivamente osservata anche con Chandra con lo scopo di ottenere coordinate più precise delle sorgenti individuate da XMM, grazie al Point Spread Function (PSF) molto migliore ($\sim 1''$), che consente di rimuovere ambiguità nell'identificazione delle sorgenti (Feruglio et al. 2008). Osservazioni spettroscopiche multi-object (sia al telescopio 3.6m che al VLT dell'ESO) delle controparti ottiche delle sorgenti X hanno consentito di identificare il redshift spettroscopico di 237 sorgenti (circa il 50% del campione), fino ad una magnitudine limite ottica R=24.

2.1.3 Sorgenti ad alto rapporto X/O ed EROs

Dato che le osservazioni spettroscopiche sono molto dispendiose in termini di tempo osservativo, è spesso utile pre-selezionare le sorgenti utilizzando le informazioni disponibili dai dati fotometrici. Nel caso degli AGN un interessante, seppur grezzo, mezzo per ottenere una classificazione di massima è dato dal rapporto fra flusso nei raggi X e flusso nell'ottico (Maccacaro et al. 1988). Tale rapporto (X/O) è definito come:

$$X/O = \log \frac{f_X}{f_R} = \log f_X + C + \frac{R}{2.5} \tag{2.1}$$

dove f_X è il flusso X (in unità di erg cm^{-2} s^{-1}) nella banda 2-10 keV, f_R è il flusso in banda R ricavato dalla conversione della magnitudine in banda R in flusso monocromatico (a $\lambda = 6500$Å), moltiplicando per l'ampiezza del filtro R (Zombeck 1990), C è una costante che dipende dalle caratteristiche del filtro usato nelle osservazioni ottiche. Mentre le galassie quiescenti o dominate

da formazione stellare hanno $X/O < -1$, la gran parte di AGN e quasar locali non oscurati (di tipo 1) sono caratterizzati da $-1 < X/O < 1$, cosa che riflette semplicemente la distribuzione di energia spettrale tipica di questa classe di oggetti (Elvis et al. 1994). La maggior parte degli AGN identificati spettroscopicamente nelle precedenti surveys nei raggi X *soft* (ROSAT, Hasinger et al. 1998, Lehmann et al. 2001; ASCA, Akiyama et al. 2000), sono caratterizzate da $-1 < X/O < 1$, suggerendo che si tratta di AGN non oscurati. L'identificazione ottica di questi oggetti ha mostrato che effettivamente la gran parte di essi sono AGN e quasar di tipo 1. L'identificazione delle sorgenti *soft* dalle survey più recenti con Chandra e XMM hanno confermato questa tendenza a flussi più deboli, ma mostrano anche una grande dispersione attorno al valor medio.

Le survey nei raggi X *hard* hanno però rivelato una consistente frazione di oggetti con X/O>1 (Figura 2.2). Essendo deboli nelle bande ottiche queste sorgenti sono state identificate spettroscopicamente con maggiore difficoltà, in quanto spesso hanno una magnitudine ottica inferiore a R$\sim$25, che è approssimativamente il limite per le identificazioni spettroscopiche con telescopi di classe 8-10m. In questo contesto le survey *shallow*, ma su grande campo, come HELLAS-2XMM e ELAIS S1, offrono l'opportunità di identificare e studiare meglio questo tipo di oggetti. Infatti, essendo il flusso limite nella banda X relativamente alto, anche oggetti con alto rapporto X/O possono avere flussi ottici relativamente brillanti (R<24) ed accessibili per l'identificazione spettroscopica. Studi di questo tipo sono stati effettuati (Fiore et al. 2003, Feruglio et al. 2008) e hanno rivelato che diversi di questi oggetti ad alto X/O sono AGN oscurati ad alto redshift (z>1), spesso con luminosità tipiche di QSO. La spiegazione di tale risultato è abbastanza semplice. L'assorbimento da polvere rende la luminosità osservata nell'ottico più debole, mentre l'assorbimento da parte del gas nei raggi X è modesto nella banda *hard*, almeno per AGN Compton thin. L'alto redshift aumenta ulterioremen-

te il rapporto X/O osservato; infatti, lo spettro ottico di un AGN (o galassia) arrossata ha una correzione K positiva (ovvero a redshift elevati l'emissione ottica osservata diventa sempre più debole perché, oltre al *dimming* cosmologico, si campionano bande maggiormente assorbite da polvere) mentre lo spettro X di un AGN assorbito ha una correzione K negativa (ovvero ad alti redshift si campionano parti dello spettro a energie superiori al cutoff dovuto all'effetto fotoelettrico e quindi più luminose nella banda osservata). Questi effetti mostrano come una selezione di oggetti ad alto X/O favoriscano l'identificazione di AGN assorbiti ad alto redshift. Nel caso di *surveys shallow* (come HELLAS-2XMM e ELAIS S1) un alto flusso ad alto redshift si traduce in elevata luminosità, ovvero l'identificazione di quasar assorbiti ad alto redshift, come effettivamente dedotto dalle identificazioni spettroscopiche di diverse sorgenti con X/O>1 nelle surveys HELLAS-2XMM e ELAIS S1 (Fiore et al. 2003, Feruglio et al. 2008). Seguendo il ragionamento discusso sopra, ci si aspetta che l'efficacia di tale strategia aumenti andando a selezionare galassie con X/O sempre più elevato. Tuttavia, quando si selezionano sorgenti con rapporto fra flusso X e flusso ottico molto elevato (e.g. X/O>10) questo implica che la controparte ottica è ancora più debole, rendendo spesso molto difficile l'identificazione spettroscopica.

Le sorgenti ad alto rapporto X/O tendono ad avere colori ottico-infrarossi molto rossi, ovvero sono deboli nell'ottico, ma hanno flussi nel vicino infrarosso relativalmente brillanti. In particolare, diverse sorgenti sono caratterizzate da un colore $R - K > 5$ (Hasinger et al. 2002, Mignoli et al. 2004), ovvero fanno parte della cosiddetta categoria degli *Extemely Red Objects* (EROs, Elston et al. 1988). Tali oggetti hanno colori consistenti con quelli di galassie vecchie a z>1, ma anche con i colori di galassie con formazione stellare ad alto redshift (Simpson et al. 2006). Studi spettroscopici hanno mostrato che, nella gran parte dei campioni di EROs, circa la metà di essi è costituita da galassie vecchie a z>1, mentre l'altra metà è costituita da galassie con

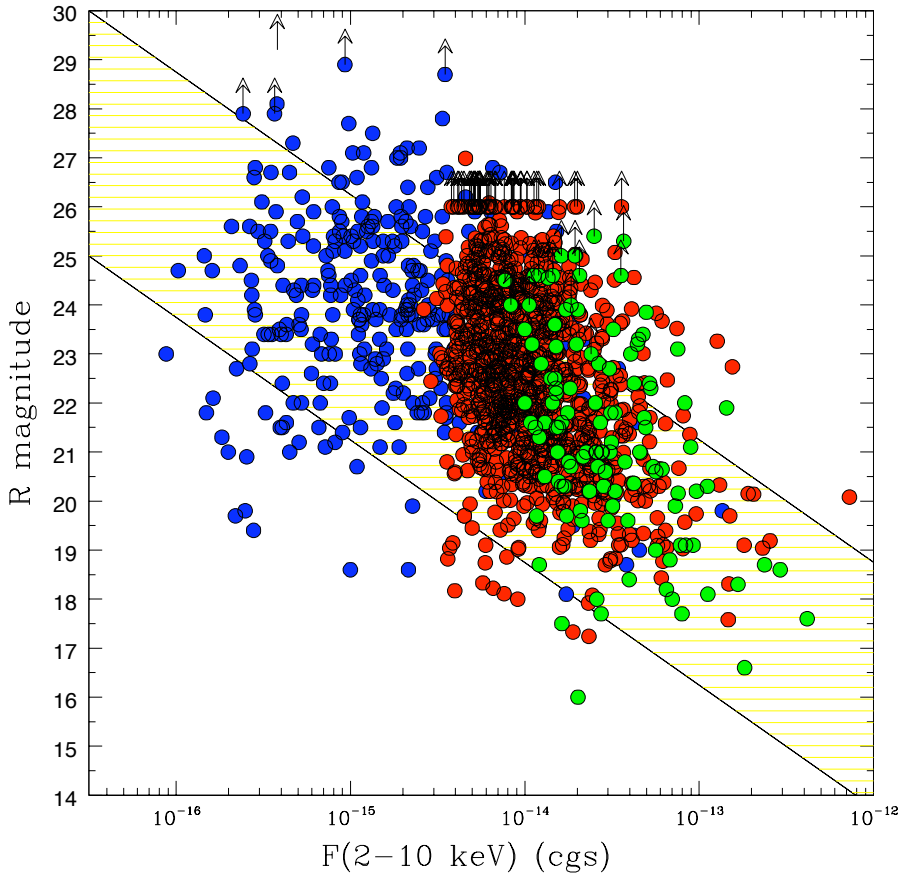


Figura 2.2: *Magnitudine R in funzione del flusso X nella banda 2-10keV per sorgenti selezionate in questa banda nelle surveys HELLAS-2XMM (verde), XMM-COSMOS (rosso), CDFN e CDFS (blu). L'area tratteggiata delimita la zona caratterizzata da* $\log(f_X/f_R) = X/O = 0 \pm 1$, *corrispondente ai valori tipicamente osservati in AGN non oscurati nell'universo locale. (Brusa et al. 2010).*

formazione stellare ad alto redshift. Sebbene AGN oscurati ad alto redshift tendano ad avere colori molto rossi, il viceversa non è necessariamente vero: solo circa il 5% della popolazione EROs è rivelata nei raggi X ad un livello tale da suggerire la presenza di AGN oscurato (Brusa et al. 2005, Campisi et al. 2009).

In ogni caso, il fatto che la controparte ottica/IR di una sorgente X abbia colori molto rossi (EROs) è un ulteriore indizio del fatto che la sorgente sia ad alto redshift, ovvero del fatto che l'AGN sia completamente oscurato nell'ottico e che l'emissione ottica/near-IR sia dominata da una galassia ospite vecchia, oppure starbursting ma arrossata, ad alto redshift.

Se combinati assieme, i criteri di selezione X/O>1 e controparte EROs (ovvero R–K>5), applicati alle *surveys shallow and wide*, dovrebbero essere molto efficaci nell'identificare quasar oscurati ad alto redshift. L'efficacia di tale strategia è stata verificata tramite alcuni "programmi pilota". Mignoli et al. (2004) hanno ottenuto immagini nel vicino infrarosso di un campione di 11 sorgenti X dalla survey HELLAS-2XMM caratterizzate da un rapporto fra flusso X e flusso ottico molto elevato: (X/O>10). Anche se deboli nell'ottico (R>24), tali sorgenti risultano essere relativalmente brillanti in banda K, con colori $5 < R - K < 7.4$. Le immagini in banda K di tali oggetti, seppur *"seeing limited"*, sono chiaramente risolte, e nella maggior parte dei casi mostrano un profilo tipico di galassie ellittiche. Tale risultato fornisce ulteriore conferma del fatto che in questa classe di AGN il continuo del nucleo attivo è totalmente oscurato nelle bande ottiche e nel vicino infrarosso, e che queste ultime sono dominate dalla galassia ospite. Sebbene il debole flusso osservato nelle bande ottiche non consentano di identificare questi oggetti spettroscopicamente, le loro magnitudini infrarosse sono relativamente brillanti, suggerendo che la spettroscopia infrarossa possa essere un metodo efficace per determinare il redshift di queste sorgenti. Un primo tentativo di spettroscopia infrarossa di queste sorgenti è stato effettuato da Maiolino et

al. (2006), osservando due di queste sorgenti con lo spettrometro ISAAC al VLT. Tali osservazioni hanno consentito di identificare le principali righe di emissione ottiche (Hα, [NII], Hβ, [OIII]), spostate nel vicino infrarosso, le quali hanno consentito di determinarne il redshift (z$\sim$1.3-2) e di stabilire che effettivamente questi sono quasar oscurati ad alto redshift.

2.2 Obiettivi scientifici della tesi

Questa tesi si propone di sfruttare la strategia suggerita dagli studi sopra citati su un campione più ampio di sorgenti, al fine di identificare e caratterizzare quasar oscurati ad alto redshift. Più precisamente, ci si propone di utilizzare la spettroscopia infrarossa per identificare e caratterizzare un campione di sorgenti X rivelate in *surveys wide and shallow*, con alto rapporto X/O (>1) e con controparti ottiche di tipo EROs (R–K>5), troppo deboli per essere osservate spettroscopicamente nelle bande ottiche. Gli obiettivi scientifici di tale studio sono:

- Determinare la natura di questo tipo di sorgenti. Ovvero verificare, come suggerito dai primi studi, che questo tipo di selezione è molto efficace nell'identificazione di quasar oscurati ad alto redshift, e da questo dato ricavare, possibilmente, il contributo alla popolazione globale di quasar oscurati ad alto redshift.

- Determinare le proprietà ottiche *rest frame* di tali sorgenti, in rapporto alla tipologia ricavata nei raggi X. Ovvero verificare se la classificazione ottica è compatibile con quella ricavata nei raggi X o meno.

- Stimare l'assorbimento da polvere nelle bande ottiche (*rest frame*) e confrontarlo con l'assorbimento del gas misurato nei raggi X, ottenendo così informazioni sulle proprietà del mezzo oscurante.

- Nel caso della rivelazione di componenti larghe delle righe permesse (Hα in particolare) ricavare la massa dei black holes. Confrontando la M_{BH} con la massa stellare della galassia ospite, sarà possibile ricavare informazioni sull'evoluzione della relazione $M_{BH} - M_{star}$ ad alto redshift.

- Utilizzando osservazioni spettroscopiche "integral field" ricavare informazioni sullo stato dinamico delle sorgenti e sulla presenza di compagni. Ovvero determinare se tale classe di AGN è principalmente ospitata in galassie in normale rotazione, oppure in galassie soggette a forte interazione, come suggerito da molti modelli.

2.3 Selezione del campione

La nostra indagine viene effettuata su sei sorgenti estratte dalla survey HELLAS-2XMM e dieci sorgenti estratte dalla survey ELAIS-S1 nella banda 2-10 keV. Come già accennato, criteri di selezione sono i) rapporto fra flusso X e flusso ottico X/O>1, ii) controparti EROs, ovvero $R - K > 5$. Secondo quanto menzionato sopra, tali criteri dovrebbero fornire principalmente quasar oscurati ad alto redshift. Nella Tabella 2.1 mostriamo le proprietà generali delle sorgenti nel campione: numero identificativo della sorgente X all'interno della survey, le coordinate, le magnitudini nelle bande R e K, il colore R-K, il flusso nella banda 2-10 keV e il rapporto X/O.
Figura 2.3 mostra la magnitudine R in funzione del flusso X (ovvero analoga a Figura 2.2) per le nostre sorgenti, identificate con rombi rossi, assieme alle altre sorgenti HELLAS-2XMM (croci verdi) e a quelle ELAIS-S1 (croci blu). Le linee tratteggiate indicano il luogo dei punti con X/O = 1 e X/O = −1. Si nota che alcune delle nostre sorgenti raggiungono un rapporto X/O extremo ($\sim$10). Alcune delle nostre sorgenti hanno un rapporto X/O leggermente inferiore ad 1, nonostante il criterio di selezione fosse X/O>1; questo è do-

vuto al fatto che una successiva e più accurata analisi della fotometria ottica ha fornito un flusso in banda R leggermente superiore a quanto stimato in precedenza.

Figura 2.4 mostra il colore R–K in funzione della magnitudine K per le nostre sorgenti (quadrati rossi) e per le sorgenti dell'intero campione ELAIS-S1 (croci blu). Si noti che nonostante deboli nell'ottico ($R \geq 24$), queste sorgenti sono tutte relativamente brillanti nel vicino infrarosso ($K \leq 19$). Si noti inoltre che una sorgente ha colore $R-K$ leggermente inferiore a 5, nonostante il criterio di selezione fosse $R-K > 5$. Come discusso sopra, questo è dovuto ad una leggera revisione delle magnitudini ottiche in un'analisi successiva a quella utilizzata per la selezione del campione.

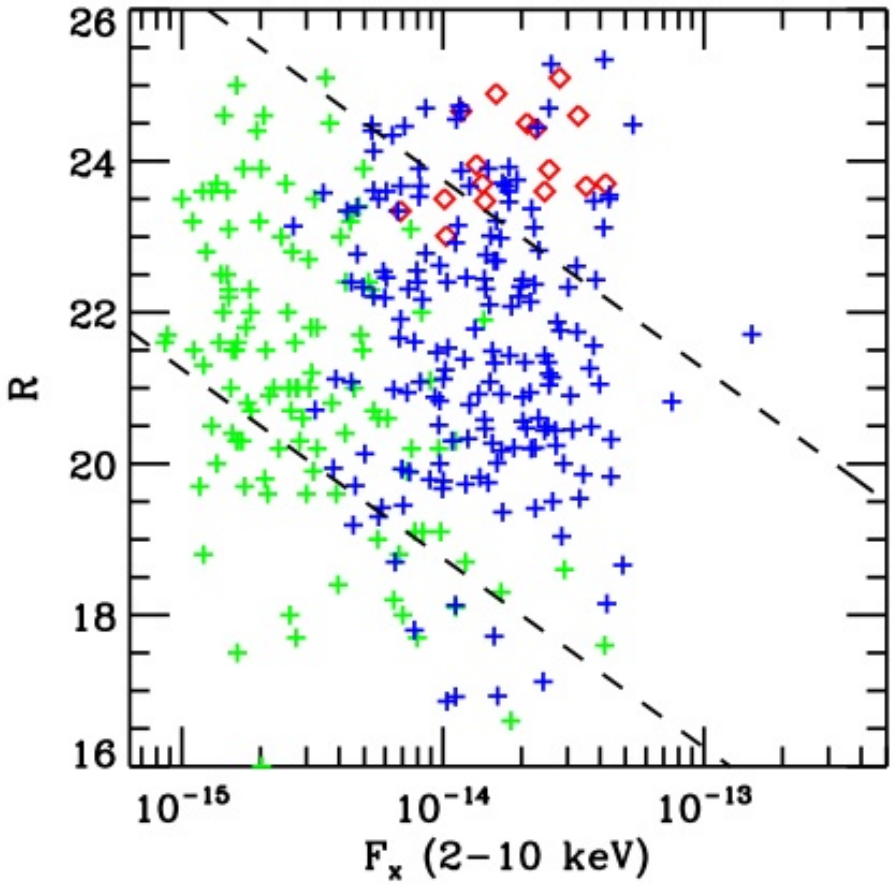


Figura 2.3: *Magnitudine ottica in banda R in funzione del flusso X (2-10 keV) per le sorgenti del nostro campione (rombi rossi). La regione fra le righe tratteggiate è la zona in cui il rapporto è compreso nell'intervallo* $-1 < X/O < 1$. *Le croci verdi rappresentano le sorgenti HELLAS-2XMM, le croci blu quelle di ELAIS-S1.*

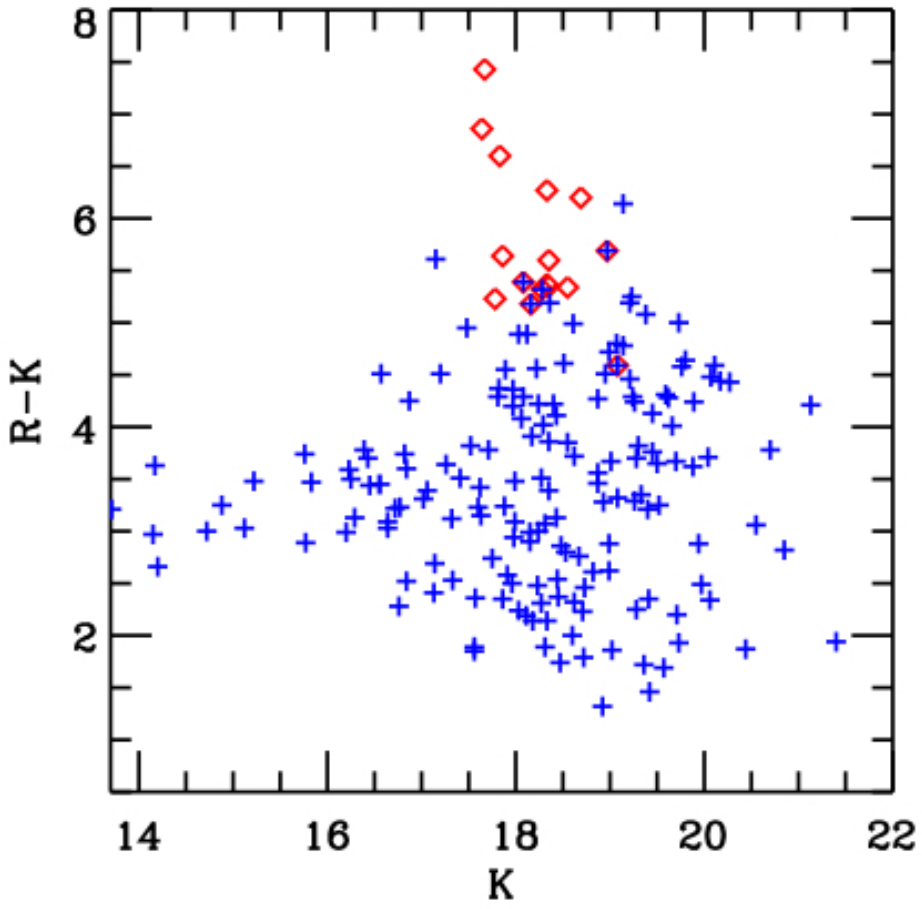


Figura 2.4: *Colore R-K in funzione della magnitudine K per le nostre sorgenti (rombi rossi) e per le sorgenti dell'intero catalogo ELAIS-S1 (croci blu). In questa figura non vengono riportati i dati HELLAS-2XMM per la limitata copertura infrarossa*

Name	Ra	Dec	R	K	R-K	$F_{2-10keV}$	X/O
	(J2000)					(10^{-15}cgs)	
XMM 17	00:32:49.9	-43:39:03.4	23.50	17.86	5.64	10.2	0.8
XMM 36	00:33:03.6	-43:15:05.5	24.66	18.97	5.69	11.8	1.4
XMM 64	00:33:15.5	-43:21:04.9	23.89	18.55	5.34	25.5	1.1
XMM 172	00:34:00.5	-43:38:32.6	23.34	18.16	5.18	6.9	1.2
XMM 282	00:35:08.2	-43:20:07.6	23.70	18.35	5.35	14.2	0.9
XMM 288	00:35:13.6	-43:38:43.2	23.01	17.78	5.23	10.3	1.8
XMM 308	00:35:22.0	-43:47:39.8	23.95	18.35	5.6	13.5	1.5
XMM 344	00:35:39.8	-43:44:38.2	23.47	18.08	5.39	14.5	1.9
XMM 397	00:36:04.5	-43:10:29.3	23.60	18.28	5.32	24.5	1.4
XMM 460	00:36:41.5	-43:20:40.9	23.67	19.08	4.59	35.4	0.6
Ab2690#29	00:01:11.6	-25:12:03.0	25.10	17.67	7.47	28.0	0.6
Ab2690#75	23:59:56.2	-25:10:19.2	24.60	18.33	6.27	33.0	1.0
BPM16274#69	00:50:30.7	-52:00:46.0	24.43	17.83	6.6	22.7	1.3
BPM16274#181	00:50:31.5	-52:06:34.0	24.89	18.69	6.2	16.0	1.5
PKS0537#91	05:40:21.0	-28:50:41.2	23.70	18.33	5.37	42.0	1.6
PKS0537#111	05:39:11.5	-28:37:18.3	24.50	17.64	6.86	21.0	1.5

Tabella 2.1: *Proprietà delle sorgenti nel nostro campione. Le diverse colonne forniscono, nell'ordine da sinistra verso destra: codice identificativo della sorgente X all'interno della survey, le coordinate, le magnitudini nelle bande R e K, il colore R-K, il flusso nella banda 2-10 keV e il rapporto X/O.*

Capitolo 3

Strategia Osservativa e analisi dati

In questo capitolo vengono riassunte le problematiche generali relative alla spettroscopia nel vicino infrarosso, per poi focalizzarsi sulla descrizione specifica delle osservazioni svolte con lo spettrometro infrarosso *integral field* SINFONI, utilizzato in questo lavoro di tesi. Verrà descritta la strategia osservativa adottata per acquisire i nostri dati, discutendo poi la procedura di riduzione dei dati.

3.1 La spettroscopia nel vicino infrarosso

Le osservazioni nel vicino infrarosso, ovvero la banda spettrale compresa nell'intervallo $1\mu m < \lambda < 2.5\mu m$, presentano problematiche molto più complesse rispetto alle osservazioni nelle bande ottiche ($0.4\mu m < \lambda < 1\mu m$), e richiedono quindi strategie osservative abbastanza differenti.
Una delle differenze più importanti è il fatto che la trasparenza atmosferica è sistematicamente ridotta. In particolare, nel vicino infrarosso sono presenti estese regioni di forte assorbimento (Figura 3.1), principalmente dovute al

contenuto di vapore acqueo nell'atmosfera. Sono tuttavia presenti tre finestre spettrali abbastanza libere da assorbimento atmosferico, le quali sono state identificate nel seguente modo:

- banda J: $1\mu m < \lambda < 1.33\mu m$;
- banda H: $1.5\mu m < \lambda < 1.8\mu m$;
- banda K: $2\mu m < \lambda < 2.4\mu m$.

La definizione esatta delle tre bande nel vicino infrarosso può variare leggermente a seconda del sistema fotometrico utilizzato. Tuttavia nel caso della spettroscopia la definizione specifica di ciascuna banda è meno critica, visto che spesso vengono coperti intervalli spettrali più ampi. È importante notare che anche all'interno di tali finestre siano tuttavia presenti diverse righe di assorbimento atmosferico (seppur molto meno profonde rispetto alle zone spettrali fuori banda), che è necessario correggere tramite l'osservazione di una stella di calibrazione, come discusso nelle sezioni successive.

Un'altra caratteristica molto importante delle bande nel vicino infrarosso è la presenza di un'emissione di fondo molto più elevata rispetto alle bande ottiche (Figura 3.2). Fino a circa $\lambda < 2\mu m$ il fondo è dominato da righe di cielo, emesse principalmente dai livelli eccitati del radicale ossidrile OH^-, note come bande Meinel, ad un'altitudine di circa 85-100 km (Glass 1999). Le righe di emissione di cielo sono numerose e molto variabili. La luminosità del cielo nelle righe di emissione varia sia su scale angolari che temporali (tipicamente su scale spaziali di decine di km e su scale temporali di 5-15 minuti), con ampiezze tipiche del 10%. Non è insolita una variazione di intensità di oltre il 50%, specialmente vicino al crepuscolo. Nella banda K invece il fondo è dominato dall'emissione termica non solo dall'atmosfera, ma anche da parte del telescopio, sia dovuta agli specchi (che hanno una certa emissività dovuta

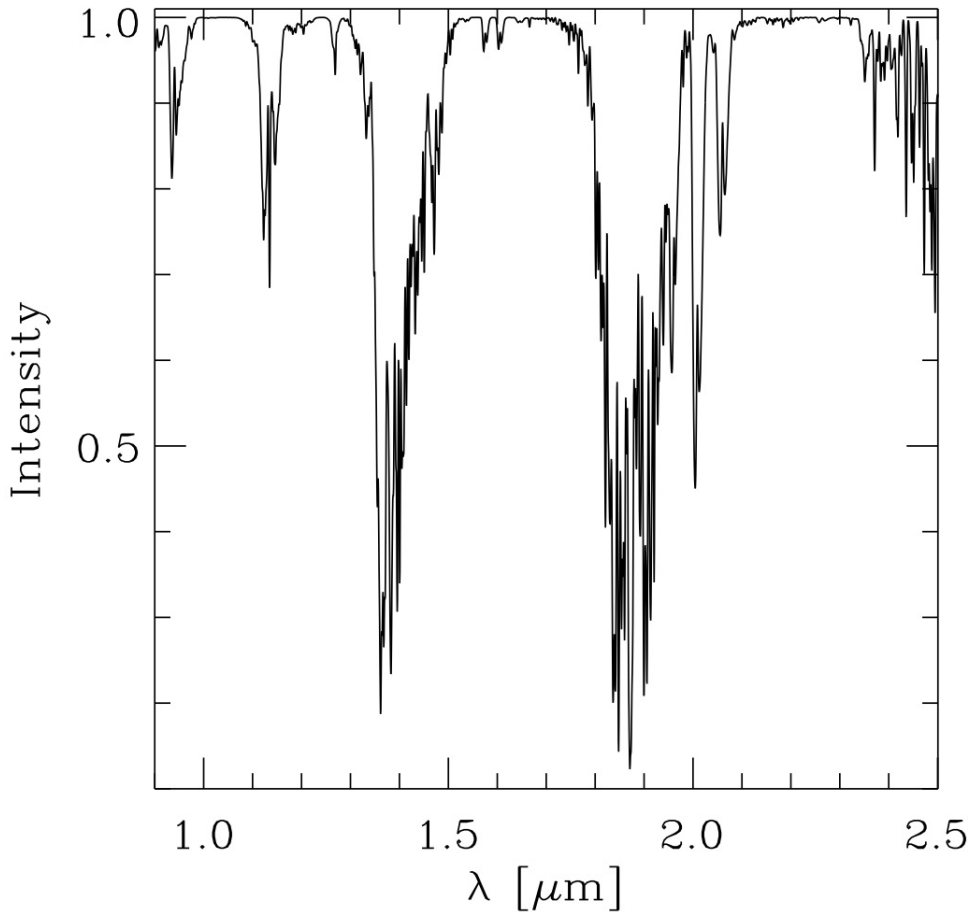


Figura 3.1: *Trasmissione atmosferica nella regione spettrale del vicino infrarosso. Si notino le forti bande di assorbimento atmosferico, principalmente dovute al vapore acqueo.*

principalmente alla polvere presente sulla loro superficie) sia alla struttura circostante (struttura portante, cupola, etc.). Anche il fondo termico è variabile, seppur su tempi scala generalmente più lunghi rispetto a quelli delle righe del cielo.
La tecnica più comunemente adottata per sottrarre la forte emissione di fondo nelle osservazioni infrarosse è quella di osservare ciclicamente il cielo nelle vicinanze del target scientifico, con lo stesso tempo di integrazione. Lo spettro di cielo viene poi sottratto all'osservazione del target scientifico. Quest'operazione consente di rimuovere la gran parte dell'emissione di fondo; residui dovuti a variazioni spaziali e temporali del fondo vengono successivamente rimossi con un'analisi più approfondita degli spettri risultanti, come dicusso nel seguito. Ovviamente, laddove il segnale di cielo è particolarmente forte, come ad esempio in corrispondenza delle righe OH^- più intense, anche se si adottano tecniche raffinate di sottrazione del cielo, il rumore fotonico può essere così alto da rendere comunque quella porzione di spettro inutilizzabile ai fini scientifici.

Fino a circa 20 anni fa le osservazioni spettroscopiche infrarosse venivano effettuate con una singola apertura. Tuttavia il rapido sviluppo di array di rivelatori infrarossi (che attualmente raggiungono dimensioni di oltre 4000 pixel di lato) ha consentito di costruire spettrometri di tipo "long slit", ovvero a "fenditura lunga", analoghi a quelli già disponibili da tempo nelle bande ottiche. Tali spettrometri consentono di campionare lo spettro infrarosso di oggetti astronomici spazialmente risolti lungo la direzione della fenditura. Lo spettrometro utilizzato per le nostre osservazioni è un'evoluzione molto più avanzata di tali spettrometri "long slit", come descritto nella prossima sezione.

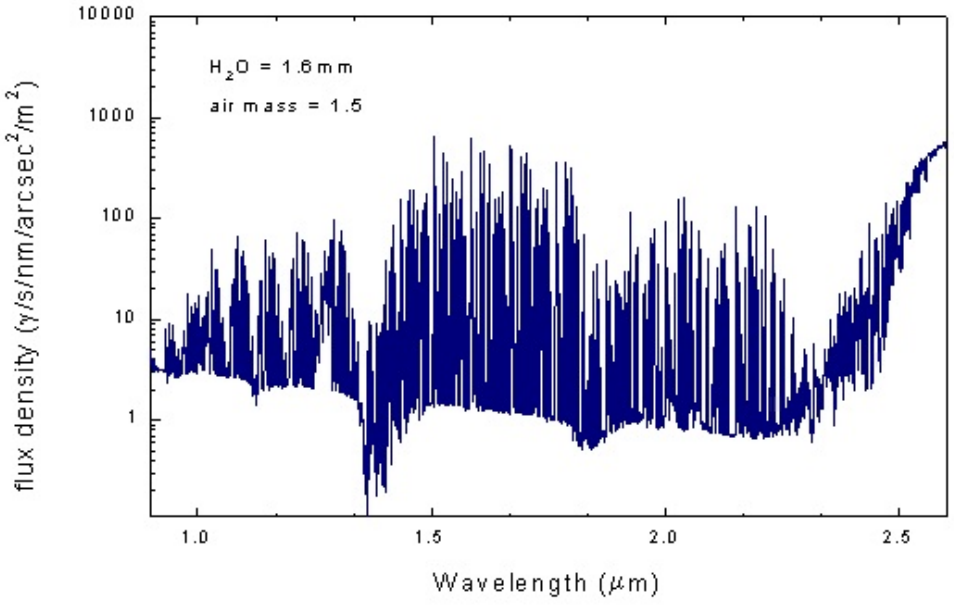


Figura 3.2: *Emissione di fondo nelle bande del vicino infrarosso. Si notino le forti righe di cielo nelle bande J e, sopratutto, H, e il continuo termico nella banda K.*

3.2 Lo spettrometro "integral field" SINFONI

SINFONI è lo spettrometro "integral field" dell'European Southern Observatory (ESO), montato su di uno dei Very Large Telescopes (VLT), del diametro di 8 metri, all'osservatorio di Paranal, in Cile. Tale spettrometro consente di ottenere spettri bi-dimensionali di sorgenti astronomiche. Ovvero, SINFONI consente di ottenere lo spettro in ogni punto entro un piccolo campo di vista nell'intorno del target (tipicamente $8'' \times 8''$) o, alternativamente, l'immagine del target (entro il campo di vista) ad ogni lunghezza d'onda contenuta nella banda selezionata. Il cuore di questo spettrometro è il cosiddetto "image slicer", che è un piccolo specchio segmentato disposto sul piano focale del telescopio (Figura 3.3). Tale specchietto divide l'immagine della sorgente astronomica in 32 "fette", dette anche "slitlets". Successivamente un sistema di specchi allinea queste fette di immagine in maniera consecutiva, in modo da formare una sorta di pseudo-fenditura ("pseudo long-slit") sul piano focale dello spettrometro. Da questo punto in poi lo spettrometro è strutturato come un normale spettrometro long slit. L'immagine della pseudo fenditura (ovvero delle singole fette) viene dispersa da un grating, e poi il conseguente spettro viene inviato sul rivelatore bi-dimensionale (un Hawaii di 2048×2048 pixels). In fase di riduzione dati lo spettro di ogni fetta viene calibrato e successivamente allineato con gli spettri delle altre fenditure in modo da ottenere un "cubo" spettrale. In tale cubo due dimensioni (X e Y) sono quelle spaziali (declinazione e ascensione retta attorno al centro del campo di vista), mentre la terza dimensione è quella spettrale. È così possibile ottenere lo spettro di ogni punto della sorgente entro il campo di vista, oppure l'immagine della sorgente ad una data lunghezza d'onda. La Figura 3.4 esemplifica lo schema di funzionamento di SINFONI e di come avvenga la ricostruzione del cubo spettrale.

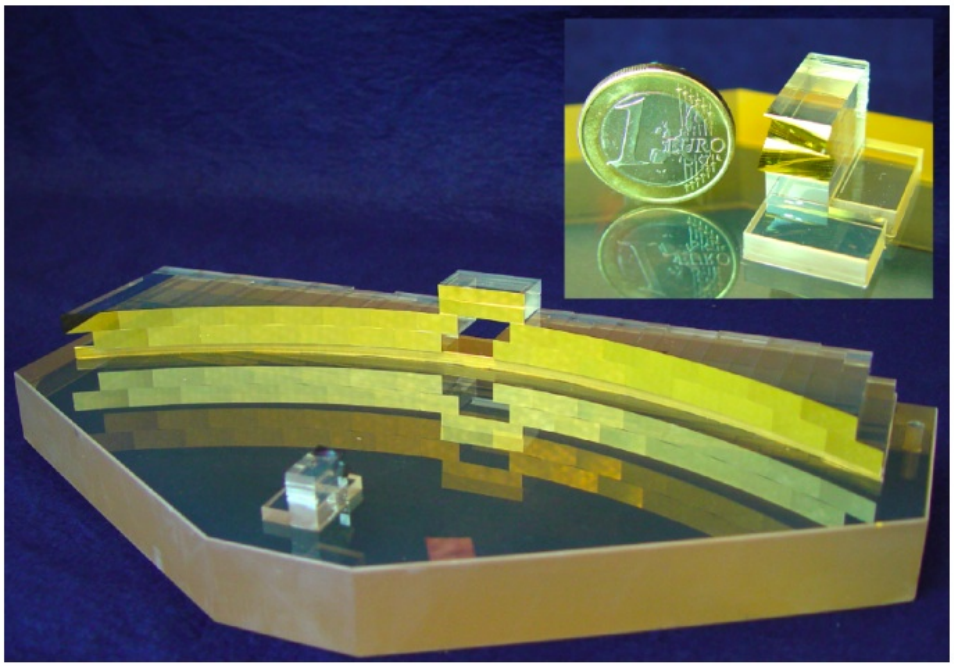


Figura 3.3: *Immagine dell’ image slicer di SINFONI e dell’ottica circostante.*

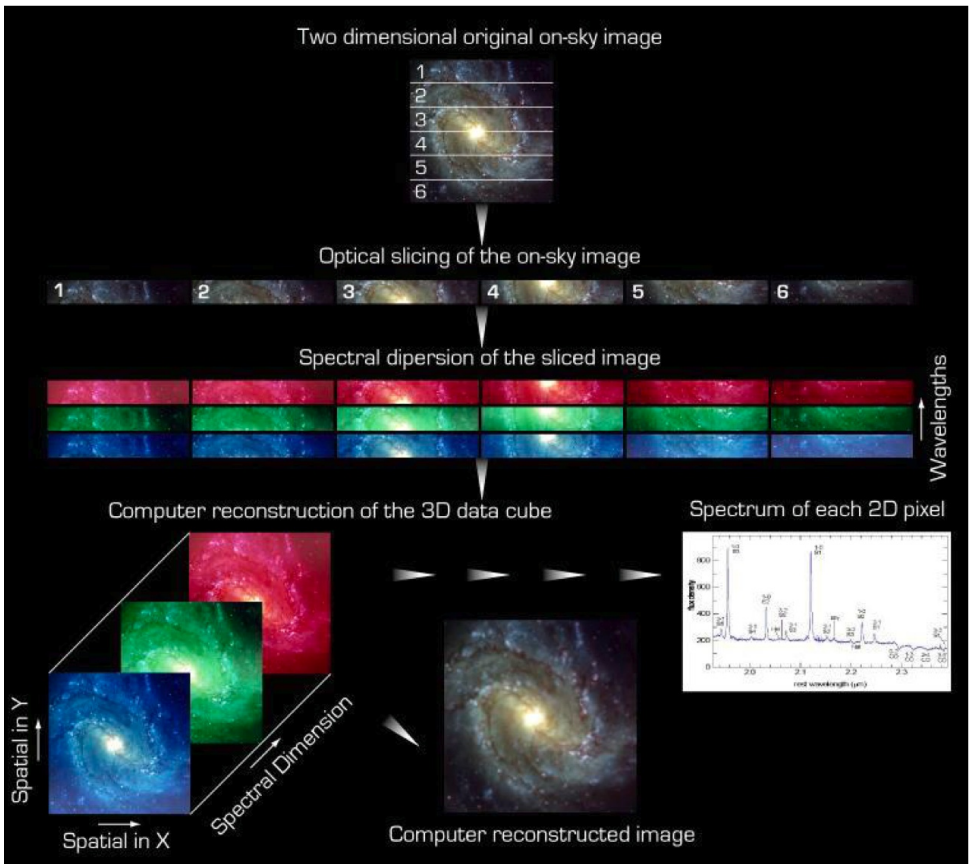


Figura 3.4: *Schema del funzionamento di SINFONI. Delle 32 fette in cui viene suddivisa l'immagine qui ne vengono mostrate solo sei. Si veda il testo per dettagli.*

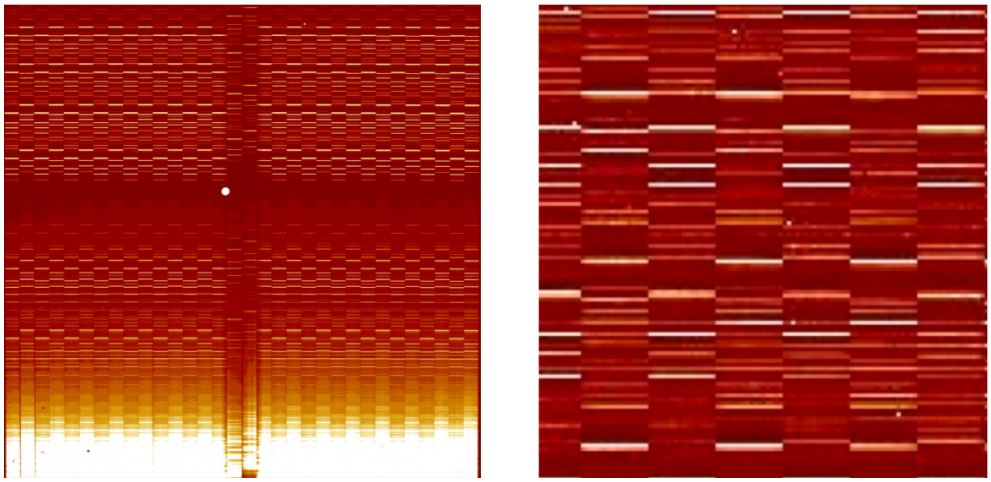


Figura 3.5: *Immagine grezza fornita da SINFONI nel caso di una semplice osservazione di cielo. A destra è mostrato uno zoom della stessa immagine. Si notino le forti righe di cielo. I punti brillanti sono dei pixel “caldi” del rivelatore o raggi cosmici.*

La Figura 3.5 mostra invece lo spettro risultante (grezzo) ottenuto sul rivelatore, nel caso di una semplice osservazione di cielo. Su questo piano la direzione X corrisponde alla direzione spaziale delle “slitlets”, mentre la direzione Y corrisponde alla direzione spaziale, nella quale ciascuna “fetta” di immagine viene dispersa. Si nota chiaramente l’alternarsi delle 32 fette nella direzione X. Nella direzione Y si notano le forti righe OH di cielo e, nella parte più bassa, diventa dominante l’emissione termica.

La Figura 3.6 mostra lo spettro SINFONI (grezzo) di una stella brillante, dal quale risulta chiaro come l’immagine (allargata dalla turbolenza atmosferica, “seeing”) sia divisa su più “slitlets”. Si noti che gli spettri di “slitlets” contigue non sono attigui sul piano del rivelatore; questo è dovuto ad esigenze legate al disegno ottico.

SINFONI offre anche una notevole flessibilità nella scelta delle modalità osservative. Offre quattro grating che coprono diverse bande, con diverse riso-

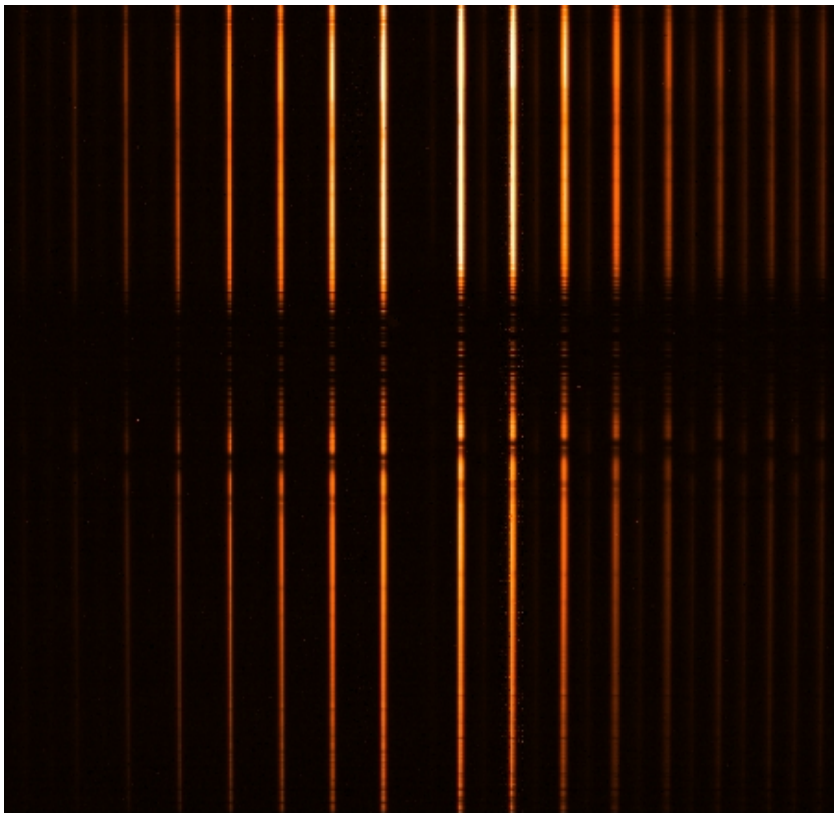


Figura 3.6: *Immagine grezza fornita da SINFONI nel caso dell'osservazione di una stella brillante.*

luzioni spettrali. Più precisamente, è disponibile un grating per ogni banda spettrale J, H e K, con risoluzione spettrale ($R = \lambda/\Delta\lambda$) pari a circa 2000, 3000 e 4000, rispettivamente. È inoltre disponibile un grating (H+K) con risoluzione 1500 che copre simultaneamente le bande H e K.
SINFONI offre inoltre la possibiltà di scegliere fra tre scale spaziali: 0.25, 0.1 e 0.025 arcsec/pixel. A queste corrispondono ovviamente differenti campi di vista, ovvero $8'' \times 8''$, $3'' \times 3''$ e $0.8'' \times 0.8''$.
SINFONI può anche operare assieme ad un modulo di ottica adattiva, che consente di ottenere immagini con una risoluzione angolare prossima al limite di diffrazione del telescopio. Questo tipo di osservazioni richiede però condizioni osservative ottimali e la presenza di una stella relativamente brillante nelle vicinanze del target scientifico (anche se viene utilizzata la stella laser). Nelle nostre osservazioni il modulo di ottica adattiva non è stato mai utilizzato, per cui questa modalità osservativa non verrà discussa ulteriormente.

3.3 Strategia osservativa

Dato che la risoluzione angolare delle nostre osservazioni è limitata dal "seeing", tipicamente attorno a $0.7''$–$1''$, abbiamo sempre adottato la scala angolare più grande offerta da SINFONI, ovvero $0.25''$/pixel, che è sufficiente per campionare la Point Spread Function (PSF) data dal seeing, e al tempo stesso offre un campo di vista maggiore. Visto che il redshift delle nostre sorgenti non era noto a priori, e quindi non era noto dove potessero cadere le righe di emissione, abbiamo utilizzato sia il grating H+K che il grating J in modo da coprire l'intero intervallo near-IR.
Anche se abbiamo adottato la scala più grande offerta da SINFONI, il campo di vista è pur sempre abbastanza ridotto ($8'' \times 8''$), cosa che rende importante il fatto che il target venga opportunamente centrato. Tuttavia le nostre

sorgenti sono troppo deboli per essere rivelate in una singola integrazione. Si rende quindi necessaria una procedura alternativa per non correre il rischio di effettuare lunghe integrazioni con il target al bordo, o addirittura fuori, dal campo di vista. Tale procedura consiste nell'effettuare prima una breve integrazione su una stella brillante nelle vicinanze del target (entro 1 arcmin dal target). Per una stella di magnitude circa 15 è possibile rivelare il continuo in poche decine di secondi. Tale stella (detta "reference star") viene centrata nel campo di vista di SINFONI. Successivamente si effettua uno spostamento del telescopio ("blind offset") pari alla separazione del target dalla stella di riferimento, noto a priori da immagini a grande campo. Per spostamenti entro pochi minuti d'arco l'accuratezza di puntamento del VLT è dell'ordine di $0.1''$-$0.2''$, più che sufficiente per mantenere il target ben centrato nel campo di vista.

Come discusso nella precedente sezione, per sottrarre l'emissione di fondo è necessario osservare ciclicamente un'immagine/spettro di cielo attiguo al target. Questo però comporta, dato un tempo di osservazione pre-allocato, una diminuzione del tempo di integrazione effettivo sulla sorgente, perché entro lo stesso tempo osservativo bisogna anche ricavare il tempo per le osservazioni di puro cielo. Tuttavia, se il target è significativamente più piccolo del campo di vista, si può campionare il cielo direttamente nelle stesse osservazioni dedicate al target scientifico. In particolare, una tecnica molto efficiente è quella del "nodding" entro il campo di vista. Questa strategia consiste nello spostare alternativamente la sorgente all'interno del campo di vista in modo che in due posizioni consecutive le immagini del target non si sovrappongano. Come verrà discusso con maggior dettaglio nella prossima sezione, la sottrazione di due immagini consecutive in tale sequenza consente di sottrarre il fondo in maniera accurata, senza "sprecare" tempo per osservazioni di solo cielo. Tale strategia non è utilizzabile nel caso che il target abbia dimensioni confrontabili col campo di vista, oppure nel caso in cui ci

siano altre sorgenti nelle immediate vicinanze che rendano difficile trovare una zona "vuota" del campo di vista in cui spostare il target scientifico. In questi casi si deve ricorrere alla strategia "classica" di campionare il cielo spostando il campo di vista in una zona attigua libera da sorgenti. Nel seguito indicheremo la prima strategia in cui si può campionare il cielo mantenendo il target entro il campo di vista, come "nodding on-on", mentre il caso in cui il cielo debba essere campionato con osservazioni appositamente dedicate (che non includono il target) verranno indicate come "nodding on-off". Nel caso delle nostre osservazioni si è quasi sempre potuta utilizzare la strategia "on-on", con l'eccezione di due oggetti (XMM460 e BPM16274#181), associati a piccoli cluster di galassie, per il quali si è dovuta adottare la strategia "on-off".

In entrambe le strategie, all'interno dei cicli osservativi, si è inoltre evitato di riposizionare il target nelle stesse posizioni all'interno del campo di vista, ma sono sempre stati inclusi dei piccoli spostamenti di 1-2 pixels attorno alle posizioni "nominali", in modo che lo spettro dell'oggetto cadesse in zone diverse del rivelatore. Questa strategia consente di minimizzare l'impatto di imperfezioni presenti nel rivelatore (es. pixel cattivi) evitando che esse cadano sempre nello stesso punto dello spettro finale.

Le osservazioni sono organizzate in "blocchi osservativi". Ciascun blocco consiste in una serie di istruzioni osservative che vengono inviate al telescopio ed eseguite in maniera semi-automatica. Questo consente di ottenere un'elevata efficienza osservativa. La prima parte di ogni blocco osservativo consiste nel predisporre il setup strumentale (grating, scala spaziale), nell'acquisizione della stella di riferimento e nell'esecuzione del "blind offset" che posiziona il telescopio sul target. Vengono poi effettuate una serie di osservazioni individuali, per ciascuna delle quali il telescopio viene spostato leggermente per eseguire la procedura di "nodding" discussa sopra. Nel nostro caso ogni singola osservazione ha un tempo di integrazione di 5 minuti. Questo assi-

cura che le variazioni del fondo siano abbastanza piccole e, al tempo stesso, consente di raccogliere un numero di fotoni sufficiente da rendere ciascuna osservazione limitata, in termini di rumore, dal rumore poissoniano dei fotoni e non dal rumore di lettura del rivelatore. In genere all'interno di ciascun blocco sono incluse 8 osservazioni singole (ciascuna con un offset diverso del telescopio) per un totale di 40 minuti di integrazione sulla sorgente (con l'eccezione dell'osservazione on-off, in cui 4 delle osservazioni sono dedicate al cielo). Includendo i tempi necessari per il setup, per l'acquisizione della stella di riferimento, per gli spostamenti del telescopio e per la lettura del rivelatore, l'esecuzione di ciascun blocco osservativo richiede circa un'ora.

Tutte le osservazioni sono state eseguite in "service mode". Questo è un modo osservativo che consente all'osservatorio una notevole flessibilità nell'esecuzione delle osservazioni (e un notevole risparmio nei viaggi per gli osservatori). In questa modalità gli osservatori non eseguono direttamente le osservazioni, bensì inviano i "blocchi osservativi" e le relative istruzioni ad astronomi di servizio che operano al telescopio. Tali operatori eseguono le osservazioni a seconda delle priorità dei diversi programmi osservativi e a seconda delle condizioni atmosferiche richieste dai singoli progetti. Nel nostro caso era stato richiesto che le osservazioni venissero eseguite con un seeing migliore di $1''$ e ad una massa d'aria inferiore a 2 (i.e. elevazione superiore a $30°$). Blocchi eseguiti nelle specifiche richieste vengono contrassegnati con un "grade A". Blocchi eseguiti in condizioni prossime a quelle richieste vengono contrassegnati con un "grade B", mentre blocchi eseguiti completamente fuori specifiche (e quindi da ripetere) sono contrassegnati con un "grade C".

Nella Tabella 3.1. è riportata la lista delle osservazioni effettuate. La prima colonna riporta il nome del target. La seconda e terza colonna riportano il numero di "blocchi" eseguiti in ognuno dei due grating utilizzati, e il relativo "grade" osservativo, secondo quanto descritto sopra. La quarta colonna indica la strategia di nodding per il campionamento del cielo. Le ultime colonne

indicano il tempo di osservazione "on-source" totale e diviso per ciascun grade osservativo.
Assieme alle osservazioni scientifiche sono state anche eseguite osservazioni di calibrazione. Specificamente:

- Lampada ad arco (Argon e Xenon) per la calibrazione in lunghezza d'onda.

- "Flat field", ottenuto dall'illuminazione tramite lampade alogene di uno schermo in cupola, necessario per correggere le variazioni di risposta e di illuminazione all'interno del campo.

- Immagini di una fibra in diversi punti sul piano focale. Tali immagini sono necessarie per misurare le distorsioni e per ri-allineare gli spettri delle "slitlets" lungo la direzione spaziale.

- Stella di calibrazione tellurica, osservata nelle vicinanze del target. Questa è necessaria per misurare sia la variazione di risposta spettrale strumentale sia per correggere le variazioni spettrali di trasmissione atmosferica (vedi prossima sezione). Tale stella può anche essere utilizzata per la calibrazione assoluta in flusso.

Nella nostra analisi abbiamo anche incluso due sorgenti dello stesso campione osservate in precedenza con ISAAC, la camera-spettrometro long-slit nel vicino infrarosso del VLT. Le osservazioni con questo strumento sono molto più semplici rispetto alle osservazioni SINFONI e un'analisi preliminare era già stata presentata in Maiolino et al. (2006). Qui non discutiamo ulteriormente queste osservazioni. Menzioniamo solo che sono state effettuate con i grating di bassa risoluzione, ovvero $R = \lambda/\Delta\lambda = 500$, e ne riportiamo un sommario in Tabella 3.2.

3.4 Riduzione dati

Gli spettri grezzi ottenuti dalle nostre osservazioni sono del tutto simili a quello mostrato in Figura 3.5, visto che lo spettro della sorgente è talmente debole da non poter essere rivelato nel singolo frame, sia per il basso rapporto segnale-rumore sia perché il segnare è ordini di grandezza più debole del fondo. Solo a seguito della sottrazione del fondo e dopo aver sommato assieme i diversi cubi risultanti dalle osservazioni (frames) individuali è possibile rivelare la sorgente. La riduzione dei dati che porta dai frames grezzi ai cubi finali, calibrati e contenenti tutte le osservazioni relative ad ogni sorgente, consiste nei diversi passi elencati di seguito.

3.4.1 Eliminazione di bad pixels e raggi cosmici

Come accennato in precedenza, in ogni singolo frame lo spettro è parzialmente "danneggiato" dalla presenza di pixel "cattivi" del rivelatore (siano essi pixel con una risposta molto inferiore alla media dell'array, "bad pixels", o pixel con corrente di buio molto superiore alla media, "hot pixels"). Tali "pixel cattivi" sono spesso identificati tramite immagini di "flat field" (per l'identificazione di pixel a bassa risposta) e immagini di "buio", con lo "shutter" chiuso (per l'identificazione dei pixel caldi), che assieme consentono di produrre una "bad pixel mask". Nel frame scientifico i pixel cattivi, identificati come tali dalla "bad pixel mask", vengono sostituiti con un'interpolazione dei pixel attigui.
La "bad pixel mask" non è tuttavia sufficiente ad identificare possibili artefatti che potrebbero danneggiare lo spettro. In particolare, i raggi cosmici colpiscono l'array di rivelatori in gran numero producendo dei picchi di segnale, limitati ad uno o pochi pixels, totalmente scorrelati dal segnale astronomico. Tuttavia i pixel colpiti da raggi cosmici sono facilmente identificabili, perché appunto limitati a pochi pixels, mentre le altre sorgenti di segnale sono di-

stribuite su più pixels con un gradiente più moderato. Sono state sviluppate procedure automatiche che effettuano il riconoscimento semi-automatico dei raggi cosmici e ne effettuano la rimozione tramite interpolazione dei pixel vicini. Una di queste procedure, (Laplacian Cosmic Ray Identification), è stata utilizzata per il riconoscimento e l'eliminazione dei raggi cosmici dalle nostre immagini, adattando e ottimizzando i parametri specificamente per le nostre immagini.
Notare che la procedura di interpolazione dei bad pixel e dei raggi cosmici non introduce significative alterazioni dello spettro, perché grazie alla procedura di "nodding" e di "dithering" la stessa zona di cielo è osservata da diverse parti dell'array nelle diverse osservazioni e quindi nella media finale le singole osservazioni pesano poco.

3.5 Sottrazione del fondo

La gran parte dell'emissione di fondo viene sottratta sfruttando il fatto che le osservazioni sono state ottenute spostando il target nel campo di vista. Ad esempio, si consideri una prima osservazione (frame) in cui il target si trova in una posizione A del campo di vista. In questa posizione, il rivelatore riceve il segnale dello spettro della sorgente S, e il segnale del fondo in quella zona dell'array F_A. Si nota che il fondo, specialmente quello termico, può variare sul campo di vista, perché l'emissività delle diverse parti del telescopio non è uniforme. Nel frame successivo la sorgente è stata spostata in una posizione B del campo di vista, lasciando la posizione A vuota, con il solo segnale di fondo F_A. Facendo la differenza fra questi due frames A–B, il segnale di fondo si sottrae, mentre rimane solo quello della sorgente S. Analogamente si ha per la posizione B, facendo la sottrazione inversa B–A. Successivamente, riallineando le immagini della sorgente nei due frames in cui è stato sottratto il background e sommandole si ottiene un immagine/spettro dato dalla

somma delle esposizioni in A e in B, senza il segnale di fondo. Ovviamente questa strategia produce anche due immagini/spettri negative della sorgente; queste zone del cubo finale non saranno utilizzate. La Figura 3.7 mostra schematicamente tale procedura di sottrazione del fondo; per semplicità è stata mostrata la procedura nel caso di semplice imaging, ma la stessa procedura vale anche per dati spettroscopici long slit e per dati spettroscopici integral field, come i nostri. Ovviamente la procedura consente di eliminare variazioni spaziali del fondo, ma non consente di rimuovere variazioni temporali del fondo. Residui del fondo dovuti a variazioni temporali saranno rimossi nel cubo finale, campionando il fondo residuo dalle zone non coperte dalla sorgente.

Notare che questa procedura rimuove automaticamente anche la corrente di buio del rivelatore.

3.6 Flat fielding

Le osservazioni effettuate di uno schermo in cupola (quindi fuori fuoco) illuminato da lampade alogene (i.e. spettro continuo) consentono di avere un'illuminazione pressoché uniforme del campo di vista. Tale "flat field" è però ottenuto in maniera differenziale, ovvero sottraendo all'immagine con le lampade accese l'immagine con le lampade alogene spente; questo consente di eliminare il contributo di radiazione termica (non uniforme) del telescopio. Dividendo ogni singolo frame per tale "flat field" differenziale (normalizzato al valor medio) si rimuovono disomogeneità nella trasmissione e nell'illuminazione delle ottiche, uniformando così la risposta strumentale sul campo di vista.

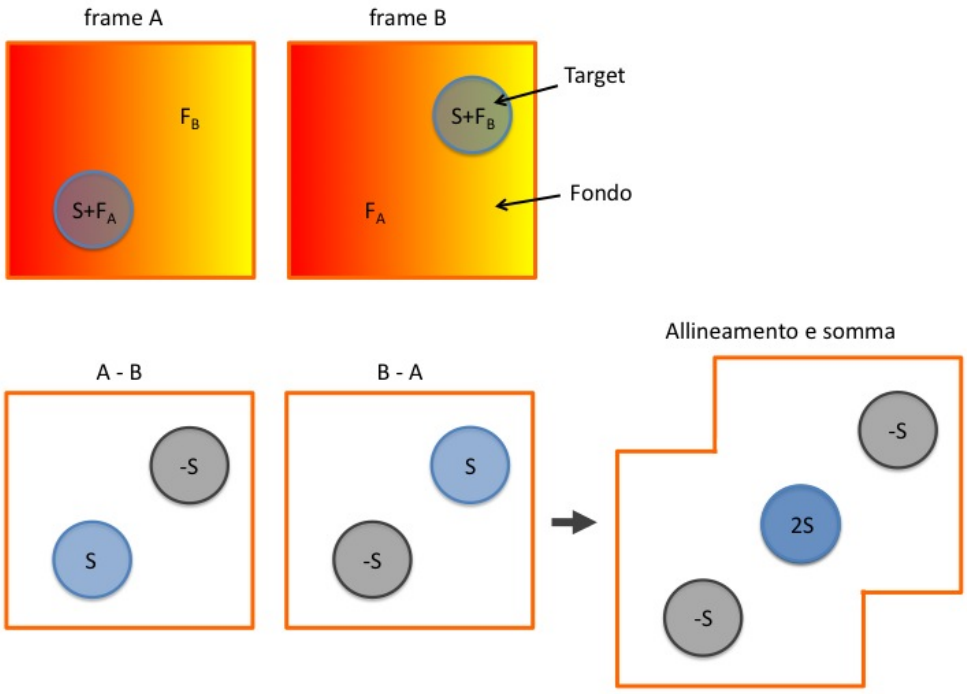


Figura 3.7: *Schema della procedura di "nodding" all'interno del campo di vista e rimozione del fondo.*

3.7 Calibrazione in lunghezza d'onda

Le numerose righe osservate nelle lampade di calibrazione ad arco consentono sia di rettificare la direzione di dispersione, rendendola perpendicolare alla direzione spaziale di ciascuna "slitlet" (ovvero in modo che le righe di cielo e della lampada risultino perfettamente perpendicolari alla direzione di dispersione), sia per calibrare gli spettri in lunghezza d'onda e rendere la dispersione lineare. Quest'ultimo passo implica che gli spettri debbano essere interpolati in maniera tale che $\lambda = a + by$, dove y è la posizione lungo l'asse Y dell'array (la direzione di dispersione), mentre a e b sono costanti che dovranno essere uguali per tutte le "slitlets". Il ricampionamento degli spettri ad una dispersione lineare consente una gestione più semplice dei dati attraverso i vari programmi di analisi. Il fatto che le costanti a e b siano uguali per tutte le slitlets è necessario per poter poi combinare tutte le slitlets in un unico cubo.

3.8 Riallineamento delle slitlets e creazione del cubo

I frames in cui è stato osservato il "pin-hole" in varie posizioni del piano focale dello strumento consente di risalire alla posizione di ciascuna "slitlet" proiettata sul piano focale, come pure di ottenere una mappa delle distorsioni ottiche. Questo consente di riallineare le fenditure e di combinarle assieme per produrre il cubo tridimensionale. I cubi ottenuti per ogni singolo frame vengono quindi allineati in modo da far sovrapporre le immagini della sorgente, e combinati assieme. Riguardo al ri-allineamento, si fa notare che le nostre sorgenti sono così deboli da non essere rivelabili nel singolo cubo. Per questo il riallineamento viene effettuato fidandosi degli offset del telescopio e registrati nell'header di ciascun frame.

3.9 Rimozione della risposta strumentale e atmosferica e calibrazione in flusso

A questo stadio lo spettro della sorgente contiene ancora la risposta spettrale strumentale (che comprende sia la trasmissività delle ottiche, la risposta del grating e risposta spettrale del rivelatore) e anche le diverse righe di assorbimento atmosferico. Per correggere per la risposta spettrale strumentale e per l'opacità atmosferica si utilizza lo spettro di una stella brillante osservata in prossimità del target e di tipo spettrale noto (per la quale quindi è noto lo spettro intrinseco), osservata con lo stesso identico setup strumentale dell'osservazione scientifica. I dati della stella di riferimento vengono ridotti nello stesso modo della sorgente scientifica. Il segnale del target scientifico ottenuto nello spettro finale (non calibrato) è dato da:

$$S_T(\lambda) = c\ F_T(\lambda)\ T_A(\lambda)\ T_{opt}(\lambda)\ \epsilon_{det}(\lambda) \tag{3.1}$$

dove $S_T(\lambda)$ è il segnale digitale fornito dal rivelatore (in ADU), c è una costante che dipende dal guadagno del rivelatore e dell'elettronica di lettura, $F_T(\lambda)$ è il flusso della sorgente in unità fisiche, $T_A(\lambda)$ è la trasmissione atmosferica, $T_{opt}(\lambda)$ è la trasmissione delle ottiche (incluso il grating), $\epsilon_{det}(\lambda)$ è l'efficienza del rivelatore. Per la stella di calibrazione vale un'espressione analoga:

$$S_*(\lambda) = c\ F_*(\lambda)\ T_A(\lambda)\ T_{opt}(\lambda)\ \epsilon_{det}(\lambda). \tag{3.2}$$

Dividendo lo spettro della sorgente per quello della stella i termini di trasmissione strumentale e atmosferica si cancellano e si ottiene

$$F_T(\lambda) = S_T(\lambda)\ \frac{F_*(\lambda)}{S_*(\lambda)}, \tag{3.3}$$

visto che $S_T(\lambda)$ e $S_*(\lambda)$ sono gli spettri osservati, se lo spettro intrinseco della stella di calibrazione $F_*(\lambda)$ è noto, attraverso l'eq. 3.3, si ricava lo spettro della

Name	Number Blocks in Grism		Strategy	Time of Integration (h)			
	J ($R \simeq 2000$)	H+K($R \simeq 1500$)		Total	A	B	C
XMM 17	1A	4C,1B,1A	on-on	4:40	1:20	0:40	2:40
XMM 36	1C,1B	4C,2B	on-on	5:20	0:00	2:00	3:20
XMM 64	1B	1A	on-on	1:20	0:40	0:40	0:00
XMM 172	1C,1A	1C,1B,1A	on-on	3:20	1:20	0:40	1:20
XMM 282	1C,1B	2C,2B	on-on	4:00	0:00	2:00	2:00
XMM 288	1A	2A	on-on	2:00	2:00	0:00	0:00
XMM 308	1A	2A	on-on	2:00	2:00	0:00	0:00
XMM 344	1C,1A	1B,1A	on-on	2:40	1:20	0:40	0:40
XMM 397	1C,1A	2C,2B	on-on	4:00	0:40	1:20	2:00
XMM 460	1A	4C,1A	on-off	2:00	0:40	0:00	1:20
Ab2690#75	2A	2C,1B,1A	on-on	4:00	2:00	0:40	1:20
BPM16274#181	2B,4A	4C,2B,4A	on-off	5:20	2:40	1:20	1:20
PKS0537#91	1A	1C,1A	on-on	2:00	1:20	0:00	0:40
PKS0537#111	1B,1A	1B,1A	on-on	2:00	0:40	1:20	0:00

Tabella 3.1: *Sommario delle osservazioni SINFONI (si veda il testo per dettagli).*

sorgente $F_T(\lambda)$ calibrato e in cui sono stati rimossi tutti gli effetti strumentali e atmosferici.

Name	Integration time per Grism			Strategy
	J $(1.16 - 1.34\mu\text{m})$	H$(1.48 - 1.76\mu\text{m})$	K$(1.97 - 2.5\mu\text{m})$	
Ab2690#29	40 min	40 min	40 min	on-on
BPM16274#69	40 min	40 min	40 min	on-on

Tabella 3.2: *Sommario delle osservazioni ISAAC.*

Capitolo 4

Risultati Osservativi

In questo capitolo verranno descritti i principali risultati osservativi ottenuti dalle osservazioni SINFONI e ISAAC. Le implicazioni concernenti le proprietà delle galassie e dei nuclei galattici attivi verranno discusse nel capitolo successivo.

4.1 Introduzione sull'analisi degli spettri infrarossi

Prima di entrare nel merito dei risultati è importante fornire alcune indicazioni propedeutiche all'analisi degli spettri infrarossi, specialmente in relazione al tipo di analisi più comunemente utilizzata per gli spettri ottici. Infatti, non solo la riduzione, ma anche l'analisi degli spettri infrarossi è più complessa e difficile rispetto agli spettri ottici, specialmente se il redshift delle sorgenti non è noto a priori, come in questo caso. Questo è dovuto principalmente al fatto che sono presenti estese zone di assorbimento atmosferico e quindi, se le righe di emissione della sorgente cadono in tali bande di assorbimento, risulta impossibile rivelarle. L'altro grosso problema è che il rumore

dovuto al fondo nelle bande infrarosse è molto più elevato che nelle bande ottiche, come già discusso nel Cap.3. In questo contesto, risulta particolarmente difficile l'analisi dei dati nella banda H, e in parte delle bande J e K, dove sono presenti fortissime righe di emissione OH da parte del cielo. Anche con la tecnica del "nodding" discussa nel Cap.3, spesso queste righe non vengono sottratte bene lasciando forti residui (positivi o negativi) nello spettro risultante, sia a causa della loro forte variabilità temporale, sia perché piccole flessioni strumentali possono spostare leggermente la loro posizione fra un'integrazione e la successiva. Indipendentemente dalla loro variabilità e da problemi di spostamento strumentale, l'intensità di molte delle righe è talmente elevata che il rumore Poissoniano ad esse associato aumenta tantissimo sui pixel coperti da tali righe, mentre le regioni attigue, libere da righe intense possono avere un rumore relativamente basso. L'effetto risultante è che, specialmente nella banda H, e in parte delle bande J e K, lo spettro monodimensionale può apparire estremamente rumoroso a causa dei residui di righe di cielo e del loro rumore poissoniano, ma tale rumore è in realtà concentrato solo in corrispondenza delle righe di cielo. Per tale motivo, nel caso specifico della ricerca di righe di emissione in sorgenti astronomiche deboli, diventa importante il modo in cui viene visualizzato lo spettro e il modo in cui viene valutata la significatività delle righe rivelate. Anzitutto, assieme allo spettro monodimensionale è utile mostrare lo spettro del fondo, in modo che si possa identificare dove cadono le righe di cielo e quindi attribuire ad esse eventuali picchi di rumore. È spesso utile mostrare, assieme allo spettro monodimensionale, lo spettro bi-dimensionale, ovvero l'immagine dello spettro in cui è mostrata la direzione di dispersione (asse X) in funzione della direzione spaziale lungo la fenditura (asse Y). Questo aiuta a verificare il livello di confidenza della rivelazione di una riga e, ad esempio, escludere che sia dovuta ad un artefatto del rivelatore o ad una fluttuazione di una riga di cielo. In tale immagine le righe di cielo danno luogo a fluttuazioni

confinate in "colonne di rumore" parallele l'asse Y, mentre lo spettro di una sorgente astronomica è distribuito su una "striscia" orizzontale ed eventuali righe di emissione associate alla sorgente sono localizzate all'interno di tale striscia (ma possono essere anche più estese se l'emissione in riga è più estesa del continuo). Nel caso dei dati SINFONI gli spettri non sono ottenuti con una fenditura, e quindi non si ottengono direttamente spettri bidimensionali, bensì "cubi" spettrali, come discusso nel precedente capitolo (ovvero abbiamo più informazione rispetto ad un semplice spettro "long-slit"). È possibile però estrarre dal cubo uno spettro bidimensionale lungo una "pseudo long slit" orientata a piacimento sui piani spaziali del cubo.

La Figura 4.1 mostra un esempio di visualizzazione degli spettri infrarossi, in cui è riportato sia lo spettro monodimensionale della sorgente, lo spettro di cielo (pannello inferiore) e lo spettro bi-dimensionale (pannello superiore). Nella figura vengono identificate le diverse componenti spettrali che appaiono negli spettri.

Nel caso di "cubi" spettrali, come quelli forniti da SINFONI, un altro modo per visualizzare i dati, e in particolare la rivelazione di righe, è quello di estrarre "immagini in riga", sommando assieme le immagini alle lunghezze d'onda che comprendono una certa riga spettrale dell'oggetto osservato. In questo modo si ottiene una vera e propria mappa dell'emissione della riga selezionata, che viene oltretutto isolata dai contributi delle righe di cielo negli altri canali spettrali. Inoltre, anche se una riga di cielo dovesse cadere all'interno dei canali spettrali coperti dalla riga di emissione dell'oggetto astronomico, questa non altererebbe la morfologia della mappa in riga, perché la riga di cielo è distribuita su tutto il campo di vista (contribuisce solo al rumore complessivo dell'immagine in riga).

Complessivamente, la rivelazione di una possibile riga di emissione nello spettro monodimensionale può essere confermata con confidenza molto superiore tramite l'analisi dello spettro bidimensionale e tramite l'estrazione di

un'immagine in riga.

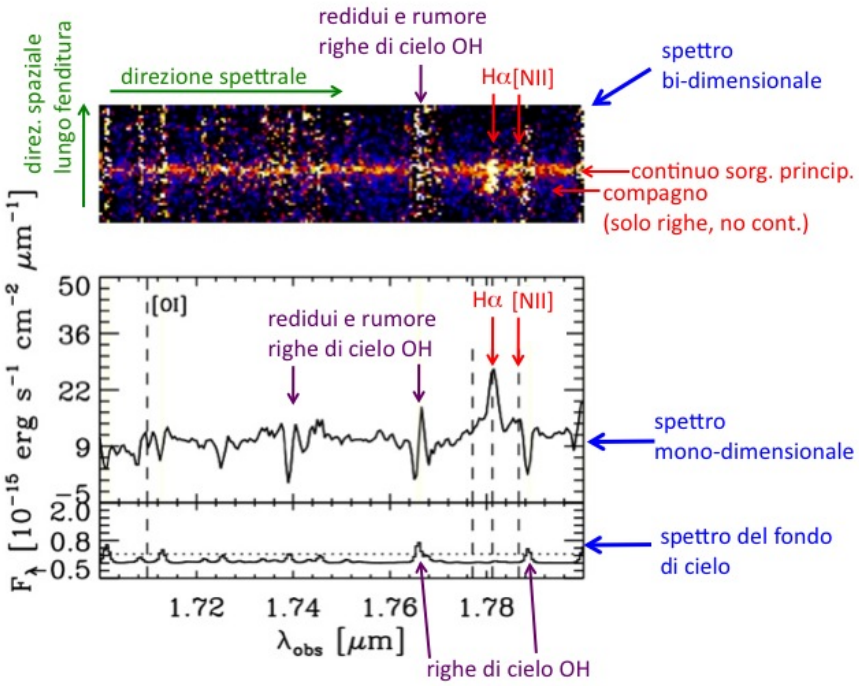
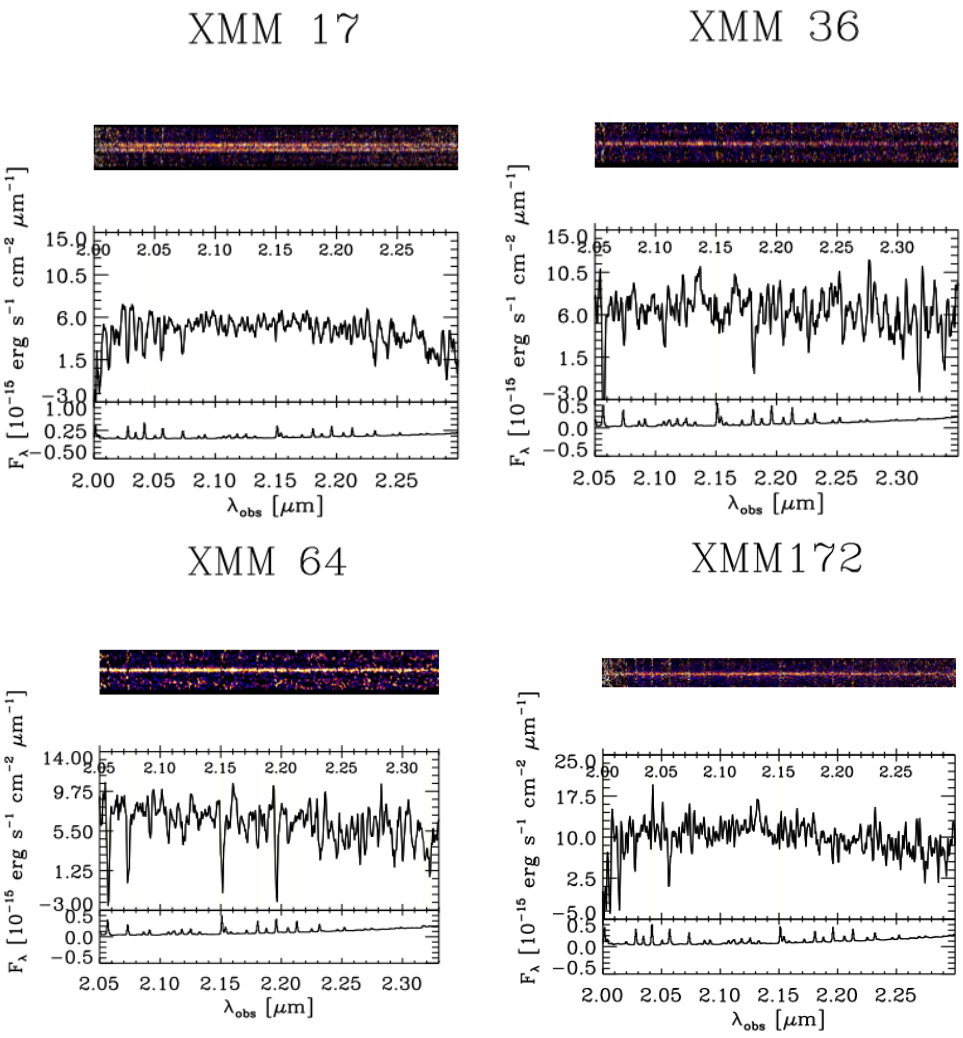


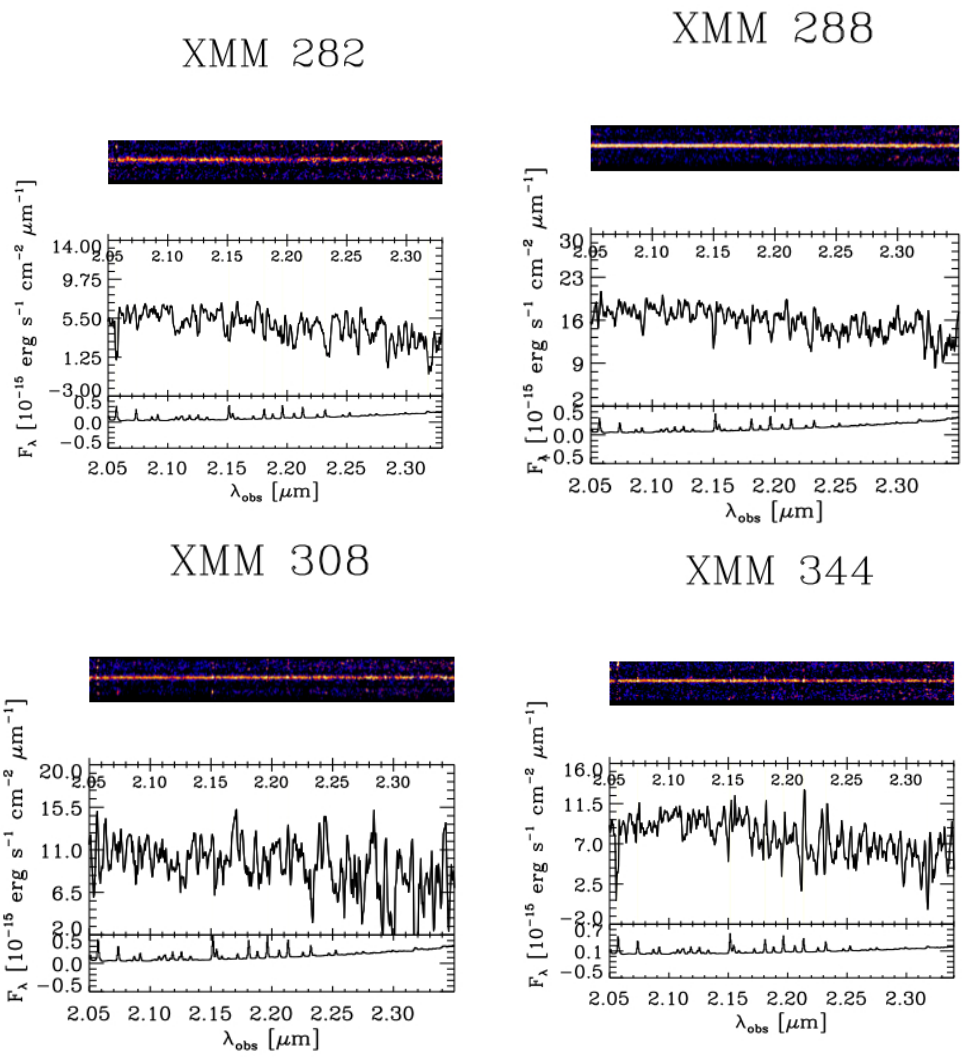
Figura 4.1: *Esempio di visualizzazione di uno spettro infrarosso. Nel pannello centrale è mostrato lo spettro monodimensionale della sorgente, in questo caso estratto con un'apertura di 1″, in cui è visibile una riga (Hα) della sorgente. Nel pannello inferiore è mostrato lo spettro di cielo, dove sono chiaramente visibili le righe OH (notare che le unità di flusso dello spettro di cielo sono arbitrarie). Nel pannello superiore è mostrato lo spettro bidimensionale, estratto con una "pseudo long slit" orientata Nord-Sud, di larghezza 1″. In quest'ultimo spettro l'asse X ha la stessa scala spettrale dello spettro monodimensionale sottostante, mentre l'asse Y ha un'altezza di 5 arcsec. Nello spettro monodimensionale si nota più chiaramente il continuo della sorgente (striscia orizzontale centrale), le righe di emissione Hα e [NII] associate alla sorgente, e le bande di rumore verticali associate alle righe OH del cielo.*

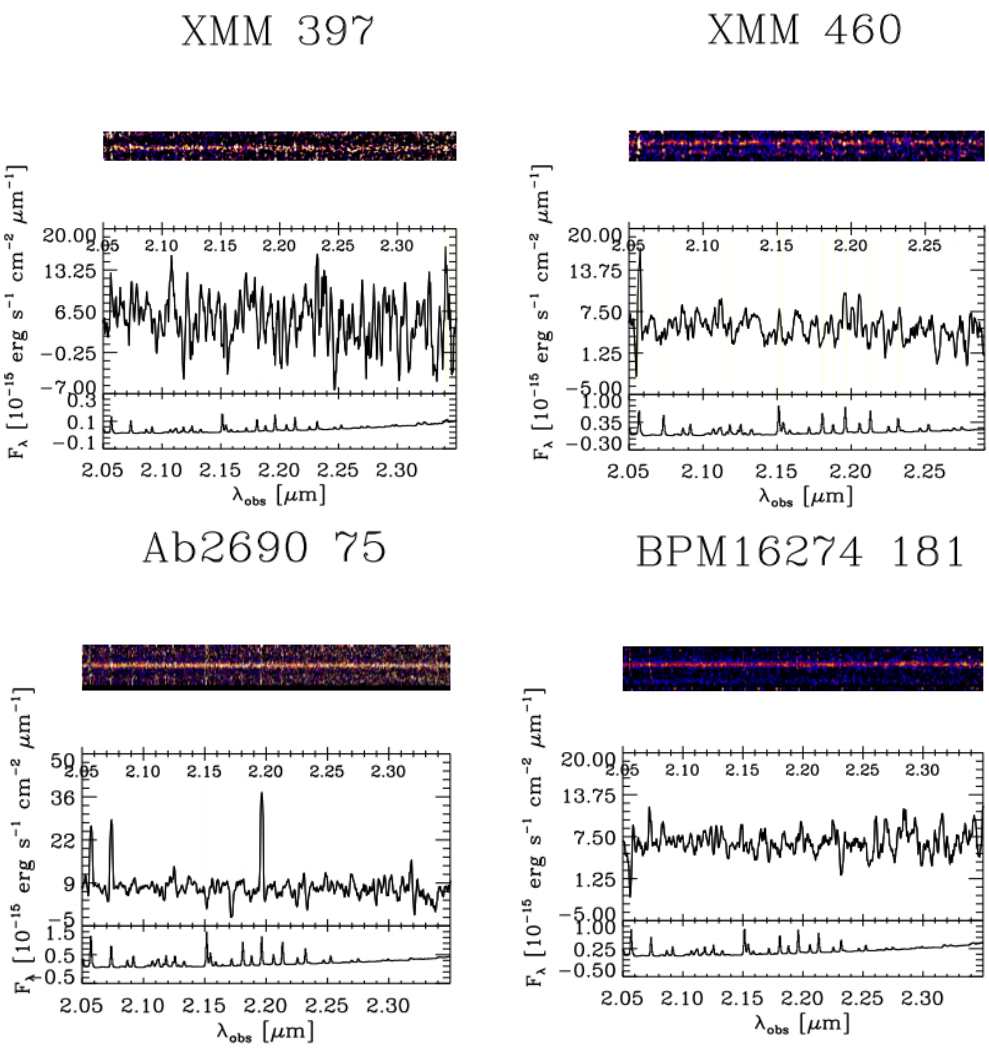
Nelle seguenti sezioni discuteremo in modo dettagliato i risultati spettroscopici ottenuti per le nostre sorgenti, utilizzando i metodi di visualizzazione degli spettri discussi sopra.

4.2 Il continuo

L'emissione del continuo è rivelata nello spettro di ogni oggetto almeno in banda K. La Figura 4.2 mostra gli spettri nella banda K, sia la versione monodimensionale (pannelli inferiori) estratta con un apertura che includa almeno l'80% del flusso della sorgente (che massimizza il S/N), sia lo spettro bidimensionale (pannelli superiori) ottenuto estraendo lo spettro lungo una "pseudo long slit" centrata sulla sorgente e con largezza di 1" e orientata nella direzione Nord-Sud, a meno che non sia specificato diversamente. Negli spettri K, dove il continuo è chiaramente rivelato, non troviamo evidenze di righe o bande stellari. Tuttavia il rapporto segnale-rumore è sufficiente a farci identificare solo eventuali righe/bande spettrali particolarmente profonde, quali, ad esempio, il "4000Å break" (dovuto ad una combinazione di righe del calcio e del Balmer break dell'idrogeno). Se il continuo è di origine predominantemente stellare, come suggerito, per questa classe di oggetti, dalla morfologia delle immagini K con buon *seeing* (Mignoli et al. 2005), l'assenza di prominenti righe/bande stellari (ed in particolare del "4000Å break") in K significa che questi oggetti sono a redshift inferiore a 4.
Nelle bande J e H il continuo è generalmente più debole e, specialmente in banda J, in genere è rivelabile solo sommando assieme tutti i canali spettrali; in alcuni casi il continuo è al di sotto della soglia di rivelazione anche con quest'ultimo metodo. Anche negli spettri J e H non riveliamo ovvie righe/bande stellari, ma il rapporto segnale-rumore sul continuo in queste bande è più basso, e la non rivelazione di righe/bande stellari non ci consente di fornire vincoli stringenti nè sulla popolazione stellare nè sul redshift della sorgen-


XMM 17
XMM 36
XMM 64
XMM172
F_λ [10^{-15} erg s^{-1} cm^{-2} μm^{-1}]
λ_{obs} [μm]


XMM 282
XMM 288
XMM 308
XMM 344
F_λ [10^{-15} erg s^{-1} cm^{-2} μm^{-1}]
λ_{obs} [μm]


XMM 397
XMM 460
Ab2690 75
BPM16274 181
F_λ [10^{-15} erg s^{-1} cm^{-2} μm^{-1}]
λ_{obs} [μm]

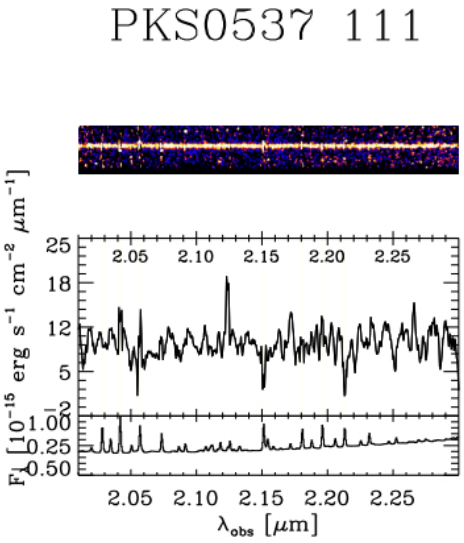
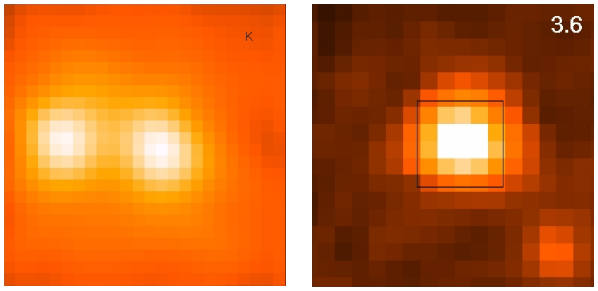


Figura 4.2: *Spettri monodimensionali nella banda K (pannelli inferiori) e corrispondentemente gli spettri bidimensionali (pannelli superiori) ottenuti estraendo lo spettro lungo una "pseudo long slit" centrata sulla sorgente orientata nella direzione Nord-Sud. Negli spettri bidimensionali l'asse X corrisponde alla direzione di dispersione spettrale (la scala in lunghezza d'onda è la stessa dei pannelli inferiori), mentre l'asse Y corrisponde alla direzione spaziale lungo la direzione della pseudo fenditura ed ha un'altezza di 5 arcsec.*

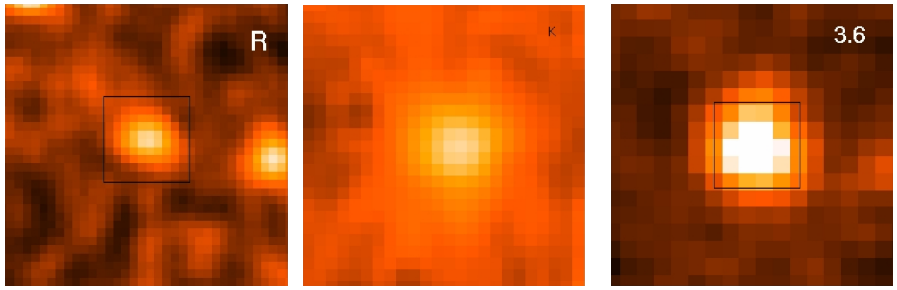
te. Tali informazioni potranno essere ottenute dal confronto dell'emissione continua integrata nelle diverse bande, come discusso successivamente nel Cap.6.

La Figura 4.3 mostra le immagini delle sorgenti nelle bande R ($\lambda \sim 6600\mathring{A}$), K e a $\lambda = 3.6\mu m$, dove disponibile. In tutte queste immagini (come pure tutte quelle che seguiranno nel resto della tesi) il Nord è verso l'alto, mentre l'Est verso sinistra. Mentre le immagini ottiche (banda-R) sono state ottenute con camere di tipo "imaging", le immagini nella banda K sono ottenute dai nostri dati spettri semplicemente "collassando" i cubi nella direzione spettrale all'interno di ciascuna banda. Le immagini a 3.6μm sono ottenute tramite la camera IRAC del telescopio spaziale Spitzer della NASA. Le immagini mostrano visivamente quanto siano "rosse" tali galassie, ovvero relativamente brillanti nelle bande K e a 3.6μm, mentre sono molto deboli nelle bande a lunghezze d'onda più corte. Questo è ovviamente il risultato del nostro criterio di selezione, come discusso nel Cap.2.

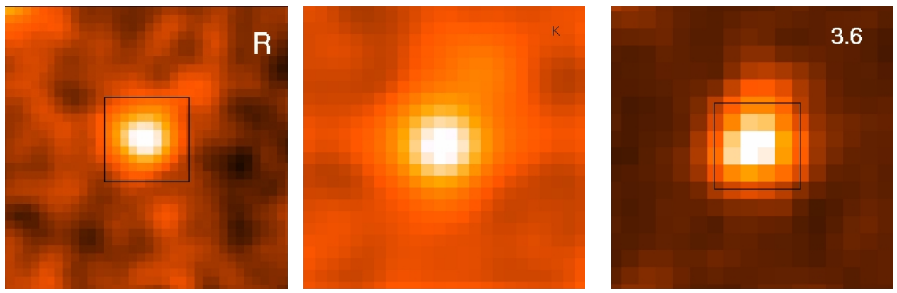
In molti casi le immagini rivelano compagni entro pochi arcsec, con colori simili alla sorgente principale (la più brillante nel campo). Nella prossima sezione vedremo che, laddove è possibile identificare il redshift spettroscopico del compagno, quest'ultimo si trova effettivamente ad un redshift prossimo a quello della sorgente principale, indicando che si tratta effettivamente di galassie in possibile interazione con la galassia centrale che ospita l'AGN, e non semplicemente di galassie che sono vicine solo per effetti di proiezione. Anche i compagni senza redshift spettroscopico sono probabilmente compagni fisici (e non solo in proiezione) visto che hanno colori simili alla sorgente centrale (questo argomento verrà approfondito nel capitolo 8).



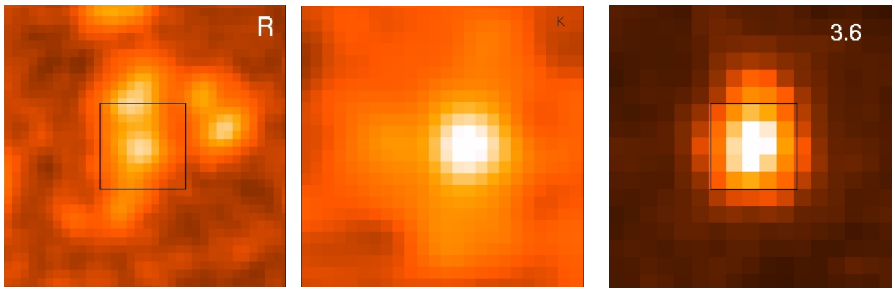
XMM 17



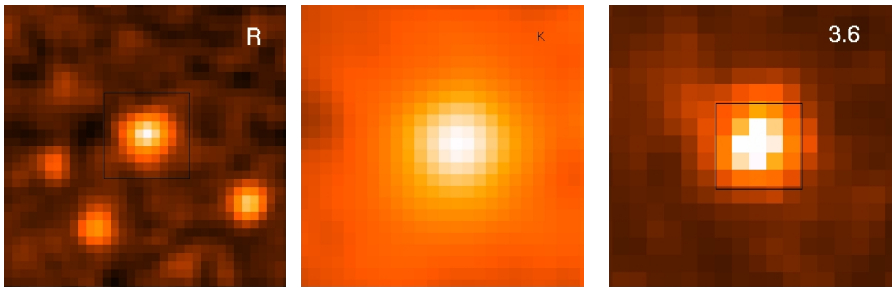
XMM 36



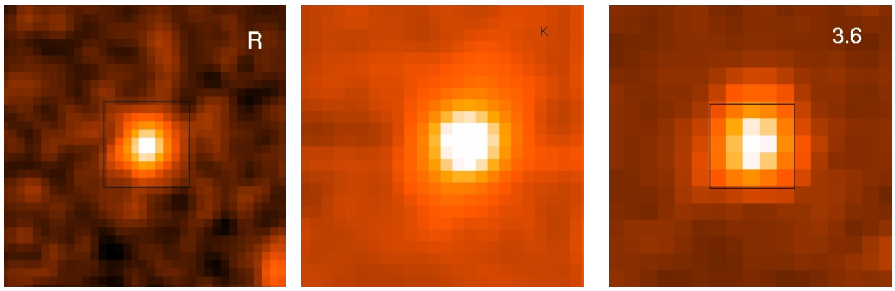
XMM 64



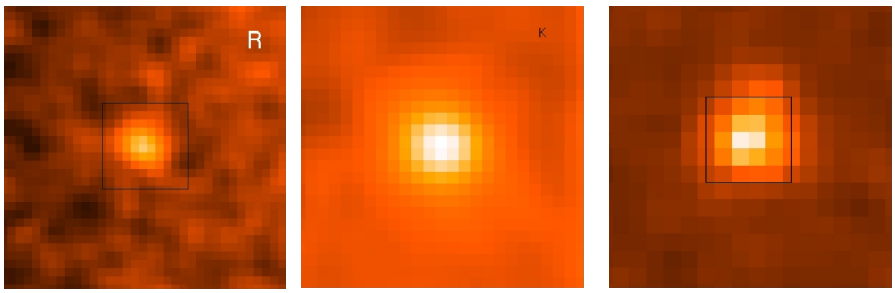
XMM 172



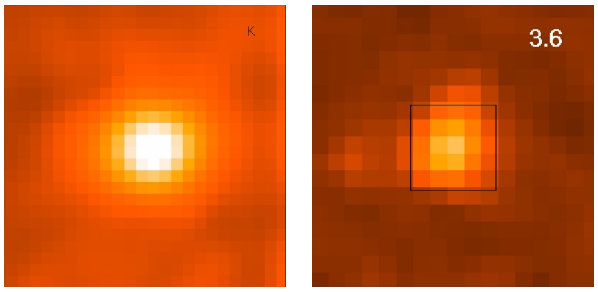
XMM 282



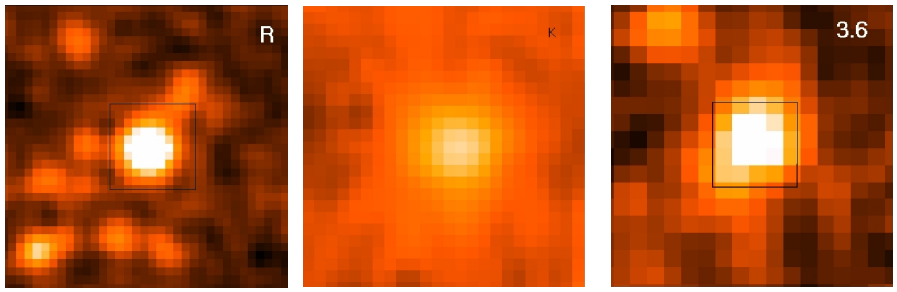
XMM 288



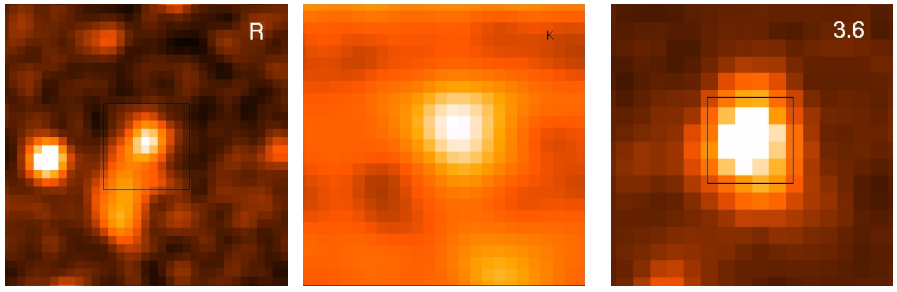
XMM 308



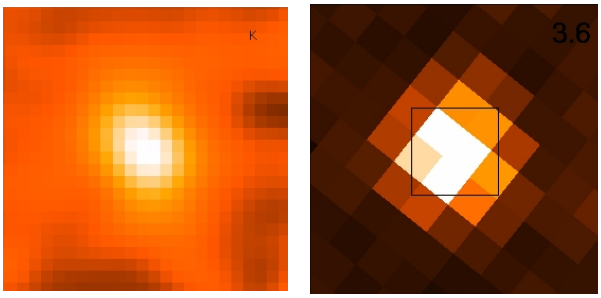
XMM 344



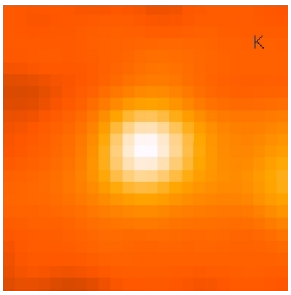
XMM 397



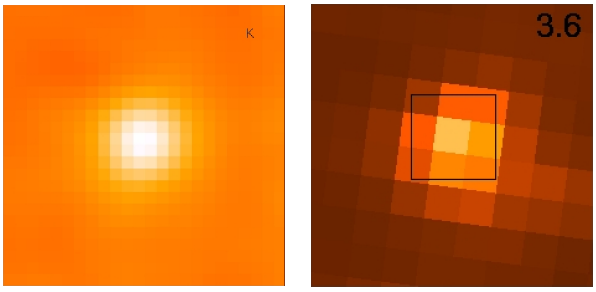
XMM 460



Ab2690#75



BPM16274#181



PKS0537#111

Figura 4.3: *Immagini nelle bande R, K ed a 3.6 μm delle sorgenti del nostro campione. In tutte le immagini il Nord è verso l'alto, mentre l'Est verso sinistra. Le immagini laterali (banda R e IRAC (3.6 μm)) hanno 10 arcsec di lato e al loro interno viene evidenziato un box di 3 arcsec di lato, corrispondenti all'immagine centrale. Le immagini nella colonna centrale (banda K) sono state prese da SINFONI ed hanno 3 arcsec di lato.*

4.3 Righe di emissione e redshift spettroscopici

Negli spettri SINFONI e ISAAC siamo riusciti ad identificare un certo numero di righe di emissione. In molti casi si è potuto identificare le righe senza ambiguità grazie al fatto che nello stesso spettro si rivelano più righe le cui lunghezze d'onda sono nel corretto rapporto di righe spettrali tipicamente osservate in AGN e galassie con formazione stellare (e.g. Hα, [NII], Hβ, [OIII]).

In alcuni casi si osserva una riga molto larga (>2000 km/s), come tipicamente osservato per le righe permesse nei quasar e nelle Sy1 (Cap.1). Tale riga larga è stata identificata con la Hα della broad line region. Ciò è stato fatto o grazie alla rivelazione di altre righe strette che confermavano l'identificazione, oppure è stato semplicemente dedotto dal fatto che, se si fosse trattato invece della Hβ, si sarebbe dovuto pure osservare una corrispondente emissione della Hα larga, molto più forte e a lunghezze d'onda maggiori (e coperte dai nostri spettri).

Nel caso di alcuni compagni molto vicini alla sorgente principale (quella responsabile dell'emissione nei raggi-X, identificata grazie alle immagini Chandra oppure grazie alla controparte Spitzer) si è identificata una sola riga, ma ad una lunghezza d'onda molto vicina alla riga più intensa rivelata nella sorgente principale (e.g. Hα). In questi casi, l'identificazione più semplice e ovvia della riga nel compagno è che sia la stessa riga osservata nella sorgente principale.

Sebbene le sorgenti e le righe di emissione siano estremamente deboli (flussi tipicamente inferiori a 10^{-16} erg s^{-1} cm^{-2}) e gli spettri estremamente rumorosi a causa dell'elevato fondo infrarosso, grazie a tali righe spettrali, abbiamo identificato il redshift di 12 sorgenti. Di queste, sette sono sorgenti "principali" (associate all'emissione nei raggi-X) e cinque sono compagne.

Nella Tabella 4.1 vengono elencate tutte le sorgenti per cui si è potuto identificare un redshift spettroscopico, assieme alla lista delle righe identificate e dei loro flussi.

Per misurare i flussi delle righe nella maggior parte dei casi si è effettuato un semplice fit con una Gaussiana ed un continuo lineare. L'aspetto più critico è che in tale processo si devono escludere regioni spettrali ad alto rumore o con forti residui di cielo (tipicamente associati a righe di cielo OH) e regioni a bassa trasmissione atmosferica (i.e. tipicamente le bande negli intervalli 1.35-1.45μm e 1.82-1.96μm). Nei casi delle righe larghe Hα si è però dovuto effettuare un fit con componenti gaussiane multiple: una gaussiana "larga", che riproduce la componente principale, e alcune gaussiane "strette" per riprodurre Hα e [NII]6584,6548. Nel fit si è lasciata libera la lunghezza d'onda dell'Hα stretta (che spesso non ha esattamente lo stessa velocità centrale dell'Hα larga), ma si sono vincolate le velocità (ovvero i redshift) delle righe [NII]6584 e [NII]6548 ad essere uguali all'Hα stretta. Inoltre, il rapporto fra i flussi delle due righe [NII]6584 e [NII]6548 è stato vincolato a $F_{[NII]6584}/F_{[NII]6548} = 3$, ovvero uguale al rapporto fra i coefficienti di Einstein delle due transizioni (che provengono dallo stesso livello eccitato). Infine, per tutte le righe "narrow" di una stessa sorgente si è assunto la stessa larghezza delle righe.

Nel seguito discutiamo brevemente gli spettri e le identificazioni di righe di emissione ottenute per ciascuna sorgente. Un riassunto dei parametri misurati per le varie righe di emissione osservate in tali sorgenti è fornito dalla Tabella 4.1. Di seguito si riportano le proprietà delle singole sorgenti.

4.3.1 XMM172

Nel campo di vista di SINFONI di questa sorgente abbiamo identificato le righe di emissione di tre sorgenti. Nella sorgente più brillante, che è probabil-

Name	z	Emission lines			
		IR_{line}	λ_{obs} (μm)	flux 10^{-17}erg cm^{-2}s^{-1}	FWHM^{a,b} (km/s)
XMM 172	1.7137	Hα	1.781	4.8±0.3	425±110
		[NII]6584	1.787	1.1±0.3	
		Hβ	1.319	0.8±0.3	
		[OIII]5007^{c}	1.358^{c}	<1.14^{c}	
XMM 172$_{Comp1}$	1.7130	Hα	1.780	6.3±0.3	357±100
		[NII]6584	1.786	1.6±0.3	
XMM 172$_{Comp2}$	1.667	Hα	1.751	3.2±0.3	386±105
		[NII]6584	1.756	0.5±0.3	
		[SII]6717	1.791	0.6±0.3	
		[SII]6721	1.795	0.6±0.3	
		Hβ	1.296	0.9±0.6	
		[OIII]5007	1.335	3.2±0.6	
XMM 397	1.5807	Hα	1.693	2.6±0.7	392±160
		[NII]6584	1.689	0.9±0.7	
		Hβ	1.292	<0.6	
		[OIII]5007	1.292	5.7±0.6	
XMM 460	1.7480	Hα_{br}	1.804	67.6±2.5	2316±113
		Hα_{nar}	1.804	2.2±1.2	459±130
		[NII]6584	1.809	8.2±1.2	
		Hβ_{br}	1.336	<9	
XMM 460$_{Comp1}$	1.7480	Hα	1.803	4.1±0.9	334±150
		[NII]6584	1.809	2.9±0.8	
XMM 460$_{Comp2}$	1.3330	Hα	1.531	5.9±0.5	480±115
		[NII]6584	1.536	1.2±0.5	
		Hβ	1.134	<5	
		[OIII]5007	1.168	<3	

Tabella 4.1: *Parametri delle righe di emissione che sono state rivelate nelle diverse sorgenti. Quando è presente una componente larga della riga, il pedice b e n sull'identificazione della riga indica, rispettivamente, la componente larga e stretta. Note:* [a] *La larghezza è vincolata ad essere la stessa per tutte le righe strette di una stessa sorgente.* [b] *La larghezza delle righe è deconvoluta dal profilo strumentale.* [c] *Stimato dall'upper limit su [OIII]4959 e sfruttando la relazione* $F_{[OIII]5007} = 3 \times F_{[OIII]4959}$.

Name	z	Emission lines			
		IR_{line}	λ_{obs} (μm)	flux 10^{-17}erg cm^{-2}s^{-1}	FWHM[a,b] (km/s)
Ab2690#29	2.0849	Hα_b	2.029	200.±6.0	5871±245
		Hα_n	2.024	18.4±4.0	603±210
		[NII]6584	2.031	12.8±3.5	
		[SII]6717	2.072	8.9±3.0	
		[SII]6717	2.076	6.0±3.0	
		Hβ_{br}	1.503	<10.0	
		Hβ_{nar}	1.503	4.9±1.0	
		[OIII]5007	1.044	12.3±1.5	
BPM16274#69	1.3550	Hα	1.546	23.0±6.5	490±180
		[NII]6584	1.550	28.0±6.5	
		Hβ	1.145	21.0±6.0	
		[OIII]5007	1.091	46.0±6.0	
BPM16274#181	1.3350	Hα_b	1.530	14.9±2.2	2491±511
		Hα_n	1.532	5.5±0.8	410±130
		[NII]6584	1.537	2.4±0.8	
		Hβ_b	1.286	<3.5	
		Hβ_n	1.286	<2.1	
		[OIII]5007	1.325	6.3±0.9	
BPM16274 181_{comp1}	1.3350	Hα	1.532	2.1±0.6	311±190
		[NII]6584	1.537	1.2±0.6	
PKS0537#91	1.5401	Hα	1.667	3.1±0.3	576±160
		[NII]6584[c]	1.672[c]	1.9[c]±0.3	
		[OIII]5007	1.272	4.5±1.5	
		Hβ	1.235	<1.5	

Tabella 4.2: *Continuazione di Tabella 4.1. Note:* [a] *La larghezza è vincolata ad essere la stessa per tutte le righe strette di una stessa sorgente.* [b] *La larghezza delle righe è deconvoluta dal profilo strumentale.* [c] *Misurata nelle zone in cui la riga appare fuori da una intensa riga di cielo dell'OH.*

mente la controparte della sorgente X, abbiamo rivelato la riga Hα e la riga [NII]6584 (Figura 4.4), le quali forniscono un redshift pari a z=1.7137. La riga Hβ è solo marginalmente rivelata; appare leggermente spostata rispetto alla lunghezza d'onda prevista dalla riga Hα, ma questo è probabilmente dovuto all'incertezza della calibrazione assoluta dello spettro in banda J. La riga [OIII]4959 non è rivelata, mentre la riga [OIII]5007 cade nella regione a forte assorbimento atmosferico oltre 1.35μm; comunque l'upper limit sul flusso della riga [OIII]4959 fornisce automaticamente anche un upper limit sulla riga [OIII]5007, dato che $F_{[OIII]5007} = 3\ F_{[OIII]4959}$.

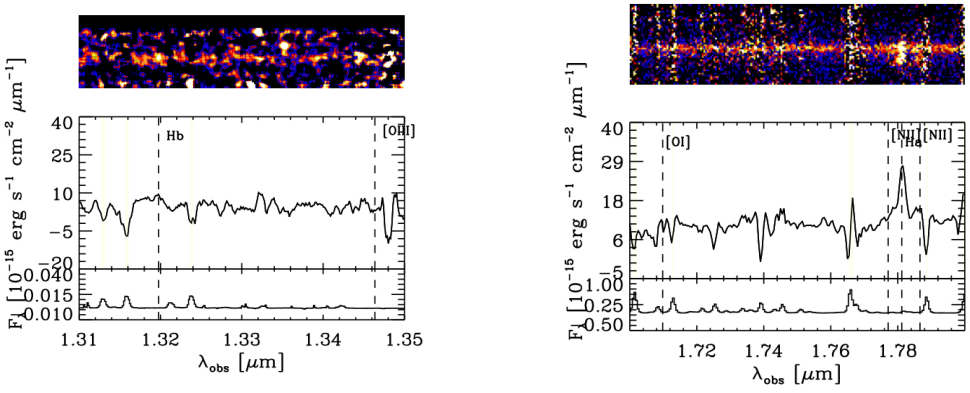


Figura 4.4: *Spettro monodimensionale e bidimensionale della sorgente XMM172 in corrispondenza della righe Hα e [NII] (pannello di destra) e in corrispondeza delle righe Hβ (solo marginalmente rivelata) e [OIII]4959 (non rivelata, mentre la riga [OIII]5007 è fuori dalla banda osservabile).*

Nel cubo SINFONI abbiamo poi identificato un compagno situato a 0.875″ a Ovest della sorgente principale, con riga di emissione alla stessa lunghezza d'onda dell'Hα della sorgente principale, e che quindi è naturale identificare anch'essa come Hα. La rivelazione di una debole emissione in corrispondenza di [NII]6584 conferma l'identificazione. Lo spettro di questo compagno è mostrato in Figura 4.5. Al redshift di queste sorgenti la separazione angolare

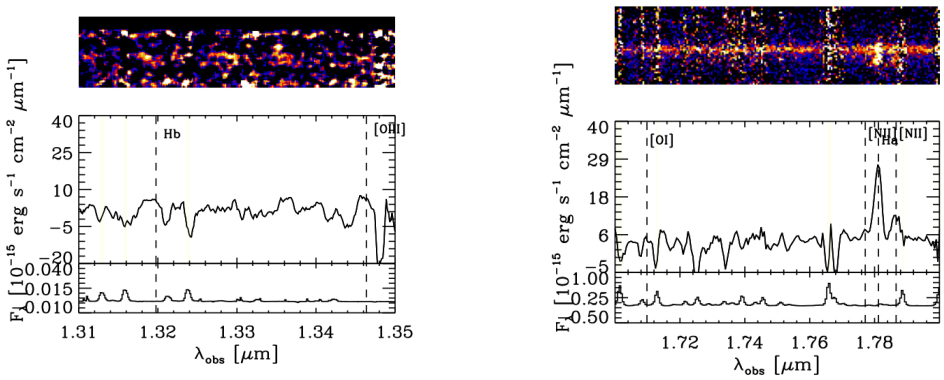


Figura 4.5: *Spettro monodimensionale e bidimensionale del primo compagno della sorgente XMM172 in corrispondenza della righe Hα e [NII] (pannello di destra) e in corrispondeza di dove ci si aspetterebbe la riga dell' [OIII] e Hβ (non rivelate). La "pseudo-fenditura" utilizzata per ottenere lo spettro bidimensionale è orientata in maniera tale da avere in fenditura anche la sorgente principale; si osserva quindi, nello spettro bi-dimensionale, anche l'emissione continua e in riga della sorgente principale.*

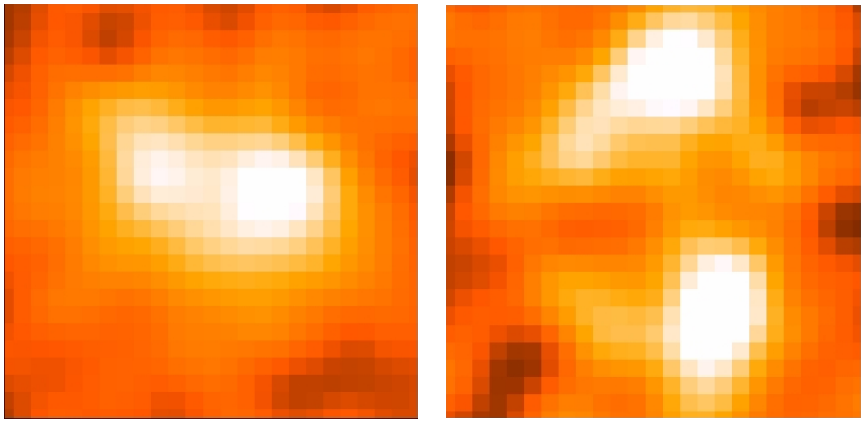


Figura 4.6: *Mappe della riga Hα della sorgente XMM172 e dei suoi compagni. A sinistra la mappa Hα delle due sorgenti allo stesso redshift. A destra la mappa Hα del secondo compagno (oggetto brillante superiore, mentre l'oggetto inferiore rappresenta la sorgente principale); i box hanno dimensioni di 3 arcsec di lato, non sono centrate alla stessa coordinata spaziale*

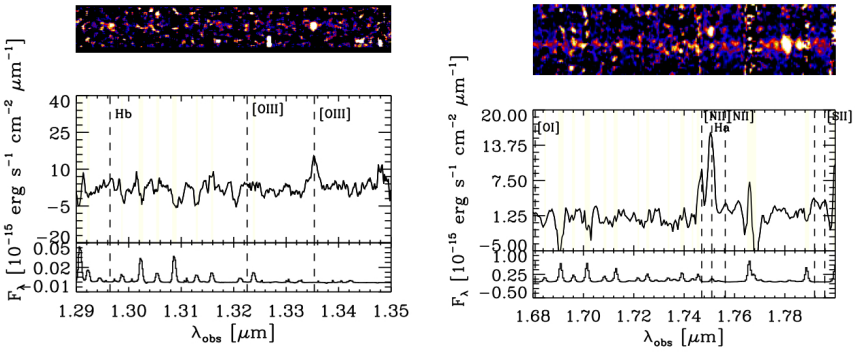


Figura 4.7: *Spettro monodimensionale e bidimensionale del secondo compagno della sorgente XMM172 in corrispondenza della righe Hα e [NII] (destra) e in corrispondeza della riga dell' [OIII] e Hβ (sinistra).*

implica che le due galassie hanno una distanza fisica di soli 7.4 kpc, e quindi sono certamente interagenti. La Figura 4.6 mostra l'immagine ottenuta sulla riga Hα, che evidenzia chiaramente l'emissione delle due sorgenti in riga.
Nel campo di vista si è rivelato anche un secondo compagno situata 1.6″ a Nord della sorgente principale a redshift z=1.667, dedotto dall'identificazione sia della riga Hα che della riga [OIII]5007 (e una marginale rivelazione di Hβ). Gli spettri mono- e bi-dimensionali di questa sorgente sono mostrati in Figura 4.7, mentre l'immagine in riga Hα è mostrata nel pannello di destra di Figura 4.6. La differenza in redshift rispetto alla sorgente principale implica una distanza fisica di circa 80 Mpc. Questo significa che i due oggetti non sono certamente interagenti, ma probabilmente fanno parte della stessa sovradensità locale di galassie.
Facciamo infine notare che nessuno dei due compagni è rivelato nel continuo, ad un flusso limite delle immagini in banda pari a $K_{lim} \sim 20$. Questi compagni sono stati rivelabili solo grazie alla loro emissione in riga, grazie agli spettri bidimensionali ottenuti con SINFONI.

4.3.2 XMM397

Gli spettri mono- e bi-dimensionali di questa sorgente sono mostrati in Figura 4.8. Questi spettri sono pesantemente alterati da forti righe di cielo che non si sono riusciti a sottrarre bene e che hanno contribuito molto al rumore. Tuttavia si è potuto rivelare l'emissione di Hα, [OIII]5007, e marginalmente di [NII]6584. Queste hanno consentito di ottenere un redshift z=1.58. Le mappe nelle righe Hα e [OIII] sono mostrate in Figura 4.9.

4.3.3 XMM460

Nello spettro di questa sorgente (Figura 4.10) abbiamo rivelato una forte riga di emissione larga a 1.8037μm. Abbiamo indentificato questa riga con Hα.

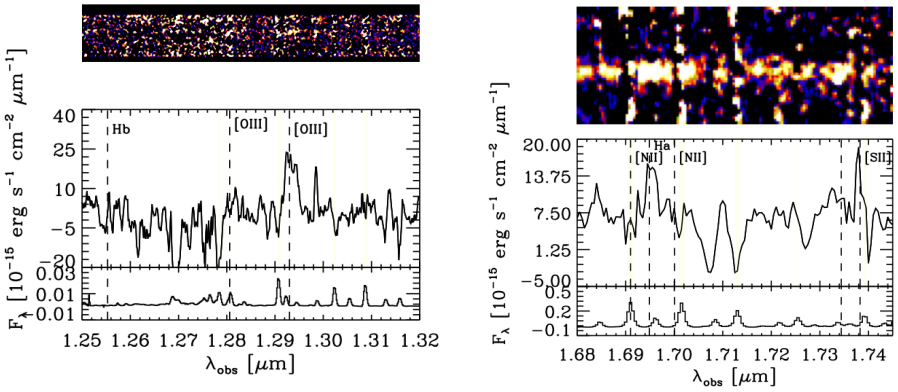


Figura 4.8: *Spettro monodimensionale e bidimensionale della sorgente XMM397.*

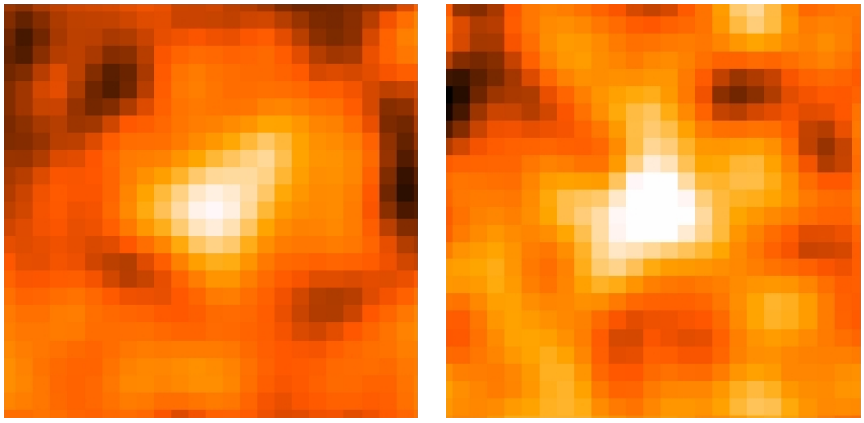


Figura 4.9: *Mappe della riga Hα (destra) e [OIII]5007 (sinistra) della sorgente XMM397. I box hanno dimensioni di 3 arcsec di lato.*

Infatti, se si trattasse di Hβ ci saremmo aspettati di vedere Hα (almeno tre volte più intensa) a 2.43μm (ancora entro la banda di SINFONI) e Hγ (di poco più debole) a 1.61μm, che non osserviamo.

Per ricavare il flusso della riga bisogna tenere in considerazione anche il contributo della componente stretta di Hα e delle due righe [NII]. Abbiamo quindi effettuato un fit con 4 componenti gaussiane, come discusso nell'introduzione di questo capitolo. Il risultato di tale fit è mostrato in Figura 4.11, dove la linea blu mostra la Hα larga, le linee verdi le tre righe strette, e la linea rossa il fit complessivo (includendo il continuo). La riga Hα larga risulta avere una larghezza a metà altezza $\sim$ 2300 km/s. Tutti i parametri delle righe risultanti dal fit sono riportati in Tab.4.1.

Non riveliamo alcuna riga larga in corrispondenza della lunghezza d'onda aspettata per l' Hβ. Questo implica una classificazione di tipo 1.9, e quindi conferma che il nucleo è significativamente assorbito, in accordo con l'assorbimento dedotto nei raggi X, come discusso in seguito.

Per questa galassia abbiamo anche identificato due compagni. Un primo compagno è stato identificato a 1.6$''$ a Sud-Ovest della sorgente principale e allo stesso redshift, grazie all'identificazione dell'emissione Hα e di [NII]6548, come mostrato nello spettro di Figura 4.12. La separazione fisica della sorgente principale è di 13.4 kpc, ovvero anche questo compagno è certamente in interazione con la sorgente principale. La Figura 4.13 (pannello di sinistra) mostra la mappa Hα del compagno e della sorgente principale.

Il secondo compagno, situato a 1.7$''$ ad Est della sorgente principale, è stato identificato tramite la rivelazione di una riga di emissione a 1.33μm (Figura 4.14). L'immagine in riga del compagno è mostrata nel pannello di destra di Figura 4.13. In assenza di altre righe di emissione abbiamo associato tale riga ad Hα, il che implica un redshift z=1.33. La distanza fisica dalla sorgente principale è quindi di diverse centinaia di Mpc. Questo non è quindi un compagno fisico della sorgente, ma bensì un oggetto osservato nelle vicinanze

solo in proiezione.

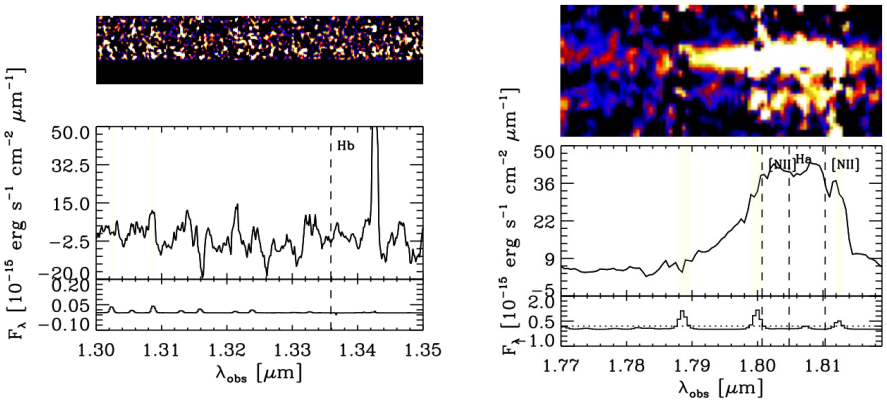


Figura 4.10: *Spettri mono- e bi-dimensionali della sorgente XMM460.*

4.3.4 Abell2690#29

Lo spettro ISAAC di questa sorgente (Figura 4.15) era già stato riportato in Maiolino et al. (2006); qui ne mostriamo un'analisi più accurata. Questa è la sorgente più brillante del campione e lo spettro ISAAC consente di indentificare il redshift (z=2.087) grazie alla rivelazione di una forte riga Hα larga in banda K e delle righe Hβ e [OIII]5007 in banda H. Notiamo che anche in questo caso non si rivela una componente broad di Hβ portando ad una classificazione di tipo 1.9, indicando la presenza di forte assorbimento verso il nucleo di questa sorgente, come pure indicato dall'assorbimento ricavato nei raggi X (si veda discussione in seguito).

Come nel caso di XMM 460, anche in questo caso si è dovuto effettuare un fit con componenti gaussiane multiple per separare il contributo delle componenti strette dall'Hα larga. In questo caso si è dovuto includere anche il contributo del doppietto [SII]6717+6731, perché la Hα è talmente larga

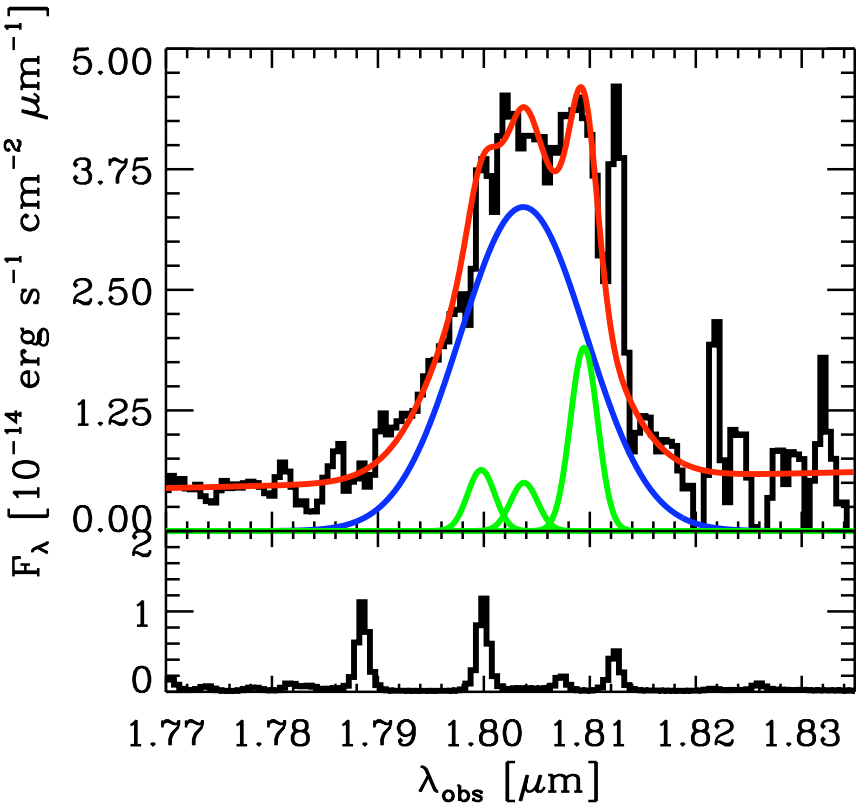


Figura 4.11: *Spettro riferito all'intervallo in lunghezza d'onda centrato sulla riga Hα della sorgente XMM 460 (linea nera) e risultato del fit con Gaussiane multiple. La linea blu mostra la Hα larga, le linee verdi le componenti strette di Hα, [NII]6584 e [NII]6548, mentre la linea rossa mostra il fit risultante, includendo anche il continuo.*

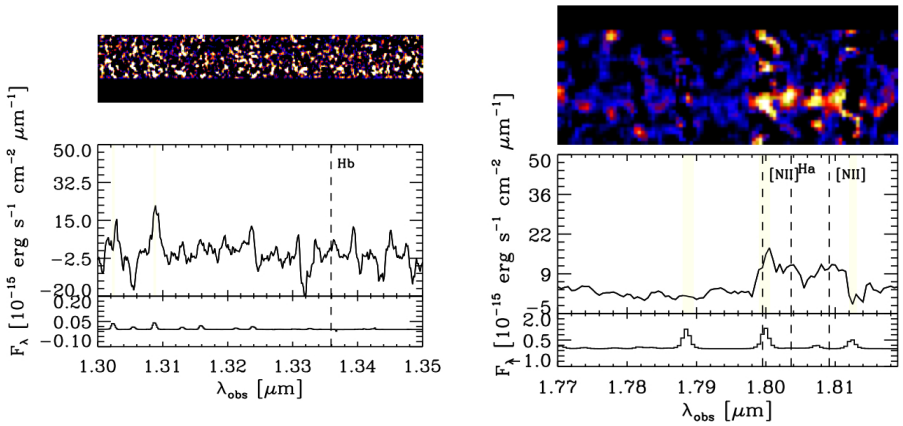


Figura 4.12: *Spettri mono- e bi-dimensionali del primo compagno della sorgente XMM460.*

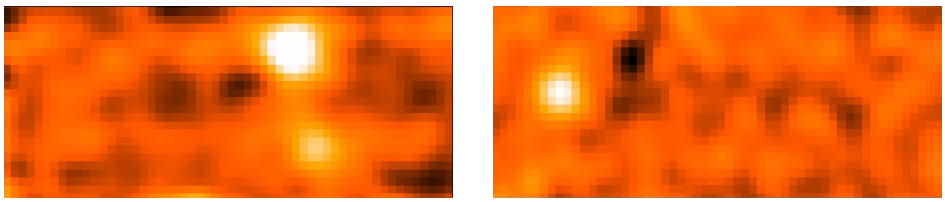


Figura 4.13: *Mappe in riga Hα della sorgente XMM 460 e dei suoi compagni. Nell'imagine di sinistra è mostrata l'immagine Hα della sorgente principale (oggetto più intenso) e del compagno interagente allo stesso redshift. Nell'immagine di destra mostra l'immagine Hα del secondo compagno a redshift più basso. Il box ha le dimensioni di* 3×7 *arcsec. In questa immagine la regione selezionata differisce dalle altre per poter contenere tutti i compagni al loro interno*

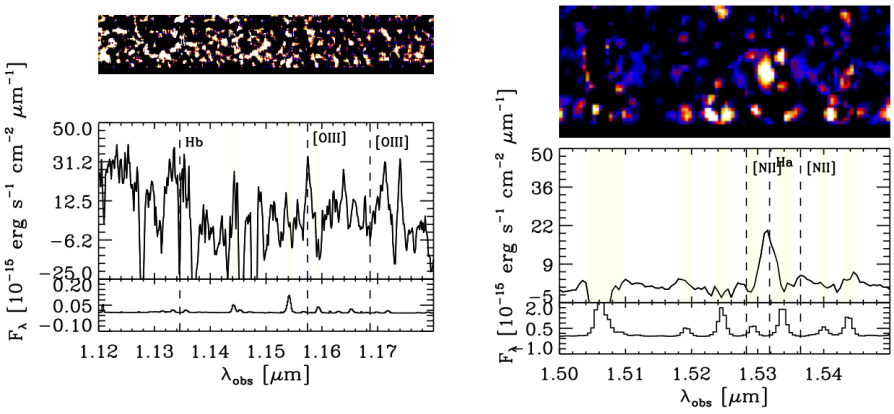


Figura 4.14: *Spettro mono- e bi-dimensionale del secondo compagno della sorgente XMM460.*

che le sue ali si estendono anche a queste lunghezze d'onda. Il fit risultante è mostrato in Figura 4.16. La componente larga dell' Hα ha una larghezza a metà altezza di oltre 5800 km/s. I valori dei parametri relativi a tutte le righe incluse nel fit sono riportati in Tabella 4.1.

4.3.5 BPM16274#69

Anche lo spettro di questa sorgente (Figura 4.17) è stato ottenuto con ISAAC. Il redshift (z=1.355) è chiaramente determinato dalla rivelazione delle Hα e [NII]6584 in banda K, e dalle righe Hβ, [OIII]4959 e [OIII]5007.

4.3.6 BPM16274#181

Lo spettro di questa sorgente è mostrato in Figura 4.18. Il redshift (z=1.335) è ottenuto dalla rivelazione di Hα (che ha sia una componente stretta che una componente larga), [NII]6584, [OIII]5007 e Hβ. Anche in questo caso, la

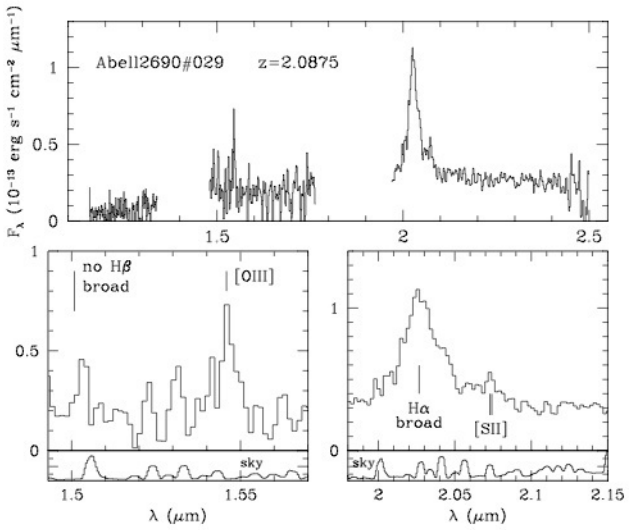


Figura 4.15: *Spettro infrarosso di Abell2690#29 ottenuto con ISAAC. Nelle immagini in basso è mostrato uno zoom dello spettro in corrispondenza di [OIII]+Hβ e Hα.(Da Maiolino et al. 2006).*

regione attorno all'Hα ha richiesto un fit con più componenti, come mostrato in Figura 4.19.

Come mostrato in Figura 4.20, l'immagine in Hα ha consentito di identificare un compagno situato a circa 1.5$''$ dalla sorgente principale. Il redshift del compagno (uguale a quello della sorgente principale) è confermato dalla rivelazione di [NII] nello spettro (Figura 4.21), la cui intensità suggerisce che anche tale compagno ospiti un AGN (come chiariremo meglio in sez.6.2). A questo redshift la separazione angolare si traduce in una distanza fisica di 12.4 kpc, indicando che tale compagno è in interazione con la sorgente principale. Come discuteremo più approfonditamente in seguito, questo potrebbe essere un caso di AGN binario, forse in fase di merging.

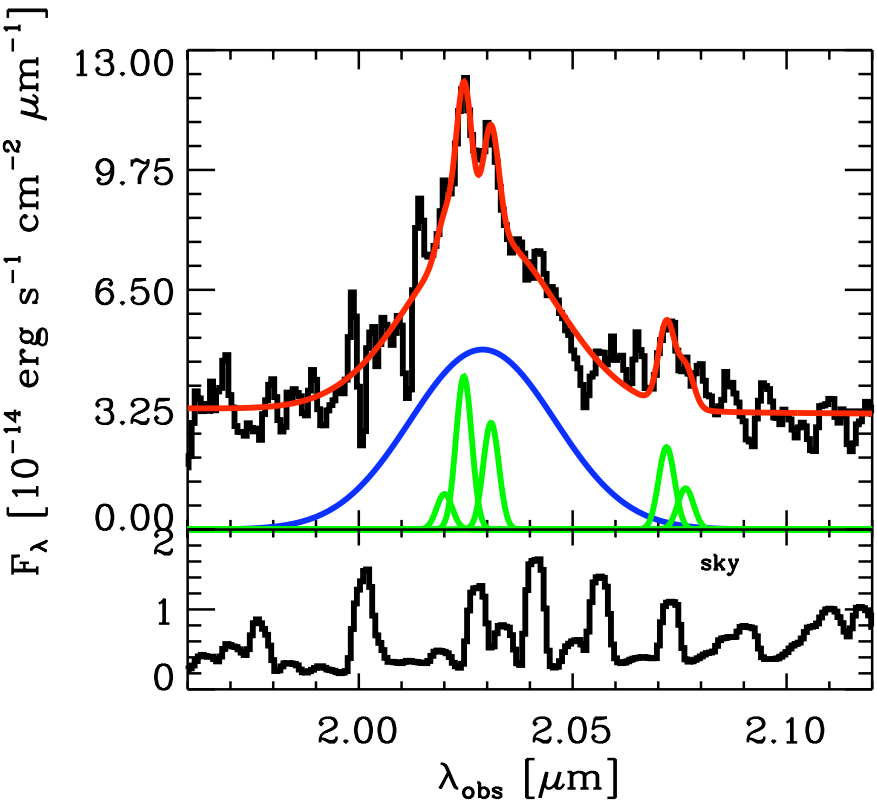


Figura 4.16: *Spettro attorno alla riga Hα della sorgente Abell2690#29 (linea nera) e risultato del fit con Gaussiane multiple. La linea blu mostra la Hα larga, le linee verdi le componenti strette di Hα, [NII]6584, [NII]6548, [SII]6717 e [SII]6731, mentre la linea rossa mostra il fit risultante, includendo anche il continuo.*

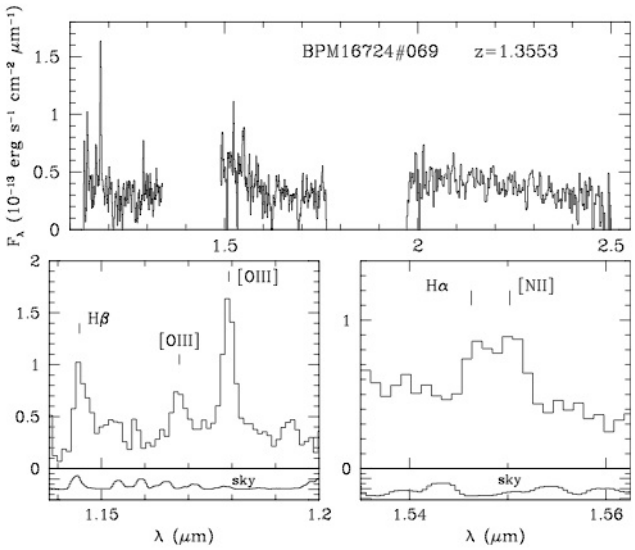


Figura 4.17: *Spettro infrarosso di BPM16274#69 ottenuto con ISAAC. Nelle immagini in basso è mostrato uno zoom dello spettro in corrispondenza di [OIII]+Hβ e Hα+[NII]. (Da Maiolino et al. 2006)*

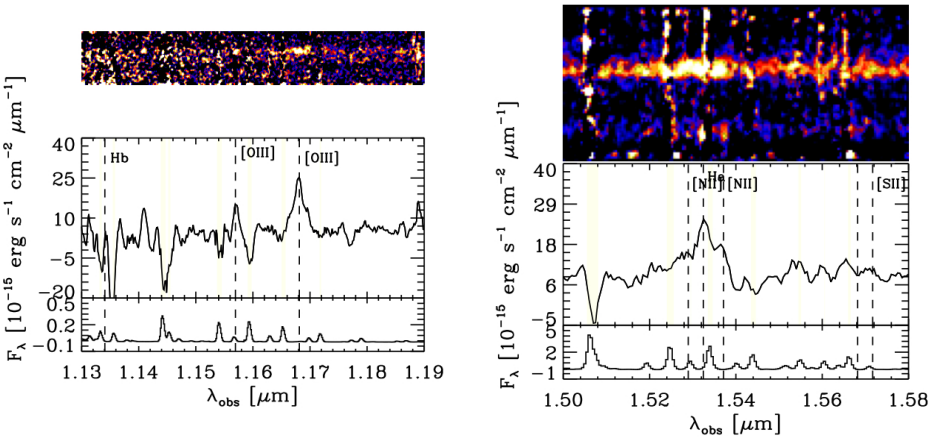


Figura 4.18: *Spettri mono- e bi-dimensionali della sorgente BPM16274#181.*

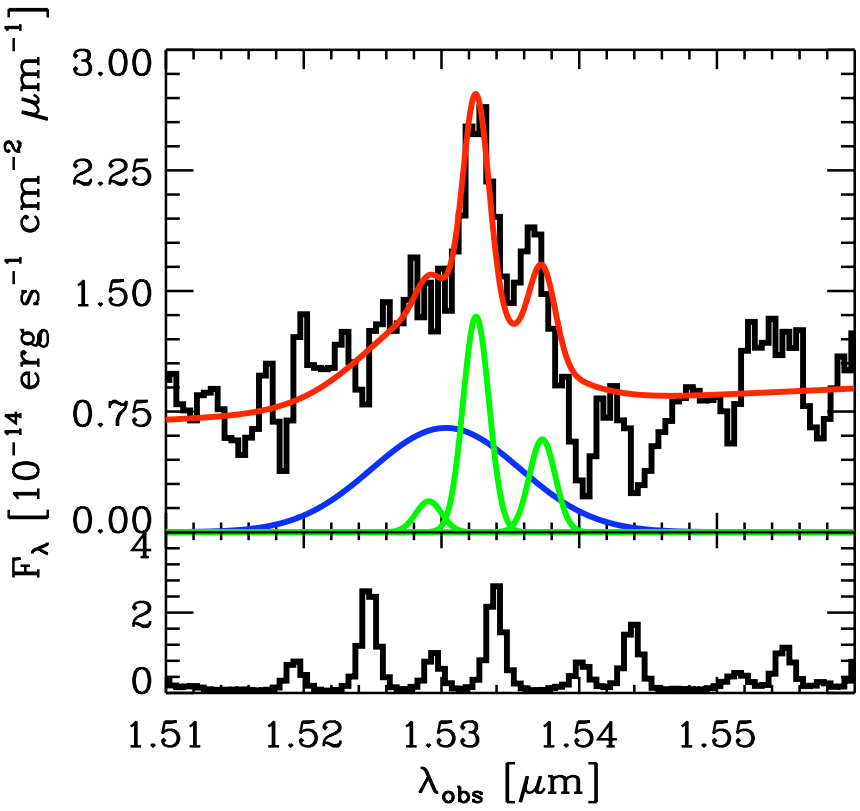


Figura 4.19: *Spettro attorno alla riga Hα della sorgente BPM16274#181 (linea nera) e risultato del fit con Gaussiane multiple. La linea blu mostra la Hα larga, le linee verdi le componenti strette di Hα, [NII]6584 e [NII]6548, mentre la linea rossa mostra il fit risultante, includendo anche il continuo. Le due features in assorbimento fra 1.540μm e 1.545μm sono dovute residui delle righe di cielo OH.*

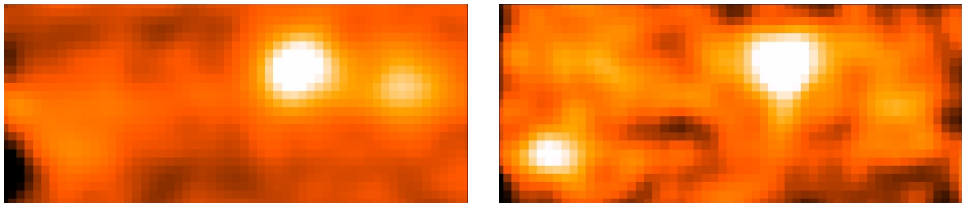


Figura 4.20: *Immagine in Hα della sorgente BPM16274#181 e del suo compagno (a sinistra); a destra mostriamo la mappa dello spettro integrato in una piccola banda per un secondo compagno di cui non abbiamo nessun altra informazione. Entrambi i box hanno le stesse dimensioni* 3×7 *arcsec, anche in questo caso la dimensione asimmetrica della regione selezionata è per poter contenere, in prospettiva angolare, tutti i compagni.*

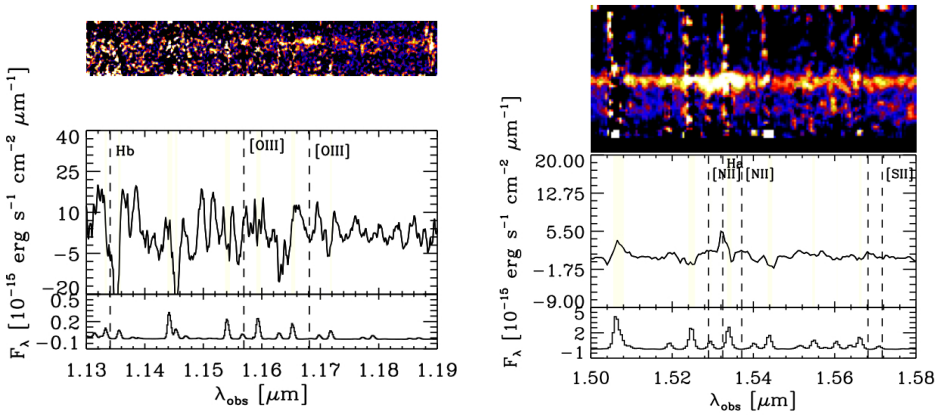


Figura 4.21: *Spettri mono- e bi-dimensionali del compagno della sorgente BPM16274#181.*

4.3.7 PKS0537#91

Lo spettro di quest'oggetto (Figura 4.22) è pesantemente alterato da forti residui di righe di cielo e dal loro rumore. Tuttavia si è potuto chiaramente identificare il redshift (z=1.54) grazie alla rivelazione di Hα e [OIII]5007 ([NII]6584 è solo marginalmente rivelato). La peculiarità di quest'oggetto è che la posizione della riga Hα si sposta nel campo di vista, effetto che si nota anche nello spettro bi-dimensionale. Questo effetto, che verrà quantificato meglio in sez.6.6, è un chiaro segno di rotazione galattica. Ciò consente di ottenere informazioni sulla massa dinamica della galassia ospite dell'AGN. Questo aspetto verrà discusso con maggior dettaglio nei capitoli successivi.

4.3.8 Sorgenti con redshift spettroscopico ottico e senza righe infrarosse

Tre delle nostre sorgenti sono state identificate spettroscopicamente nella banda ottica (cf:http://www.mporzio.astro.it/∼fiore/ELAIS-S1/catalog/). Per due di queste (XMM288, $z_{opt} = 1.107$, e XMM344, $z_{opt} = 1.065$) il redshift è tale che le principali righe non sono osservabili: Hα e [NII] si trovano nella banda di forte assorbimento atmosferico a 1.35-1.45μm, mentre Hβ e [OIII] cadono nella zona spettrale a $\lambda < 1.1\mu m$ non coperta da SINFONI. Questo mostra la difficoltà di ottenere redshift spettroscopici nelle bande infrarosse: la probabilità che le principali righe di emissione cadano in zone non osservabili è tutt'altro che trascurabile. Questo è probabilmente il caso per una frazione non trascurabile delle sorgenti del nostro campione per le quali non è stato possibile identificare il redshift.

La terza sorgente (XMM282) ha un redshift spettroscopico ottico pari a z=0.935, basato principalmente sulla presunta identificazione di Hγ larga, come mostrato nello spettro ottico di Figura 4.23. In questo caso ci saremmo aspettati di vedere un'intensa riga Hα a 1.27μm, che non è osservata nel

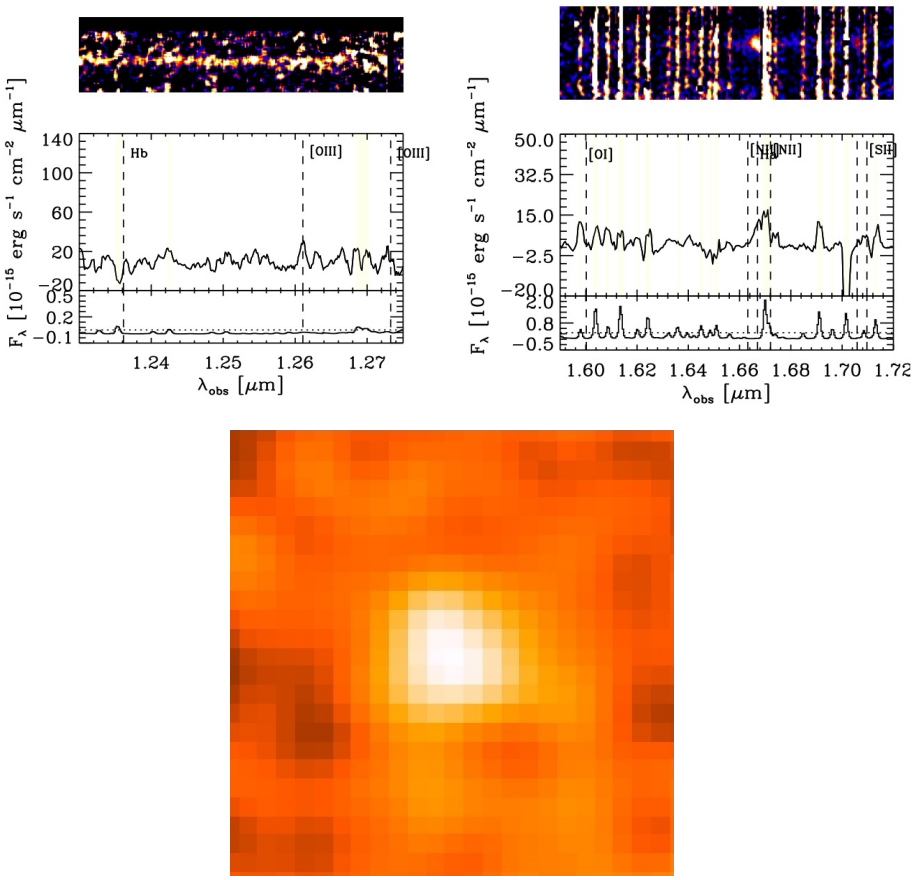


Figura 4.22: *Nella parte superiore mostriamo gli spettri mono- e bi-dimensionali della sorgente PKS0537#91, nella parte inferiore l'immagine della riga Hα della stessa (il box ha 3 arcsec di lato).*

nostro spettro (Figura 4.24). Questo implica che il redshift spettroscopico di questa sorgente è quasi sicuramente sbagliato, come sembra suggerire il "dubbio" profilo della riga Hγ. Questo risultato mostra l'importanza che la spettroscopia infrarossa riveste anche per la conferma di redshift ambigui ottenuti dalle bande ottiche.

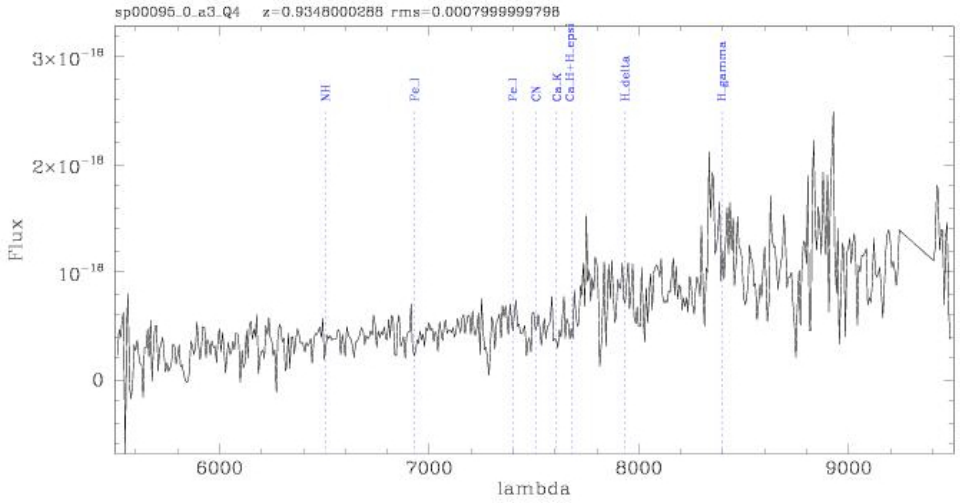


Figura 4.23: *Spettro ottico di XMM282 (da Feruglio et al. 2008).*

Le rimanenti 4 sorgenti non hanno un redshift spettroscopico ottico e i nostri spettri SINFONI non rivelano alcuna riga di emissione. È possibile che per queste sorgenti le righe di emissione cadano nelle zone di assorbimento atmosferico. Alternativamente, le righe di emissione potrebbero essere troppo deboli per essere osservate, sia a causa di oscuramento, oppure perché in questi oggetti non si è sviluppata una NLR (perché l'AGN è completamente circondato da gas che estingue la radiazione UV, Maiolino et al. 2003). Come già accennato, il continuo in banda K è sempre rivelato, ma non mostra evidenza di alcuna riga nè banda stellare. Il continuo rivelato nelle bande H e J è in genere troppo debole per consentire di rivelare *features* stellari. In conclusione, per queste quattro sorgenti non siamo in grado di identificare il

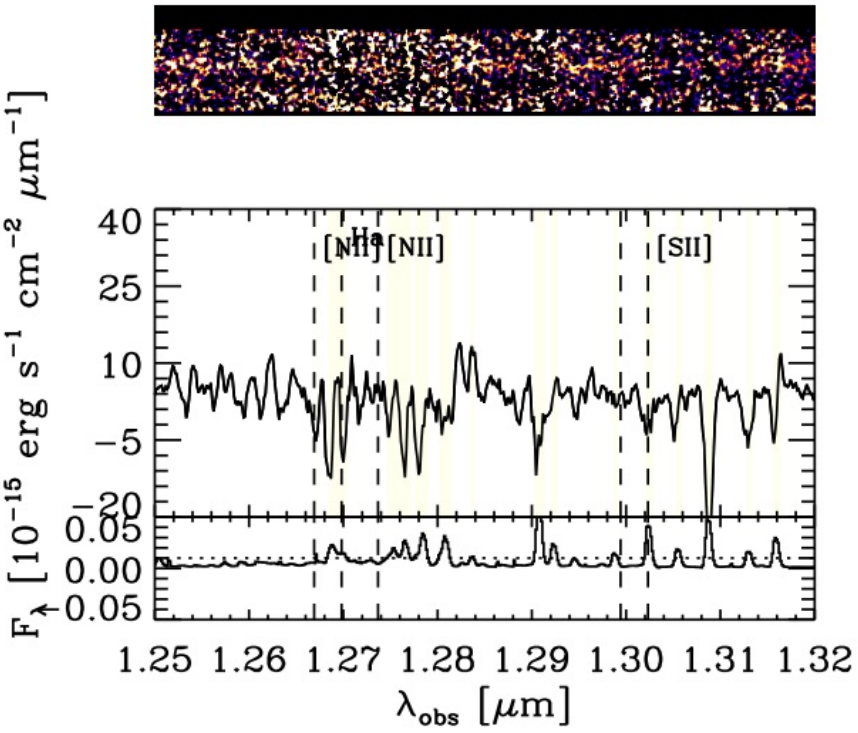


Figura 4.24: *Spettro SINFONI in banda J di XMM282, nella zona dove dovrebbe cadere la riga della Hα secondo il redshift spettroscopico ottico. La riga Hα è chiaramente non rivelata, confutando così il redshift spettroscopico. Nessuna riga di emissione è rivelata nello spettro, per cui non è possibile determinare il redshift.*

redshift spettroscopicamente. Tuttavia, come vedremo nel prossimo capitolo, il flusso continuo integrato nelle tre bande near-IR osservate con SINFONI può essere utilizzato, congiuntamente alla fotometria nelle bande ottiche e nelle bande Spitzer, per ottenere una stima "fotometrica" del loro redshift.

Capitolo 5

Proprietà dedotte dall'emissione continua

5.1 Distribuzione di energia spettrale (SED) degli AGN

Per comprendere meglio i processi di accrescimento su buchi neri supermassivi (SMBH) e la loro evoluzione cosmologica, è di importanza fondamentale ricostruire in maniera affidabile la Distribuzione di Energia Spettrale (SED) dei Nuclei Galattici Attivi (AGN). La SED dei QSO otticamente luminosi, non oscurati, è relativamente ben conosciuta. Dopo il primo lavoro di Elvis et al. (1994), sono state pubblicate misure molto accurate da parte di diversi gruppi (e.g. Richards et al. 2006). L'emissione dei QSO 1 (radio quieti) è caratterizzata da un prominente "bump" nell'ottico-UV (detto "Big Blue Bump") associato all'emissione del disco di accrescimento. È inoltre presente un "bump" secondario nell'IR, attribuito ad emissione termica da polvere nella regione circumnucleare dell'AGN (il presunto "toro oscurante") riscaldata dalla stessa radiazione UV, ottica e *soft-X* del disco di accrescimento.

Come già accennato nel cap.1, nei raggi X si osserva un'emissione a legge di potenza, attribuita alla riflessione per Compton scattering inverso, da parte di elettroni "caldi" presenti nella corona con i fotoni "freddi" del disco di accrescimento stesso.

Mentre importanti progressi sono stati compiuti nella determinazione della SED degli AGN di tipo 1, la nostra conoscenza sullo spettro degli AGN di tipo 2 a banda larga è ancora molto limitata, nonostante il fatto che la maggior parte della densità di energia di accrescimento nell'Universo sia probabilmente dovuta al contributo degli AGN oscurati (Fabian 1999, Gilli et al. 2007, 2010). La luminosità di accrescimento nucleare negli AGN di tipo 2 è molto debole nell'ottico-UV e nei raggi X soffici, a causa di assorbimento da parte del mezzo circumnucleare lungo la linea di vista. La luce stellare della galassia ospitante spesso domina nell'ottico, come nel caso delle nostre sorgenti, rendendo difficile separare l'emissione nucleare dalla luce stellare. Nel medio infrarosso (dove l'assorbimento da polvere è molto ridotto) invece l'emissione è spesso dominata dall'emissione termica della polvere circumnucleare riscaldata dall'AGN. In particolare, il picco dell'emissione termica associata all' AGN oscurato, di tipo 2, è in genere attorno a qualche decina di micron (e.g. Fritz et al. 2006).

In questo capitolo utilizziamo i dati fotometrici relativi alle sorgenti del nostro campione e modelli multi-componente per ricavare informazioni sulle proprietà della galassia ospite e dell'AGN stesso.

5.1.1 Dati fotometrici

I dati fotometrici per le nostre sorgenti sono stati ricavati da diversi tipi di osservazioni. Nelle bande ottiche (B,V,I,R,Z) i dati sono relativi ad immagini ottenute generalmente con strumenti dell'ESO (WFI al telescopio 2.2m, FORS2 al VLT), come descritto in Feruglio et al. (2008), Fiore et al. (2003),

Berta et al. (2007). I dati fotometrici nel vicino infrarosso (J, H e K) sono ottenuti direttamente dai nostri dati SINFONI (integrando il continuo all'interno di ogni banda spettrale) e dai dati imaging ISAAC raccolti da Mignoli et al. (2004). I dati Spitzer, sia IRAC (3.6-8μm) che MIPS (24μm) per le sorgenti HELLAS2XMM sono stati ottenuti tramite osservazioni dedicate (Pozzi et al. 2010), mentre per le sorgenti ELAIS-S1 le osservazioni Spitzer fanno parte di un grosso programma osservativo pubblico (SWIRE), i cui dati nel caso di ELAIS-S1 sono stati (in parte) presentati in Berta et al. (2007). Un sommario dei valori fotometrici disponibili nelle diverse bande per le nostre sorgenti è riportata in Tab.5.1. Sono disponibili i dati IRAC e MIPS per tutte le sorgenti, trane una, mentre, ovviamente, per tutte le sorgenti sono disponibili i dati R e K da osservazioni in imaging. I dati ottici nelle bande I e Z sono disponibili per circa metà delle sorgenti, mentre i dati in banda V e B sono disponibili solo per alcune sorgenti. Il continuo nelle bande J e H di SINFONI (o ISAAC) è rivelato in quasi tutti gli oggetti tranne in uno (XMM460) particolarmente rosso, il cui continuo è rivelato solo nella banda K.

5.1.2 Modelli di SED

La SED, nella bande ottiche - IR, può essere riprodotta dalla somma di tre distinte componenti: una componente stellare, che contribuisce principalmente nella regione ottico/NIR; una componente di AGN, che per i quasar oscurati contribuisce principalmente nel medio-IR (emissione associata alla polvere calda riscaldata dall'AGN); e una componente starburst (oscurata), che ha il suo maggior contributo nella regione del lontano infrarosso.

L'emissione di polvere calda negli AGN è riprodotta utilizzando il modello di Fritz et al (2006). Questo modello segue il formalismo sviluppato da diversi autori (ad esempio: Pier & Krolik 1992; Granato & Danese 1994; Ef-

stathiou & Rowan-Robinson 1995), dove si prevede che l'emissione IR negli AGN provenga da polvere distribuita intorno al SMBH. I grani di polvere sono riscaldati da fotoni ad alta energia provenienti dal disco di accrescimento, e la loro dispersione termica e ri-emissione avviene a lunghezze d'onda IR. Lo spettro risultante viene calcolato per mezzo delle equazioni di trasporto radiativo. Per quanto riguarda la geometria di distribuzione di polvere, ci sono diverse possibilità ampiamente discuse in letteratura (essendo la forma "toroidale" quella più classicamente utilizzata). Negli ultimi anni sono stati sviluppati modelli che considerano una distribuzione disomogena della polvere circumnucleare (Nenkova et al. 2002; Honig et al. 2006; Polletta et al. 2007; Nenkova et al. 2008); questi modelli spiegano con successo molte delle osservazioni recenti fate nel MIR, ad esempio la profondità o l'intensità della feature a 9.7μm.
Il modello di Fritz et al. (2006) adottato in questo lavoro è uno dei migliori modelli testati, sia che si consideri il fit di dati fotometrici (Fritz et al. 2006; Berta et al. 2004; Rodighiero et al. 2007; Hatziminaoglou et al. 2008, 2009; Agol et al. 2009; Vignali et al. 2009; Pozzi et al. 2007, 2010) sia per quanto concerne il fit di spettri nel MIR di Spitzer (Fritz et al. 2006).

- Componente toroidale dell'AGN

  Il codice che assumono Fritz et al. (2006) per la distribuzione regolare di polvere attorno al nucleo centrale è costituito da una miscela Galattica di polvere di silicati e grani di grafite. La presenza di grani di polvere di silicato si evidenzia dalla caratteristica (*feature*) a 9.7 μm osservata in assorbimento nella maggior parte degli AGN di tipo 2 e in emissione nella maggior parte degli AGN di tipo 1. D'altra parte i grani di grafite contribuiscono maggiormente all'emissione a lunghezze d'onda più basse, avendo questi grani una temperatura di sublimazione più alta e quindi possono raggiungere temperature maggiori (fino

a ∼1750 K). La distribuzione di polvere, che assume una geometria a disco svasato (Efstathiou & Rowan-Robinson 1995), prevede che il raggio interno venga definito dalla temperatura di sublimazione della polvere stessa. Fritz et al., volendo simulare una forma più realistica della distribuzione di polvere, assumono che la densità di polvere possa variare sia con la coordinata radiale sia con quella angolare:

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 \; r^{\alpha} \; e^{-\gamma|cos\theta|}, \tag{5.1}$$

dove θ è l'angolo rispetto al piano equatoriale.

Il toro polveroso viene riscaldato dall'emissione delle parti più interne del disco di accrescimento, la quale rappresenta l'energia di input per il codice di trasferimento radiativo. Lo spettro assunto per il disco di accrescimento è definito nel regime di $10^{-3} - 20\mu$m (dai raggi X soffici, ∼1.25 keV, al MIR) e viene parametrizzato con una legge di potenza. Gli indici specifici della legge di potenza sono adattati dai modelli di Granato & Danese (1994) e Nenkova (2002) e sono consistenti con la SED a banda larga di un campione di AGN di tipo 1 della SDSS (Hatziminaoglou et al. 2008).

Assieme alla radiazione termica infrarossa, il modello di Fritz et al. (2006) prevede, anche negli AGN oscurati, una frazione di radiazione proveniente dal disco di accrescimento interno non intercettata dal toro, la cui intensità e forma dipende dalla linea di vista e dallo spessore ottico.

Nel modello di Fritz et al. (2006) il toro viene complessivamente descritto da sei parametri: il rapporto R_{max}/R_{min} del raggio esterno e interno del toro (ricordiamo che il raggio interno viene definito dalla temperatura di sublimazione di polvere) l'angolo di completa apertura del toro Θ; lo spessore ottico a 9.7μm ($\tau_{9.7}$); l'angolo della linea di vista

rispetto al piano equatoriale θ; e i due parametri γ e α che, come discusso sopra, descrivono la legge di distribuzione spaziale della densità ρ di polvere e gas all'interno del toro.

- Le componenti stellare e starburst

  La componente stellare viene considerata come la somma di una semplice popolazione stellare (SSP) di diverse età, con una comune metallicità solare e una funzione iniziale di massa (IMF) alla Salpeter (1955), con masse nell'intervallo $(0.15-120\mathrm{M}_{\odot})$. Lo spettro della SSP viene pesato dalla legge di Schmidt per la formazione stellare (Berta et al. 2004)

$$SFR(t) = \frac{T_G - t}{T_G} \times \exp\left(-\frac{T_G - 1}{T_G \tau_{sf}}\right), \tag{5.2}$$

  dove T_G è l'età della galassia (cioè della SSP più vecchia) e τ_{sf} è la durata del burst in unità della più vecchia SSP. Come in Hatziminaoglou et al. (2008) e Vignali et al (2009), viene applicato un valore comune per l'estinzione stellare a tutte le età, adottando la legge d'estinzione della nostra Galassia ($R_V = 3.1$; Cardelli et al. 1989).
  Per riprodurre la componente starburst, quando fossero disponibili dati a $\lambda > 24\mu m$, utilizziamo un set di modelli semi-empirici noti e studiati nelle galassie starburst locali (ad esempio, si veda Vignali et al. 2009).

- Fit delle SED

  Il fit delle SED osservate viene ottenuto attraverso la minimizzazione del χ^2. Il valore del modello nelle diverse bande è ottenuto dalla convoluzione della componente stellare, AGN e starburst attraverso i filtri di curva di risposta dei filtri relativi alle bande fotometriche dei dati.

  Nel nostro fit delle SED lasciamo liberi i seguenti parametri: l'angolo di apertura del toro Θ; lo spessore ottico a 9.7μm ($\tau_{9.7}$) e il parametro α che descrive la dipendenza radiale della densità. Per ridurre

il numero di parametri liberi, fissiamo $R_{max}/R_{min} = 30$, che implica un toro compatto, all'interno di una regione di qualche decina di pc (dato che R_{min} è direttamente connesso alla temperatura di sublimazione e alla luminosità della componente di radiazione primaria, ovvero del disco di accrescimento). Quest'assunzione è consistente con recenti osservazioni ad alta risoluzione angolare nell'IR di AGN locali (e.g. Jaffe et al. 2004). Per quanto riguarda la distribuzione di densità, come già accennato, consentiamo ai profili radiali di decrescere seguendo una legge di potenza con indice α variabile; invece fissiamo $\gamma = 0$, non consentendo quindi alcuna dipendenza dalla distanza dal piano equatoriale. Considerata la griglia dei modelli di Fritz et al. (2006), i valori discreti, permessi per parametri liberi, sono: $\Theta = [60, 100, 140^o]$, $\tau_{9.7} = [0.1, 0.3, 0.6, 1, 2, 3, 6, 10]$ e $\alpha = [-1, -0.5, 0]$, implicando 72 diversi modelli per il toro delle SED.

Per quanto concerne la componente stellare, dato il redshift osservato delle sorgenti, fissiamo a z = 4 il redshift per la formazione delle SSP più vecchie. Assumiamo inoltre che le galassie abbiano età tipiche dell'ordine di 1-2 Gyr, o più. Questa ipotesi è giustificata dai colori $\mathrm{R-K_s}$ e dai profili di luminosità osservati (tipici delle galassie ellittiche), ottenuti da un analisi dettagliata della morfologica in banda $\mathrm{K_s}$ (Mignoli et al. 2004). Per quanto riguarda la storia della formazione stellare (SFR), consideriamo variabili i parametri τ_{sf} della legge Schmidt e il valore di estinzione E(B - V). Questo parametro, insieme allo spessore ottico $\tau_{9.7}$ del toro, è fondamentale nel modellare il continuo ottico-NIR. Complessivamente, nella procedura di fitting della SED, abbiamo 5 parametri liberi.

Quando disponibile, il redshift viene fissato al valore determinato spettroscopicamente. Quando il redshift spettroscopico non è noto, allora il redshift viene lasciato come parametro libero, consentendo di ottenere

una stima "fotometrica" del redshift.

5.2 Redshift fotometrici

La Figura 5.1 mostra le SED osservate per le diverse sorgenti e i modelli di best fit ottenuti dalla procedura discussa nel precedente paragrafo. I punti neri mostrano i dati fotometrici osservati. La linea punteggiata rossa mostra il contributo stellare, la linea tratteggiata blu indica il contributo dell'AGN, mentre la linea continua nera è relativa al fit globale dato dalla somma dei due contributi

La componente stellare domina nell'intervallo delle bande R e K, mentre la componente nucleare domina a $24\mu m$. Nelle bande IRAC spesso entrambe le componenti contribuiscono significativamente.

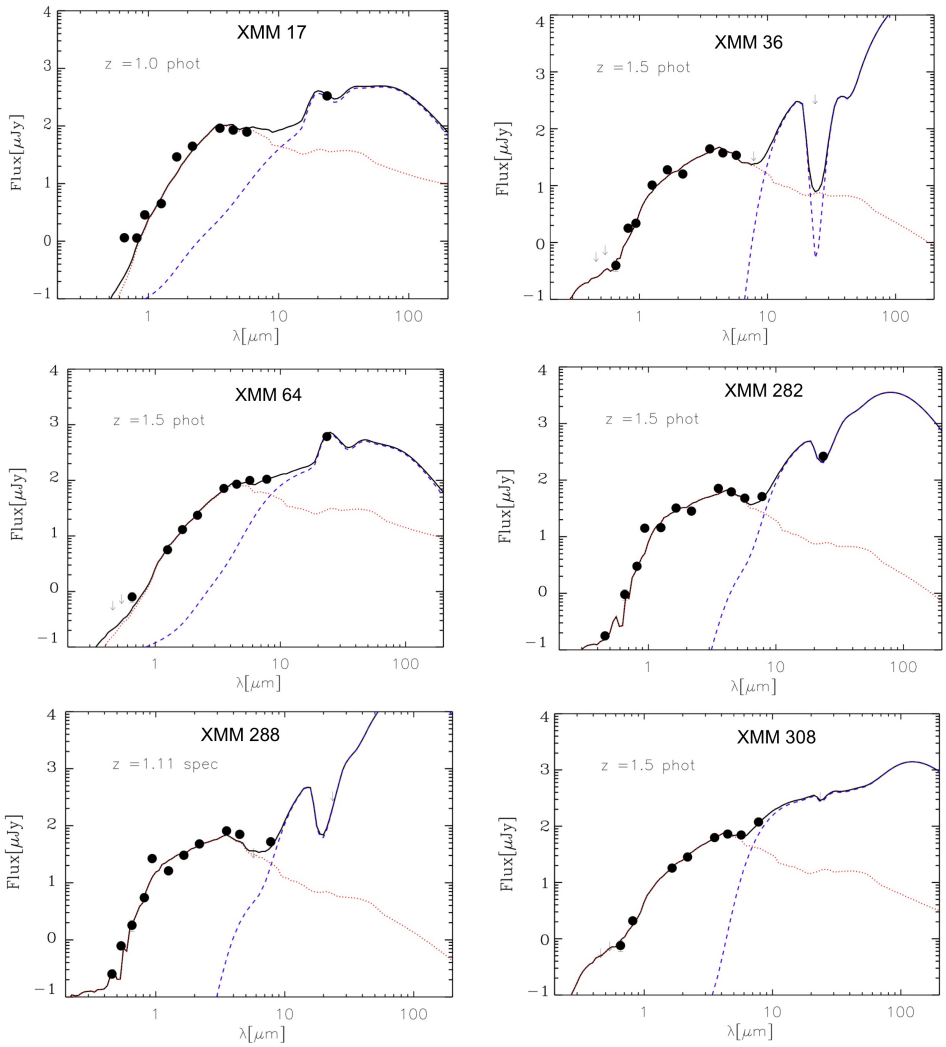
La Tabella 5.2 fornisce i parametri risultanti dai fit delle SED, assieme al valore di χ^2_ν ottenuto per ciascun fit. Si nota che i valori di χ^2_ν sono molto elevati, ma questo è un problema comune ai metodi di fit di SED su estese bande spettrali, ed è legato alla limitata griglia di modelli (che non copre realisticamente tutte le possibili condizioni fisiche delle diverse componenti che contribuiscono alla SED) e, in alcuni casi, a errori fotometrici sottostimati.

I parametri risultanti per l'emissione AGN spaziano su un ampio intervallo di valori. Lo spessore ottico $\tau_{9.7}$ varia da ~ 0.1 fino ad un valore estremo di ~ 10. Questa ampia variazione riflette, probabilmente, geometrie e distribuzioni di polvere molto diverse da sorgente a sorgente, cosa non implausibile visto che l'emissione nel mid-IR traccia la polvere su scale di pochi pc ed è quindi soggetta a forti disomogeneità e a forti differenze legate alle condizioni fisiche della regione nucleare dei vari oggetti.

I *covering factor* ($\mathrm{CF} = 1 - 1/2(1 - \cos(180 - \Theta))$) sono in genere molto elevati, tipicamente attorno all'80%. Quest'ultimo risultato è in contrasto con

Name	B (μJy)	V (μJy)	I (μJy)	Z (μJy)	R (μJy)	K (μJy)	3.6μm (μJy)	4.5μm (μJy)	5.8μm (μJy)	8μm (μJy)	24μm (μJy)	J(SINF) (μJy)	H(SINF) (μJy)
XMM17			1.12 ± 0.13	2.87 ± 0.32	1.15 ± 0.13	44.50 ± 4.89	91.51 ± 10.07	85.05 ± 9.36	78.33 ± 8.62		332.54 ± 36.58	4.49 ± 0.49	29.08 ± 3.20
XMM36			1.78 ± 0.19	2.17 ± 0.24	0.39 ± 0.04	16.01 ± 1.76	44.20 ± 4.86	37.59 ± 4.13	34.14 ± 3.76			10.21 ± 1.12	18.98 ± 2.08
XMM64					0.80 ± 0.09	23.57 ± 2.59	71.61 ± 7.88	85.35 ± 9.39	99.86 ± 10.98	104.82 ± 11.53	614.19 ± 67.56	5.64 ± 0.62	13.05 ± 1.44
XMM172			6.74 ± 0.74	29.51 ± 3.25	1.33 ± 0.15	33.76 ± 3.71	114.28 ± 12.57	104.10 ± 11.45	84.30 ± 9.27	106.19 ± 11.68	501.18 ± 55.13	7.13 ± 0.78	28.79 ± 3.17
XMM282	0.18 ± 0.02		3.01 ± 0.33	14.16 ± 1.56	0.95 ± 0.10	28.34 ± 3.12	71.39 ± 7.85	62.06 ± 6.83	47.96 ± 5.28	51.17 ± 5.63	263.85 ± 29.02	14.48 ± 1.59	32.09 ± 3.53
XMM288	0.25 ± 0.03	0.78 ± 0.09	5.48 ± 0.60	26.54 ± 2.92	1.80 ± 0.20	47.91 ± 5.27	81.02 ± 8.91	70.53 ± 7.76		52.22 ± 5.74		16.18 ± 1.78	30.32 ± 3.34
XMM308			2.08 ± 0.23	12.07 ± 1.33	0.76 ± 0.08	28.34 ± 3.12	62.77 ± 6.91	72.55 ± 7.98	69.75 ± 7.67	118.98 ± 13.09		3.24 ± 0.36	18.04 ± 1.98
XMM344			3.15 ± 0.35	11.75 ± 1.29	1.18 ± 0.13	36.34 ± 3.997	53.35 ± 5.87	49.34 ± 5.43	42.31 ± 4.65			18.12 ± 1.99	27.06 ± 2.98
XMM397	0.911 ± 0.10	1.27 ± 0.14	4.78 ± 0.53		1.05 ± 0.12	30.23 ± 3.32	37.61 ± 4.14	40.50 ± 4.45				9.76 ± 1.07	24.66 ± 2.71
XMM460	0.37 ± 0.04	1.03 ± 0.11	2.77 ± 0.30	5.53 ± 0.61	0.98 ± 0.11	14.47 ± 1.59	110. ± 12.1	224.62 ± 24.71	459.26 ± 50.52	911.66 ± 100.28	2746. ± 302.06		
Abell2690#75					0.42 ± 0.05	28.87 ± 3.18	51. ± 5.61	56. ± 6.16	89 ± 9.79	139. ± 15.29	565. ± 62.15	13.47 ± 1.48	14.02 ± 1.54
PKS0537#111					0.46 ± 0.05	54.50 ± 5.99	88. ± 9.68	75. ± 8.25	41. ± 4.51	46. ± 5.06	148. ± 16.28	10.66 ± 1.17	32.89 ± 3.62
PKS0537#91					0.95 ± 0.11	28.87 ± 3.18	28. ± 3.08	35. ± 3.85	42. ± 4.62	80. ± 8.8	301. ± 33.11		2.31 ± 0.25
BMP 1627#181					0.32 ± 0.04	20.72 ± 2.28						7.90 ± 0.87	14.98 ± 1.65
Abell2690#29					0.26 ± 0.03	53.01 ± 5.83	141. ± 15.51	185. ± 20.35	260. ± 28.60	371. ± 40.81	1012. ± 111.32	4.17	18.2
BPM1627#69					0.49 ± 0.05	45.75 ± 5.03	86. ± 9.46	92. ± 10.12	97. ± 10.67	120. ± 13.20	286. ± 31.46	18.2	36.3

Tabella 5.1: *Dati fotometrici disponibili nelle diverse bande ottiche e infrarosse. I dati nelle bande J e H sono ricavati dai cubi SINFONI (ISAAC per le ultime due sorgenti).*


XMM 17
z =1.0 phot
XMM 36
z =1.5 phot
XMM 64
z =1.5 phot
XMM 282
z =1.5 phot
XMM 288
z =1.11 spec
XMM 308
z =1.5 phot
Flux[μJy]
λ[μm]

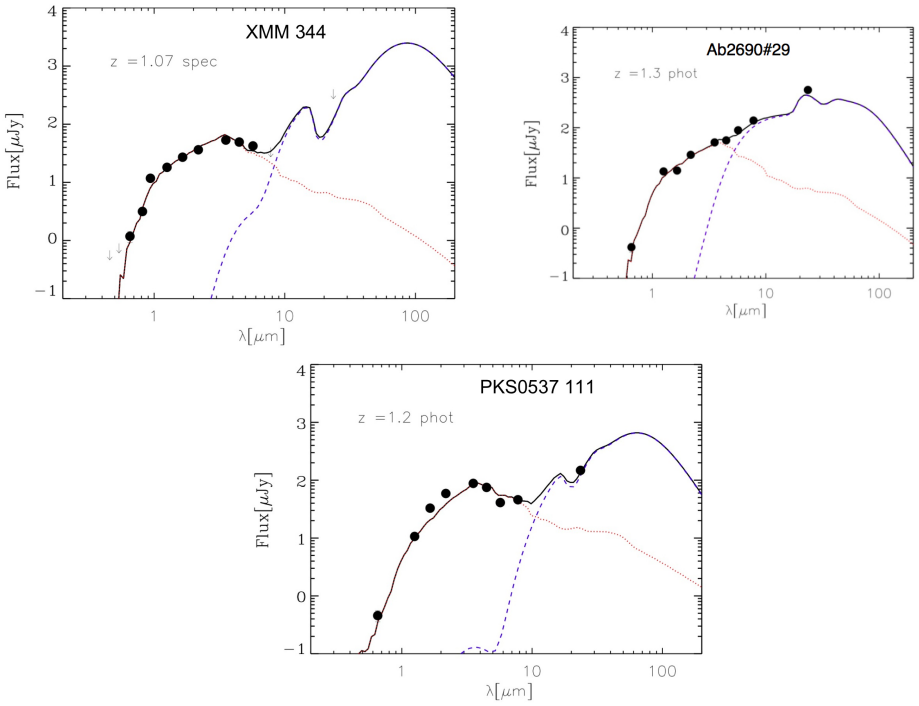


Figura 5.1: *SED delle sorgenti del nostro campione. I punti neri mostrano i dati fotometrici osservati. La linea punteggiata rossa mostra il contributo stellare, la linea tratteggiata blu indica il contributo dell'AGN, mentre la linea continua nera è relativa al fit globale dato dalla somma dei due contributi.*

quanto ottenuto dall'analisi del rapporto ottico-IR nei quasar di tipo 1, dove il covering factor crolla rapidamente ad elevate luminosità, fino a valori al di sotto del 10% nei quasar più luminosi (Maiolino et al. 2007, Hatziminaoglou et al. 2009). Il contrasto fra convering factor ottenuto per i quasar di tipo 1 e i quasar oscurati (ovvero quelli del nostro campione) potrebbe suggerire che le due classi siano intrinsecamente diverse. In particolare, i quasar oscurati potrebbero non essere semplicemente quasar di tipo 1 osservati lungo una differente linea di vista, bensì oggetti complessivamente più avvolti dalla polvere circumnucleare. D'altra parte l'elevato covering factor per molti dei nostri quasar oscurati è anche in disaccordo con il basso rapporto fra quasar assorbiti e non assorbiti nelle survey X ad alto redshift (La Franca et al. 2005, Hasinger et al. 2008). Questo disaccordo è più difficile da riconciliare, dato che anche i nostri QSO2 sono selezionati nei raggi X duri. Una possibilità è che la limitata copertura dell'emissione mid-IR *rest-frame* per questi quasar non consenta un'adeguata stima del fattore di copertura. Ad esempio, Maiolino et al. (2007) hanno mostrato che l'uso di semplici dati fotometrici (MIPS 24μm) non consente di distiguere fra emissione di polvere calda e emissione/assorbimento della riga dei silicati per oggetti a z$\sim$1–2, e che una corretta stima del fattore di copertura della polvere richieda spettroscopia mid-IR (IRS).(cf. Pozzi et al. 2010)

Le masse stellari derivate per le galassie ospiti del nostro campione di AGN sono molto elevate, tutte superiori a 2×10^{11} $M_{\odot}$, con oggetti che raggiungono masse di 3×10^{12} $M_{\odot}$ (con errori sulla stima della massa stellare dell'ordine del 50%). Quindi questi quasar oscurati sono ospitati in galassie che, a z$\sim$1–2, hanno già accresciuto un enorme massa stellare, per formazione stellare o per merging.

Per gli oggetti il cui redshift spettroscopico non era disponibile, si ottengono redshift fotometrici nell'intervallo $1 < z < 2$, ovvero consistenti con il range ricavato per i redshift spettroscopici, tuttavia visto l'alto numero di para-

metri liberi ed i limitati dati a disposizione, questi redshift fotometrici sono alquanto incerti. Come vedremo nella prossima sezione, questi redshift implicano che gli oggetti nel nostro campione abbiano luminosità elevate e che siano assorbiti, secondo l'analisi spettrale in banda X, da densità di colonna molto superiori a 10^{22} cm^{-2}.
Infine menzioniamo che la componente starburst è in genere non vincolata, a causa della mancanza di dati sensibili a lunghezze d'onda superiori a 24μm.

Name	χ^2_ν	Θ	$\tau_{9.7}$	τ_{sf}	CF	z	$logM_{star}$ $[M_\odot]$
XMM17	10.04	100	0.3	0.3	0.59	1	11.60
XMM36	2.66	140	10.0	0.15	0.88	1.5	11.54
XMM64	0.71	100	0.3	1.	0.59	1.5	11.68
XM172[a]	2.09	100	0.1	1.	0.59	1.71	11.65
XM282	4.23	140	6.0	0.1	0.88	1.5	11.67
XM288[a]	6.25	140	10.0	0.1	0.88	1.11	11.50
XM308	0.53	60	2.0	0.25	0.25	1.5	11.71
XM344[a]	1.76	100	10.0	0.05	0.59	1.07	11.50
XM397[a]	3.15	140	10.0	0.15	0.88	1.58	11.52
XM460[a]	12.88	140	0.6	1.	0.88	1.748	12.50
Ab2690#29[a]	0.07	140	1.0	0.15	0.88	2.087	11.53
Ab2690#75	2.11	140	0.6	0.10	0.88	1.3	11.53
BPM16274#69[a]	0.07	140	0.6	0.05	0.88	1.355	11.82
BPM16274#181[a]	0.11	160	10.0		0.92	1.335	11.28
PKS0537#91[a]	0.41	140	3.0	0.25	0.88	1.54	11.32
PKS0537#111	4.05	80	10.0	0.05	0.41	1.2	11.76

Tabella 5.2: *Parametri ricavati dai modelli delle SED. Note:* [a] *Per questi oggetti il redshift è bloccato a quello determinato spettroscopicamente.*

Capitolo 6

Proprietà dedotte dalle righe di emissione

In questo capitolo discutiamo le caratteristiche fisiche delle sorgenti, che possono essere dedotte dalle righe di emissione rivelate negli spettri delle sorgenti. Ricordiamo che in questa tesi vengono assunti i seguenti parametri cosmologici: $H_0 = 71$ km s^{-1} Mpc^{-1}, $\Omega_\Lambda = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$ (Spergel et al. 2003).

6.1 Quasar assorbiti

Una delle proprietà fondamentali che si ricava immediatamente dal redshift spettroscopico ottenuto dall'identificazione delle righe (e quindi nota la distanza di luminosità), avendo a disposizione i flussi X, è la luminosità nei raggi X delle sorgenti. Oltretutto, una volta noto il redshift è possibile interpretare la forma spettrale nei raggi X in termini di assorbimento e, in particolare, ricavare la densità di colonna N_H lungo la linea di vista al redshift reale della sorgente. Una volta nota la densità di colonna, è possibile correggere la luminosità X per l'effetto di assorbimento e ricavare la lumino-

sità X intrinseca. Di seguito riportiamo qualche dettaglio sull'analisi dei dati X effettuata sulle sorgenti con redshift noto.

L'analisi dei dati X è stata effettuata con il software Xspec (Arnaud et al. 2009). Il rapporto segnale-rumore dei dati nei raggi X non è tale da poter utilizzare modelli complessi, con diversi parametri liberi, che spesso vengono adottati per sorgenti brillanti. Noi abbiamo invece assunto che lo spettro intrinseco sia una semplice legge di potenza (in energia) con indice fotonico Γ fissato a 1.9, che è il valore medio ottenuto dall'analisi spettrale di campioni più brillanti (e.g. Perola et al. 2003), lasciando così libera solo la normalizzazione. Abbiamo poi assunto che tale legge di potenza sia soggetta a semplice assorbimento fotoelettrico da un mezzo, al redshift della sorgente, con densità di colonna N_H (modello *zphabs* in Xspec). Mentre il redshift è stato bloccato a quello noto dalle nostre osservazioni IR, la densità di colonna è il secondo parametro libero del modello. Gli errori sui parametri sono stati ricavati col comando *steppar*, che calcola il χ^2 al variare dei parametri interessati, ad un livello di confidenza del 90%.

I risultati di tali fit per le sorgenti con redshift spettroscopico è fornito in Tab.6.1. In tale tabella sono riportate le luminosità intrisenche ($L_{2-10keV}$ corrette per assorbimento) e le densità di colonna per ciascuna sorgente. In tale tabella sono riportati i valori di N_H e $L_{2-10keV}$ ricavati anche per le sorgenti con redshift fotometrico; ovviamente per queste sorgenti la densità di colonna e la luminosità intrinseca sono più incerte, riflettendo le incertezze sul redshift fotometrico.

La Figura 6.1 mostra la densità di colonna in funzione della luminosità intrinseca nei raggi X per gli oggetti del nostro campione. Le croci blu sono le sorgenti con redshift spettroscopico, mentre le croci rosse sono le sorgenti con redshift fotometrico. La zona delineata dalle linee tratteggiate indica lo spazio dei parametri che convenzionalmente caratterizza i quasar oscurati, ovvero $L_{2-10keV} > 10^{44}$erg s^{-1} e $N_H > 10^{22}$ cm^{-2}. I punti verdi, per con-

Nome	N_H ($10^{22}cm^{-2}$)	$L_X(2-10$ keV) (10^{43}erg s^{-1})
Sorgenti con redshift spettroscopico		
XMM 172	$5.9^{+4.1}_{-3.0}$	5.3 ± 1.0
XMM 397	$9.8^{+5.8}_{-3.3}$	39.7±5.6
XMM 460	$5.9^{+3.6}_{-1.7}$	73.5±10.1
Ab2690#29	$2.2^{+2.7}_{-1.4}$	89.8±22.4
BPM16274#69	$2.6^{+1.5}_{-1}$	28.8±5.5
BPM16274#181	$2.5^{+2.1}_{-1.2}$	17.4 ± 3.2
PKS0537#91	$9.1^{+10.3}_{-4.2}$	37.9 ± 10.6
Sorgenti con redshift fotometrico		
XMM 17	$2.1^{+1.0}_{-0.8}$	5.3±3.3
XMM 36	$6.5^{+2.3}_{-1.0}$	16.7±6.1
XMM 64	$2.6^{+1.2}_{-1.0}$	36.4±6.4
XMM 282	$12.6^{+5.8}_{-5.3}$	20.2±6.0
XMM 288	$4.9^{+2.3}_{-2.0}$	6.9±2.9
XMM 308	$17.3^{+7.6}_{-6.4}$	19.2±6.1
XMM 344	$1.1^{+0.7}_{-0.8}$	8.9±3.5
Ab2690#75	$15.4^{+23.2}_{-9.1}$	33.0±18.3
PKS0537#111	$12.7^{+16.6}_{-7.3}$	17.2±14.8

Tabella 6.1: *Densità di colonna N_H e luminosità X intrinseca (i.e. corretta per assorbimento) ricavati dai dati nei raggi X e grazie al redshift spettroscopico (parte superiore). Nella parte inferiore della tabella sono riportati gli stessi valori ottenuti per sorgenti con redshift fotometrico. Tutte le incertezze sono al 90% di confidenza.*

fronto, sono le sorgenti identificate spettroscopicamente nella survey HELLAS2XMM, le cui luminosità e densità di colonna sono misurate in Perola et al. (2004).

Tutte le nostre sorgenti hanno N_H e luminosità tali da poterle considerare AGN assorbiti, la maggior parte dei quali nel "regime" dei quasar. Visto che il nostro è un campione rappresentativo delle sorgenti X aventi una controparte EROs (cap.2), si può generalizzare dicendo che le sorgenti X con alto rapporto X/O, e con colori rossi della controparte ottica/infrarossa, siano, per la maggior parte (se non tutti), AGN oscurati, predominantemente nel regime dei quasar, ad alto redshift (in accordo con studi simili, quali ad esempio: Brusa et al. 2005; Campisi et al. 2009)

L'elevata efficienza con cui il nostro criterio di selezione riesce ad identificare quasar oscurati ad alto redshift va confrontata con altre surveys di AGN, nelle quali la frazione è molto più bassa. Nelle survey ottiche la frazione di quasar oscurati è molto piccola per evidenti effetti di selezione (gli AGN oscurati sono estinti nelle bande ottiche). Comunque, anche rimanendo nel contesto delle surveys nei raggi X duri, la frazione di quasar oscurati è molto inferiore a quella ottenuta da noi. Ad esempio, nei lavori di Fiore et al. (2003), Perola et al. (2004) e Feruglio et al. (2008), che utilizzano identificazioni ottiche degli stessi campioni HELLAS2XMM e ELAIS-S1 (da cui anche noi abbiamo estratto il nostro sottocampione), la frazione di quasar oscurati è solo dell'ordine del 10%.

L'interpretazione fisica del nostro risultato, e in particolare dell'efficienza con cui i nostri criteri di selezione hanno consentito di indentificare quasar di tipo 2, è abbastanza semplice. Da una parte l'elevato rapporto X/O tende a selezionare AGN oscurati, dato che l'oscuramento è più forte nelle bande ottiche che non nei raggi X. Il redshift sposta gli effetti di selezione ulteriormente in favore dei sistemi oscurati, sia perché la radiazione che si osserva nell'ottico campiona la radiazione UV *rest-frame* (che è più prona all'assorbimento da

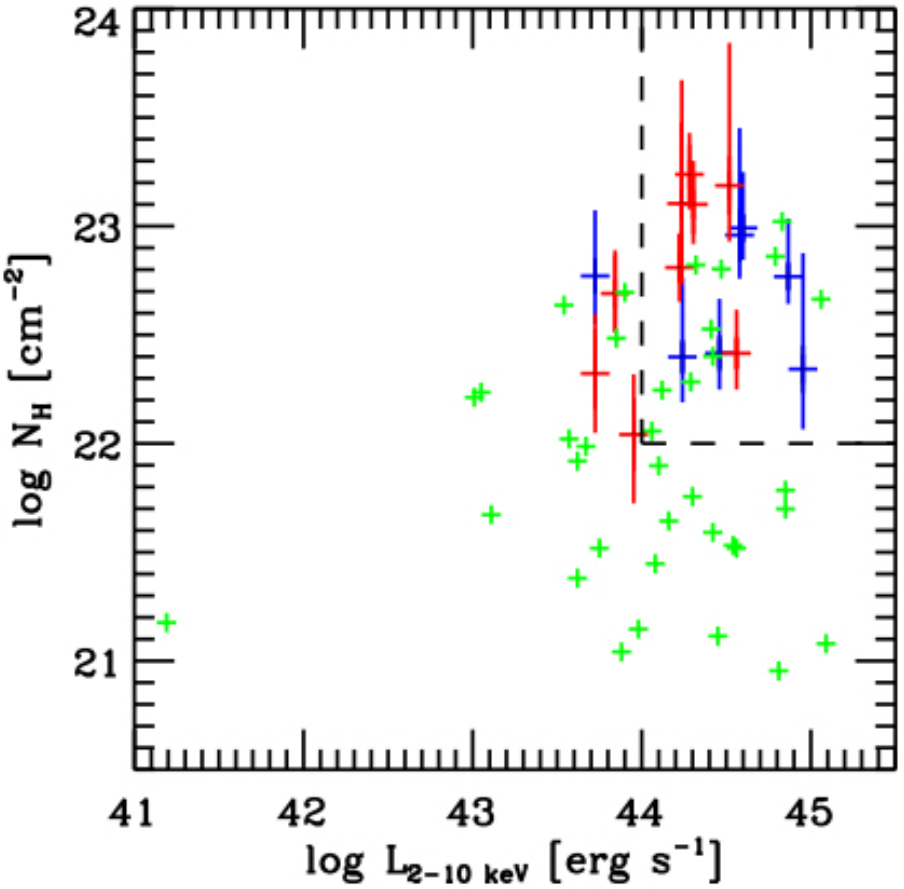


Figura 6.1: *N_H in funzione di $L_{2-10keV}$ (corretta per assorbimento) per le sorgenti del nostro campione. Le croci blu indicano le sorgenti con redshift spettroscopico, mentre le croci rosse mostrano le sorgenti con redshift fotometrico. I punti verdi mostrano le sorgenti della survey HELLAS2XMM riportate in Perola et al. (2004). La linee tratteggiate delimitano la regione di parametri che convenzionalmente definiscono i quasar oscurati.*

polvere), sia perché la radiazione X osservata campiona energie più elevate (quindi meno affette da assorbimento fotoelettrico). D'altra parte i colori R–K molto rossi favoriscono la selezione di oggetti ad alto redshift, specialmente nei casi in cui l'emissione dell'AGN è completamente assorbita e la radiazione ottica/IR osservata è dominata dalla galassia ospite. Al flusso limite nei raggi X dei nostri campioni, un redshift elevato si traduce in una elevata luminosità X.

6.2 Classificazione spettrale

Le righe strette identificate negli spettri delle nostre sorgenti, i cui flussi sono riportati nel Cap.4 (Tabella 4.1), consentono di fornire una classificazione spettrale "ottica" delle nostre sorgenti. A tal fine si può utilizzare il diagramma nel quale è riportato il rapporto [OIII]/Hβ in funzione del rapporto [NII]/Hα (BPT - Baldwin, Phillips & Terlevich 1981, Veilleux & Osterbrock 1987, Kauffmann et al. 2003, Kewley et al. 2006), almeno per le sorgenti del nostro campione per le quali tali rapporti sono misurati (o vincolati). La Figura 6.2 mostra tale diagramma. La linea nera continua mostra la divisione fra le regioni HII (ovvero galassie dominate da formazione stellare) e gli AGN, come definita da Kauffmann et al. (2003). All'interno degli AGN la linea tratteggiata fornisce una demarcazione molto approssimativa fra LINERs e Seyferts. Quest'ultima divisione è stata ridefinita in maniera molto più accurata da Kewley et al. (2006), basandosi principalmente sui rapporti [NII]/Hα e [OI]/Hα; comunque tale (sotto-)suddivisione non è fattibile (a causa della difficoltà nel rivelare [OI]6300 o di porne limiti utili), ma nemmeno è importante ai fini di questa tesi. I punti blu mostrano le sorgenti principali, ovvero le controparti delle sorgenti X. I punti rossi mostrano i compagni. Per alcuni oggetti (indicati con punti vuoti) non abbiamo informazione sul rapporto [OIII]/Hα, quindi in linea di principio non possono essere collocati su tale

diagramma. Tuttavia notiamo che nella distribuzione delle decine di migliaia di galassie della Sloan Digital Sky Survey (SDSS) su tale diagramma (cap.1, Groves et al. 2006), la maggior parte degli AGN ha log([NII]/Hα)>0.3, mentre la quasi totalità delle galassie "star forming" ha log([NII]/Hα)<0.3. Quindi, per i casi nei quali il rapporto [OIII]/Hα non è disponibile, possiamo orientativamente ottenere una classificazione basandoci semplicemente sul rapporto [NII]/Hα. In particolare, in Figura 6.2 collochiamo tutti gli oggetti senza [OIII]/Hβ e con log([NII]/Hα)>0.3 nella zona "AGN" (assegnando loro un valore fisso log([OIII]/Hα)=1.5, solo ai fini della visualizzazione), mentre collochiamo l'unico oggetto senza [OIII]/Hβ e con log([NII]/Hα)<0.3 nella zona "HII" (assegnandogli un valore log([OIII]/Hα)=-1). Ovviamente la posizione di tali punti sul grafico è utile solo per il confronto dei rapporti [NII]/Hα.

Quasi tutte le controparti delle sorgenti X hanno rapporti di righe di emissione tipici di AGN, come aspettato. C'è però una sorgente (XMM172) che ha rapporti tipici delle galassie "star forming". Se non fosse nota la sua luminosità X ($L_{2-10keV} = 5.3 \times 10^{43}$ erg s^{-1}) quest'oggetto sarebbe stato classificato semplicemente come galassia "starburst"[1]. Questo risultato pone in rilievo un importante limite dell'identificazione degli AGN negli spettri ottici: anche sistemi che apparentemente, basandosi sugli spettri ottici, sono delle galassie "starburst", in realtà possono ospitare un potente AGN, che però rimane elusivo a lunghezze d'onda ottiche. Esempi di questo tipo di oggetti sono stati trovati nell'universo locale (e.g. Maiolino et al. 2003; Ballo et al 2004; Armus et al. 2009). Il nostro risultato dimostra che questo tipo di AGN "elusivi" sono presenti anche ad alto redshift. Analoghi esempi di questa classe di oggetti ad alto redshift sono stati identificati anche in altre

[1]Si noti che la profondità dei dati Spitzer-MIPS a 160μm non è tale da fornirci indicazioni utili sul tasso di formazione stellare, se non che è inferiore ad alcune migliaia di $M_\odot$ yr^{-1}.

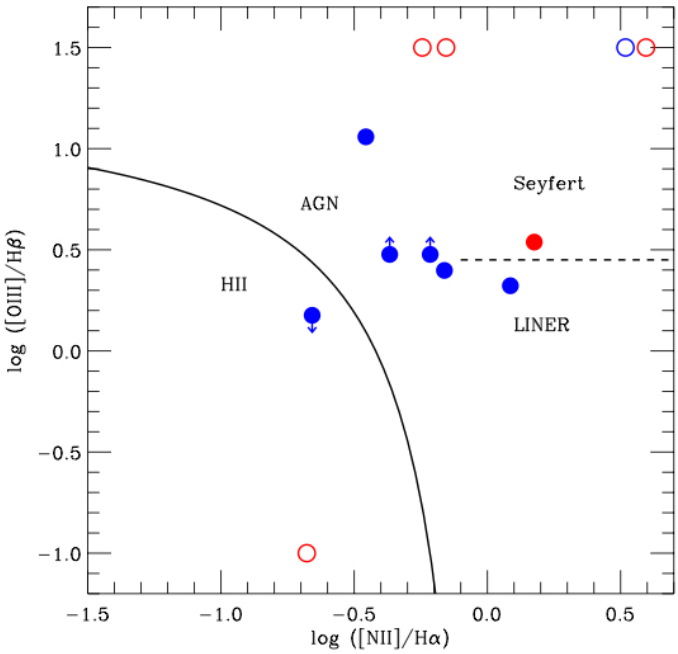


Figura 6.2: *Diagramma diagnostico [OIII]/Hβ in funzione di [NII]/Hα (BPT). La linea nera continua mostra la divisione fra regioni HII (ovvero galassie dominate da formazione stellare) e AGN. All'interno degli AGN la linea tratteggiata fornisce una demarcazione fra LINERs e Seyferts. I punti pieni blue mostrano le controparti delle sorgenti X, mentre i punti rossi mostrano i compagni. Per alcuni oggetti (punti vuoti) non abbiamo informazione sul rapporto [OIII]/Hα (si veda il testo per la classificazione di questi ultimi).*

surveys (e.g. Caccianiga et al. 2008, Severgnini et al. 2003, Comastri et al. 2002). Due possibili spiegazioni possono essere avanzate per questa classe di oggetti. La NLR è fortemente oscurata da polvere nella galassia ospite; ma tale possibilità appare in contrasto con la morfologia ed i colori tipici di galassie ellittiche evolute, che tipicamente ospitano piccole quantità di gas e polvere. Alternativamente, la distribuzione del mezzo oscurante su piccola scala ($\sim$1 pc) è tale da coprire quasi completamente l'AGN (a differenza della ditribuzione toroidale tipicamente assunta per la maggior parte degli AGN); in questo caso i fotoni ionizzanti non possono fuoriuscire dalla regione nucleare per produrre una NLR.

6.3 “Dual black holes”

Un altro aspetto interessante che emerge dalla Figura 6.2 è che la maggior parte dei compagni è classificabile come AGN. Ovvero in questi sistemi interagenti entrambe le galassie ospitano un AGN, ovvero si tratta di AGN binari, le cui galassie sono in interazione. AGN binari sono stati solo recentemente scoperti in galassie vicine (e.g. Komossa et al. 2003). Sebbene la distanza degli AGN binari identificati da noi non è certamente tale da poter considerare questi oggetti in fase di *merging*, le loro galassie ospiti sono sicuramente in interazione (visto che le distanze fisiche sono inferiori alla tipica dimensione di una galassia a spirale), e quindi si trovano probabilmente all'inizio di un possibile processo di *merging*. I nostri dati sono i primi a rivelare questa tipologia di oggetti ad alto redshift. Il *merging* di black holes è considerata, dai modelli teorici, un processo fondamentale nell'evoluzione delle galassie e nella “creazione” della relazione $M_{BH} - \sigma$ (Volonteri et al. 2009, Colpi et al. 2009). È quindi un importante risultato l'aver identificato AGN binari ad alto redshift, che sono probabilmente i precursori dei *merging black holes* previsti dalla teoria.

6.4 Densità del gas

In due dei nostri oggetti (Ab2690#29 e XMM172$_{Comp2}$) riveliamo il doppietto [SII]6717,6731. Queste due transizioni, come la maggior parte delle righe proibite osservate in questi spettri, sono eccitate collisionalmente. Tuttavia hanno densità critiche differenti, per cui il loro rapporto è sensibile alla densità del gas (e poco dipendente dalla temperatura). Abbiamo utilizzato il codice di fotoionizzazione Cloudy (Ferland 1996) per stimare la densità del gas in questi oggetti partendo dal rapporto $F_{[SII]6717}/F_{[SII]6731}$. Si ottengono in entrambi i casi densità nell'intervallo $(1-5)\times 10^2$ cm^{-3}. Tali densità sono significativamente più basse rispetto a quelle osservate nella NLR degli AGN locali, che hanno tipicamente valori attorno a $10^3 - 10^4$ cm^{-3}, quanto meno nelle regioni centrali. Probabilmente in questi quasar assorbiti ad alto redshift la parte centrale (più densa) della NLR è oscurata da polvere nella galassia ospite; le righe strette che riveliamo (incluso il doppietto [SII]) vengono emesse dalle regioni più esterne, a densità più bassa. L'idea di una NLR significativamente oscurata da polvere nella galassia ospite è in linea con quanto discusso nella precedente sezione a proposito dell'apparente mancanza di NLR in alcuni oggetti.

6.5 Assorbimento da polvere

Uno strumento per verificare l'idea di oscuramento da polvere discusso nelle due precendenti sezioni è fornito dal decremento di Balmer, $F_{H\alpha}/F_{H\beta}$. Il rapporto di queste due righe di ricombinazione è legato ai rapporti dei rispettivi coefficienti di ricombinazione efficace e dai rapporti dei rispettivi coefficienti di Einstein. Tipicamente, nelle regioni di formazione stellare si ha $F_{H\alpha}/F_{H\beta} = 2.8$. Nelle NLR, dove le densità sono più elevate, il rapporto può salire fino a $F_{H\alpha}/F_{H\beta} = 3.1$. Deviazioni da tali rapporti sono in genere

associate ad arrossamento da parte di polvere lungo la linea di vista (che assorbe maggiormente Hβ, a lunghezza d'onde più piccole, rispetto a Hα). In particolare la differenza fra il rapporto $F_{H\alpha}/F_{H\beta}$ osservato e quello aspettato dai parametri atomici delle due transizioni fornisce una stima dell'arrossamento da polvere e quindi, data una curva di estinzione, l'estinzione. Più precisamente:

$$A_V = 2.5 \left(\frac{A_{H\beta}}{A_V} - \frac{A_{H\alpha}}{A_V}\right)^{-1} \log\left[\frac{(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_{obs}}{(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_0}\right], \tag{6.1}$$

dove A_V è l'estinzione visuale da polvere lungo la linea di vista, $A_{H\alpha}/A_V$ e $A_{H\beta}/A_V$ sono i rapporti di estinzione fra le lunghezze d'onda di Hα e Hβ rispetto alla banda V, che dipendono unicamente dalla curva di estinzione della polvere, $(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_{obs}$ è il decremento di Balmer osservato, mentre $(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_0$ è il decremento di Balmer intrinseco, ovvero quello aspettato in caso di assenza di arrossamento (vedi discussione sopra). Possiamo quindi utilizzare questa relazione per stimare l'assorbimento da polvere verso la NLR nelle nostre sorgenti. Il risultato è mostrato in Figura 6.3, dove i punti vuoti mostrano l'estinzione A_V stimato dal rapporto $(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_{obs}$ delle righe strette, in funzione della densità di colonna del gas stimata dai raggi X. In diversi casi si ha solo un limite inferiore all'estinzione, perché Hβ non è rivelata. Gran parte degli oggetti mostra un assorbimento sostanziale della NLR, confermando quanto dedotto indirettamente nelle precedenti sezioni.
La linea nera mostra la relazione fra N_H e A_V valida per il mezzo interstellare della nostra galassia, ovvero

$$A_V = 5.27 \times 10^{-22}\ N_H\ \text{mag}, \tag{6.2}$$

(Bohlin et al. 1978) dove N_H è in unità di cm^{-2}. Il fatto che l'assorbimento misurato su scale della NLR sia molto inferiore a quanto dedotto per la

sorgente nucleare non stupisce, in quanto il nucleo attivo è probabilmente soggetto ad ulteriore assorbimento da gas su piccole scale (∼pc).

In linea di principio l'Eq. 6.1 può anche essere utilizzata per stimare l'assorbimento della BLR, utilizzando le componenti larghe di Hα e Hβ, dove rivelate. Tuttavia, si deve tenere presente che nelle condizioni di elevata densità ed elevato spessore ottico presenti nella BLR il rapporto $(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_0$ può aumentare significativamente (anche di un fattore 3), rispetto a quanto previsto per il gas della NLR o delle regioni HII. Nel seguito, cerchiamo di ottenere una stima dell'estinzione sotto l'assunzione che anche per le righe larghe valga un rapporto intrinseco $(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_0 = 3.1$, consci della possibile incertezza legata a tale ipotesi e ponendola in discussione in alcuni casi. I punti pieni Figura 6.3 mostrano l'estinzione dedotta per la BLR nei tre casi in cui riveliamo una componente larga dell'Hα. In tutti questi tre casi deriviamo solo un limite inferiore ad A_V(BLR) perché la componente larga dell'Hβ non è rivelata. Si nota come l'assorbimento da polvere verso la BLR è generalmente più elevato rispetto alla NLR. Questo non stupisce, visto che, come già accennato, all'oscuramento della BLR può contribuire della polvere disposta su piccole scale (e.g. nel presunto toro su scale di 1 pc) che non può oscurare il gas su grandi scale. L'estinzione dedotta per la BLR può abbassarsi se si assume un decremento di Balmer intrinseco $(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_0^{BLR}$ più elevato. Tuttavia, nel caso di Ab2690#29 il decremento di Balmer osservato per le righe larghe è talmente elevato ($(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_{obs}^{BLR} > 20$) che, anche assumendo il valore più estremo possibile previsto teoricamente per il decremento intrinseco (ovvero $(F_{H\alpha}/F_{H\beta})_0^{BLR} < 9$), si ottiene comunque un estinzione pari a $A_V(BLR) > 2.3$.

Seppur molto elevata, l'estinzione verso la BLR è pur sempre molto inferiore a quella prevista dalla relazione $A_V - N_H$ galattica (Eq.6.2). Spiegare la discrepanza fra A_V(BLR) e N_H in termini geometrici è molto più difficile rispetto alla NLR, perché la BLR è contenuta in una regione molto piccola

attorno alla sorgente X (<0.1 pc, anche in oggetti così luminosi), all'interno del raggio di sublimazione della polvere, e quindi BLR e sorgente X dovrebbero essere assorbiti dalla stessa colonna di gas e polvere. Questa discrepanza è stata ampiamente discussa in passato. Una possibile spiegazione è che la polvere nella regione nucleare abbia una curva di estinzione differente (e.g. grani di polvere più grossi) rispetto a quella Galattica assunta per stimare l'arrossamento delle righe di Balmer (e.g. Maiolino et al. 2001, sebbene ques'ultimo lavoro abbia investigato AGN di luminosità più bassa rispetto ai nostri). Alternativamente, parte dell'assorbimento X può essere dovuto a gas disposto all'interno del raggio di sublimazione della polvere (e.g. le stesse nubi della BLR) e che quindi contribuisce ad aumentare l'N_H, ma non l'estinzione da polvere (e.g. Risaliti et al. 2010).

6.6 Cinematica di una galassia

Lo spostamento Doppler delle righe di emissione consente di misurare la cinematica del gas nella galassia. Gli spettri di tipo "integral field" sono particolarmente adatti a questo scopo, perché consentono di effettuare vere e proprie mappe di velocità del gas (e.g. Gnerucci et al. 2010, Forster Schreiber et al. 2009). Tuttavia la maggior parte dell'emissione in riga nella maggior parte dei nostri oggetti è estremamente compatta; inoltre il seeing modesto (spesso attorno a $1''$) non consente in genere di effettuare analisi tali da fornire informazioni di rilievo sulla cinematica. L'unico oggetto per il quale l'emissione Hα mostra una chiara struttura cinematica è PKS0537#91. In tale oggetto si osserva che il centroide dell'Hα si sposta di alcuni pixel nel campo di vista, lungo la direzione a PA=45°. Questa caratteristica cinematica è in genere evidenza di rotazione della galassia. Ricavare una curva di rotazione non è semplice, perché la struttura cinematica è solo marginalmente risolta su una scala di $0.5''$. Un tipo di analisi che consente di ricavare informazioni cine-

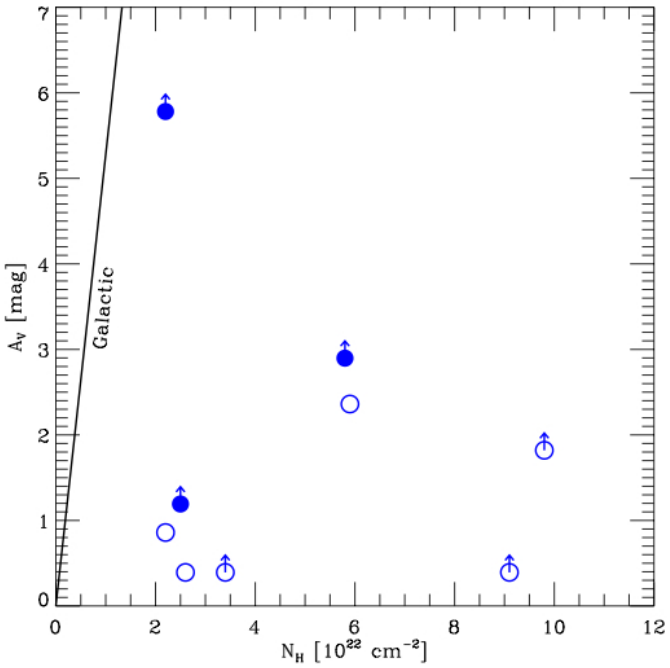


Figura 6.3: *Estinzione* A_V *dedotta dal decremento di Balmer delle righe strette dell'idrogeno (punti vuoti) e dalle loro componenti larghe (punti pieni) in funzione della densità di colonna* N_H *misurata nei raggi X. La riga continua rappresenta la relazione valida per il mezzo interstellare della nostra galassia (Eq. 6.2).*

matiche in casi marginalmente risolti come questo, e particolaremnte adatta a dati "integral field", è quello della "spectro-astrometry" (e.g. Takami et al. 2003, Whelan et al. 2005). Questo tipo di analisi consiste nell'effettuare un'immagine in riga per ogni piano spettrale e misurare il centroide spaziale ad ogni lunghezza d'onda. In pratica, si misura dove si trova localizzato spazialmente il gas in emissione a diverse velocità. È praticamente l'analisi inversa a quella che solitamente si adotta nel costruire le curve di rotazione, in cui per ogni pixel spaziale si misura la velocità fornita dal centroide della riga in quella posizione. Il vantaggio della "spectro-astrometry" rispetto alle curve di rotazione tradizionali è che consente di sfruttare al massimo l'informazione contenuta in cubi spettrali fornendo informazioni cinematiche anche in oggetti che sono solo marginalmente risolti dal punto di vista spaziale.

La Figura 6.4 mostra il risultato ottenuto applicando la tecnica della "spectro-astrometry" all'emissione Hα di PKS0537#91. Per ogni canale di velocità dell' Hα (dato da Δv = c $(\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$, dove λ_0 è la lunghezza d'onda centrale di Hα) il grafico riporta la posizione del centro dell'immagine corrispondente, lungo la direzione con PA=45°. Il grafico mostra un chiaro gradiente di velocità tipico delle curve di rotazione osservate nelle galassie a questi redshift. La velocità varia di circa 590 km/s su di una scala spaziale di circa 4 kpc. La qualità dei dati non ci consente di effettuare una dettagliata analisi cinematica; è comunque possibile ottenere una stima della massa dinamica contenuta in tale raggio. Assumendo che il gas si muova in un disco visto di taglio in semplice moto Kepleriano, si ottiene una massa dinamica inclusa entro un raggio di 2 kpc, pari a $M_{dyn} = 4 \times 10^{10}$ $M_\odot$. Tale massa è molto più piccola rispetto alla massa stellare, pari a $M_{star} = 2 \times 10^{11}$ $M_\odot$, dedotta per lo stesso oggetto nel Cap.5. Una possibilità è che la componente stellare sia molto più estesa della regione (R $\sim$ 2 kpc) tracciata dinamicamente dal gas ionizzato. Tuttavia l'emissione del continuo stellare (Fig.4.3) è distribuita su dimensioni compatte e simili a quelle dell'Hα. Un'altra possibilità è che il disco

galattico sia osservato quasi "di faccia". In particolare, per rendere la massa dinamica compatibile con quella stellare il disco dovrebbe avere un'inclinazione inferiore a 35°. In ogni caso il confronto fra la massa dinamica e massa stellare lascia poco spazio a un significantivo contributo alla massa dinamica da parte del gas, suggerendo che la frazione di gas ($f_{gas} = M_{gas}/M_{tot}$) in questa galassia sia basso, probabilmente inferiore al 10%. Questo risultato è in contrasto con la maggior parte delle osservazioni di galassie con formazione stellare aventi lo stesso redshift, per le quali sono state misurate frazioni di gas molto elevate (in eccesso al 30-50%, Tacconi et al. 2010, Daddi et al. 2010). Tuttavia questo risultato è in accordo con il fatto che questa specifica classe di oggetti presenta in genere morfologie ellittiche (Mignoli et al. 2005) e SED tipiche di galassie quiescenti (Pozzi et al. 2010, e Cap.5); ovvero questi sono probabilmente sistemi principalmente passivi, in cui gran parte del gas è già stato consumato dalla precedente formazione stellare, oppure espulso dal feedback dell'AGN.

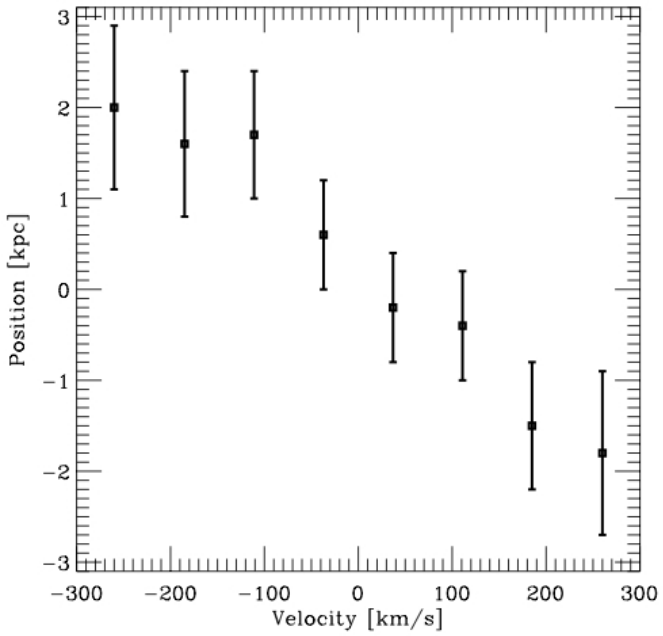


Figura 6.4: *Risultato dell'analisi con la tecnica di "spectro-astrometry" applicata all'emissione Hα della galassia PKS0537#91. Per ogni canale di velocità (asse X) è riportata la posizione del centroide della corrispondente immagine lungo la direzione con PA=45°. È evidente un gradiente di velocità tipico delle curve di rotazione nelle galassie.*

Capitolo 7

Evoluzione della relazione $M_{BH} - M_{star}$ negli AGN oscurati

7.1 Studi precendenti

Molti modelli hanno cercato di spiegare la relazione esistente fra la massa dei BH supermassivi e le proprietà della galassia ospite, ovvero σ_{star}, L_{sph} e $M_{star-sph}$, in termini di vari processi co-evolutivi che potrebbero legare l'accrescimento sul BH alla formazione e all'assemblamento di stelle nella galassia ospite. Ciascuno di questi modelli prevede una differente evoluzione di questa relazione attraverso le epoche cosmiche (e.g. Di Matteo et al. 2005, Menci et al. 2006, Granato et al. 2004, Marulli et al. 2008, Hopkins et al. 2006, Volonteri & Natarajan 2009, Shankar et al. 2010). È quindi importante cercare di studiare l'evoluzione della relazione $M_{BH} - M_{star}$ (o analoghe) in funzione del redshift, in modo da poter discriminare fra i diversi scenari proposti dai modelli.

Ci sono stati già diversi tentativi di misurare l'evoluzione della relazione

$M_{BH} - M_{star}$ ad alto redshift. La maggior parte di tali studi derivano la massa del BH in AGN ad alto redshift utilizzando "relazioni viriali", ossia relazioni (calibrate localmente) fra la dimensione della Broad Line Region e la luminosità dell'AGN. Tali relazioni consentono di stimare la massa del BH se è nota la larghezza delle "righe larghe" e la luminosità dell'AGN (e.g. Vestergaard et al. 2009, Shen et al. 2010). Come già discusso nell'introduzione, le righe larghe sono generalmente visibili solo negli AGN non oscurati, ovvero di tipo 1. Di conseguenza, lo studio della relazione $M_{BH} - M_{star}$ ad alto redshift è stata principalmente focalizzata sugli AGN di tipo 1. Merloni et al. (2010) hanno studiato tale relazione in un campione di 89 AGN di tipo 1 selezionati nei raggi X (nel campo Cosmos) a $1<z<2.2$. Il loro lavoro ha mostrato che in questi oggetti il rapporto M_{BH}/M_{star} aumenta significativamente, di un fattore circa 2, rispetto alla relazione locale. Un risultato simile è stato ottenuto da Peng et al. (2006), utilizzando un campione di quasar magnificati da *lensing* gravitazionale nello stesso intervallo di redshift. A redshift più elevati ($z\sim4$–6), masse dinamiche di galassie ospiti di quasar, ottenute sfruttando mappe nelle transizioni rotazionali del CO, suggeriscono che il rapporto M_{BH}/M_{star} aumenti ulteriormente, fino ad essere un ordine di grandezza più elevato rispetto al rapporto locale (Walter et al. 2004, Maiolino et al. 2007b, Lamastra et al. 2010, Wang et al. 2010).

Un possibile problema di tali studi è che gli oggetti sono stati selezionati in base all'emissione dell'AGN, ovvero in base al tasso di accrescimento sul BH. Tale selezione potrebbe introdurre un effetto di "bias" in favore di buchi neri più massicci (i quali possono raggiungere luminosità assolute più elevate entro il loro limite di Eddington). Questo effetto potrebbe tradursi in un'apparente evoluzione della relazione $M_{BH} - M_{star}$ (verso buchi neri più massicci) ad alto redshift, che però sarebbe solo il risultato di effetti di selezione. Lauer et al. (2007) stimano che tale "bias" può aumentare apparentemente il rapporto M_{BH}/M_{star} anche di un fattore 2–3 a seconda della

luminosità degli AGN. Tuttavia, Merloni et al. (2010) hanno mostrato che, almeno per il loro campione di AGN1 selezionato nei raggi-X, tale "bias" non dovrebbe avere un effetto significativo. Infatti, secondo tali lavori questi *bias* dovrebbe emergere in maniera significativa solo quando si selezionano quasar con luminosità estremamente elevate (e.g. i quasar molto luminosi a z$\sim$4–6), mentre il campione di Merloni et al. (2010, come pure il nostro campione), include quasars di modesta luminosità.

L'unico lavoro sull'evoluzione della relazione $M_{BH} - M_{star}$ effettuato utilizzando oggetti *non* pre-selezionati sul fatto che fossero AGN è stato presentato da Alexander et al. (2008). Il loro campione madre è costituito da galassie selezionate nel submillimetrico ("sub-millimeter galaxies", SMGs) a z$\sim$2–3. Queste sono galassie con elevatissimo tasso di formazione stellare ("starburst"). La maggior parte di tali galassie ospita un AGN oscurato, come dedotto dalla loro emissione nei raggi-X, sebbene l'AGN non sia dominante dal punto di vista bolometrico ($\leq$15%; Alexander et al. 2005). Per un sottocampione di tali AGN Alexander et al. (2008) hanno potuto stimare la massa del BH, in parte utilizzando la detezione di una componente larga dell'Hα, rivelata in spettri infrarossi, e in parte facendo assunzioni sul tasso di accrescimento relativo al limite di Eddington. In contrasto agli studi sugli AGN di tipo 1 discussi sopra, il rapporto M_{BH}/M_{star} dedotto per le SMGs a z$\sim$2 è *inferiore* rispetto alla relazione locale. Comunque, il campione di SMGs di Alexander et al. (2008) può essere soggetto ad un bias opposto rispetto ai campioni selezionati fra gli AGNs. Dato il loro elevato tasso di formazione stellare e la correlazione fra formazione stellare e massa stellare (Daddi et al. 2004), il campione da loro utilizzato potrebbe avere un "bias" in favore di oggetti con alta massa stellare (sebbene le SMGs siano "outliers" nella relazione $SFR - Mstar$, ovvero tendano ad avere maggiore SFR rispetto alla loro massa stellare). La selezione effettuata nel submillimetrico (ovvero tramite l'emissione di polvere) potrebbe anche favorire sistemi con alto contenuto

di polvere (Santini et al. 2010) e, quindi, galassie ospiti più evolute. Quest'ultimo effetto porterebbe anch'esso ad un "bias" in favore di galassie con una massa stellare maggiore della media. Complessivamente, questi effetti di selezione possono favorire oggetti con un rapporto M_{BH}/M_{star} più basso rispetto alla media.

7.2 Stima di M_{BH} attraverso la riga $H\alpha$ larga

Per i tre oggetti del nostro campione per cui si rivela una componente larga dell'Hα, quest'ultima può essere utilizzata per misurare la massa del BH. Dato che per gli stessi oggetti abbiamo una stima della massa stellare (Cap.5), è possibile stimare il rapporto M_{BH}/M_{star}. Questi sono i primi AGN oscurati ad alto redshift, selezionati attraverso il loro tasso di accrescimento sul BH (ovvero attraverso la loro luminosità X e non attraverso le proprietà della loro galassia ospite, come invece è il caso delle SMG) che possono essere posizionate sulla relazione $M_{BH} - M_{star}$ ad alto redshift.

Tabella 7.1: Proprietà delle sorgenti aventi una Hα larga

ID	$\log L_{2-10keV}$ [a] [erg s^{-1}]	$\log L_{bol}$ [b] [erg s^{-1}]	FWHM$_{H\alpha}$ [c] [km s^{-1}]	$\log M_{BH}$ [$M_\odot$]	L/L_{Edd}	$\log M_{star}$ [$M_\odot$]
Ab2690#29	44.95	46.81	5871±245	9.44±0.31	0.12	12.50±0.20
XMMES1_460	44.86	46.59	2316±113	8.54±0.31	0.63	11.53±0.20
BPM1627#181	44.20	45.76	2491±511	8.15±0.36	0.32	11.28±0.20

Note:[a] *Luminosità 2–10 keV corretta per assorbimento.* [b] *Luminosità bolometrica derivata usando la correzione bolometrica di Marconi et al. (2004).* [c] *Full Width Half Maximum della componente larga della riga Hα.*

Greene & Ho (2005) hanno ricavato una relazione che consente di ottenere la massa del BH utilizzando la larghezza e la luminosità della riga Hα (larga). Tuttavia nel nostro caso tale relazione non può essere utilizzata, perché

sappiamo che la riga Hα larga è molto probabilmente assorbita, e non è semplice correggere la sua luminosità date le numerose incertezze sulla stima di A_V(BLR) (per la quale oltretutto abbiamo solo un limite inferiore) discusse nel precedente capitolo. Tuttavia, possiamo usare la formula originale per il calcolo della massa virializzata del BH che coinvolge la luminosità del continuo ottico, $\lambda L_\lambda(5100\text{Å})$, e la larghezza della H$\beta$, $\mathrm{FWHM_{H\beta}}$ (Marconi et al. 2010),

$$\mathrm{M_{BH}} = 6.16 \times 10^6 \left(\frac{\lambda \mathrm{L}_\lambda(5100)}{10^{44}\ \mathrm{erg\ s^{-1}}}\right)^{0.5} \left(\frac{\mathrm{FWHM_{H\beta}}}{10^3\ \mathrm{km\ s^{-1}}}\right)^2 \mathrm{M_\odot}, \qquad (7.1)$$

sfruttando la relazione esistente tra la luminosià X (corretta per assorbimento) e $\lambda L_\lambda(5100\text{Å})$ (Maiolino et al. 2007),

$$\log[\mathrm{L}(2-10\mathrm{keV})] = 0.721 \times \log[\lambda \mathrm{L}(5100\text{Å})] + 11.78, \qquad (7.2)$$

per stimare il continuo ottico, e sostituendo $\mathrm{FWHM}_{H\beta}$ con $\mathrm{FWHM}_{H\alpha}$, utilizzando la relazione fra queste due quantità fornita da Greene & Ho (2005):

$$\mathrm{FWHM_{H\beta}} = (1.07 \pm 0.07) \times 10^3 \left(\frac{\mathrm{FWHM_{H\alpha}}}{10^3\ \mathrm{km\ s^{-1}}}\right)^{(1.03\pm0.03)} \mathrm{km\ s^{-1}}. \qquad (7.3)$$

Sostituendo tali relazioni nell'Eq.7.1, otteniamo la seguente relazione per il calcolo della massa del BH:

$$\mathrm{M_{BH}} = 1.56 \times 10^7 \left(\frac{\mathrm{L_{2-10keV}}}{10^{44}\ \mathrm{erg\ s^{-1}}}\right)^{0.694} \left(\frac{\mathrm{FWHM_{H\alpha}}}{10^3\ \mathrm{km\ s^{-1}}}\right)^{2.06} \mathrm{M_\odot}. \qquad (7.4)$$

Poiché conosciamo la luminosità a 2-10 keV delle nostre sorgenti (corretta per assorbimento; Tabella 7.1) e l'ampiezza della riga Hα dedotta dal nostro spettro IR, sfruttando la precedente relazione possiamo ricavare la massa del BH per ciascuna delle nostre tre sorgenti. Le masse risultanti sono riportate in Tabella 7.1 (assieme ad altre proprietà delle stesse galassie già ottenute

in precendenza e riportate nella stessa tabella) e sono comprese fra 1.3×10^8 e 2.8×10^9 $M_\odot$. L'incertezza sulla M_{BH} è dominata dalla relazione di disperzione locale $M_{BH} - \sigma$, L_{bul} (0.3 dex) utilizzata nella calibrazione delle relazioni viriali. L'incertezza sui coefficienti della relazione $L_{2-10keV} - L_{5100}$ contribuisce per 0.07 dex (in quadratura), mentre l'incertezza sulla larghezza delle righe contribuisce significativamente solo in BPM1627#181, con 0.19 dex (in quadratura).

Abbiamo controllato che le masse dedotte utilizzando la luminosità Hα nella relazione proposta da Greene & Ho (2005) si ottengono delle masse del BH più basse, confermando che la componente larga dell'Hα è significativamente assorbita. Allo stesso modo, l'uso diretto dell'equazione 7.1, utilizzando il continuo ottico osservato nelle nostre sorgenti (B rest-frame), fornisce una stima delle masse più bassa rispetto a quelle riportate nella tabella 7.1, confermando che la radiazione ottica dell'AGN è estinta e che lo spettro continuo blu osservato è dominato dalla galassia ospitante (come dedotto dall'analisi della SED).

Le masse dedotte come riportato sopra implicano che questi BH oscurati accrescono con un tasso che è una frazione pari a circa $0.1-0.6$ del loro limite di Eddington (Tabella 7.1). Questi valori sono significativamente superiori rispetto ad AGN locali selezionati nei raggi X duri, per i quali Vandusevan et al. (2010) ottiene per quasi tutti gli oggetti $\mathrm{L/L_{Edd}} < 0.1$ e $\langle \mathrm{L/L_{Edd}} \rangle \sim 0.03$. Tuttavia, l'elevato tasso di accrescimento ottenuto per gli oggetti nel nostro campione è compatibile con quello ottenuto da diverse surveys ottiche di quasars ad alto redshift (z>1), per i quali sono stati osservati $\mathrm{L/L_{Edd}} > 0.1$ (Netzer et al. 2007, Vestergaard et al. 2008), e consistente con lo scenario in cui il tasso di accrescimento degli AGN aumenta significativamente in funzione del redshift (Netzer & Trakhtenbrot 2007).

7.3 Relazione $M_{BH} - M_{star}$ per gli AGN oscurati selezionati nei raggi X

È possibile adesso collocare questi tre oggetti sulla relazione $\mathrm{M_{BH}/M_{star}}$. In Figura 7.1 i tre AGN oscurati osservati da noi sono indicati con rombi rossi. I triangoli verdi sono gli AGN non-oscurati di tipo 1 a z∼1–2, selezionati nei raggi X, del campione di Merloni et al. (2010), mentre i quadrati blu sono le SMGs di Alexander et al. (2008) per le quali è rivelata la riga larga dell'Hα e con massa stellare stimata da Hainline et al. (2010). La linea nera mostra la relazione locale stimata recentemente da Sani et al. (2010). I tre AGN oscurati a z∼1–2 osservati da noi sono consistenti con la relazione locale e non mostrano alcuna deviazione sistematica da essa. A differenza degli AGN di tipo 1 e degli AGN oscurati ospitati nelle SMGs, gli AGN oscurati selezionati nei raggi X non mostrano alcuna evidenza di evoluzione in termini di $\mathrm{M_{BH}/M_{star}}$ rispetto agli oggetti locali. Per i nostri AGN oscurati otteniamo $\langle \log (\mathrm{M_{BH}/M_{star}}) \rangle = -3.06 \pm 19$, che è consistente con il rapporto locale $\log (\mathrm{M_{BH}/M_{star}})_{\mathrm{local}} = -3.01$ ottenuto da Sani et al. (2010), in un simile intervallo di massa stellare.

7.4 Interpretazione

Il nostro campione non consente di raggiungere conclusioni forti da un punto di vista statistico. Tuttavia, è molto interessante il fatto che i tre AGN oscurati osservati da noi non mostrino alcuna deviazione dalla relazione locale, a differenza degli altri campioni ad alto redshift. Se questa tendenza venisse confermata su di un campione più esteso di AGN oscurati selezionati nei raggi X, questo avrebbe certamente delle implicazioni importanti, sia per comprendere eventuali effetti di selezione presenti negli studi passati, sia per

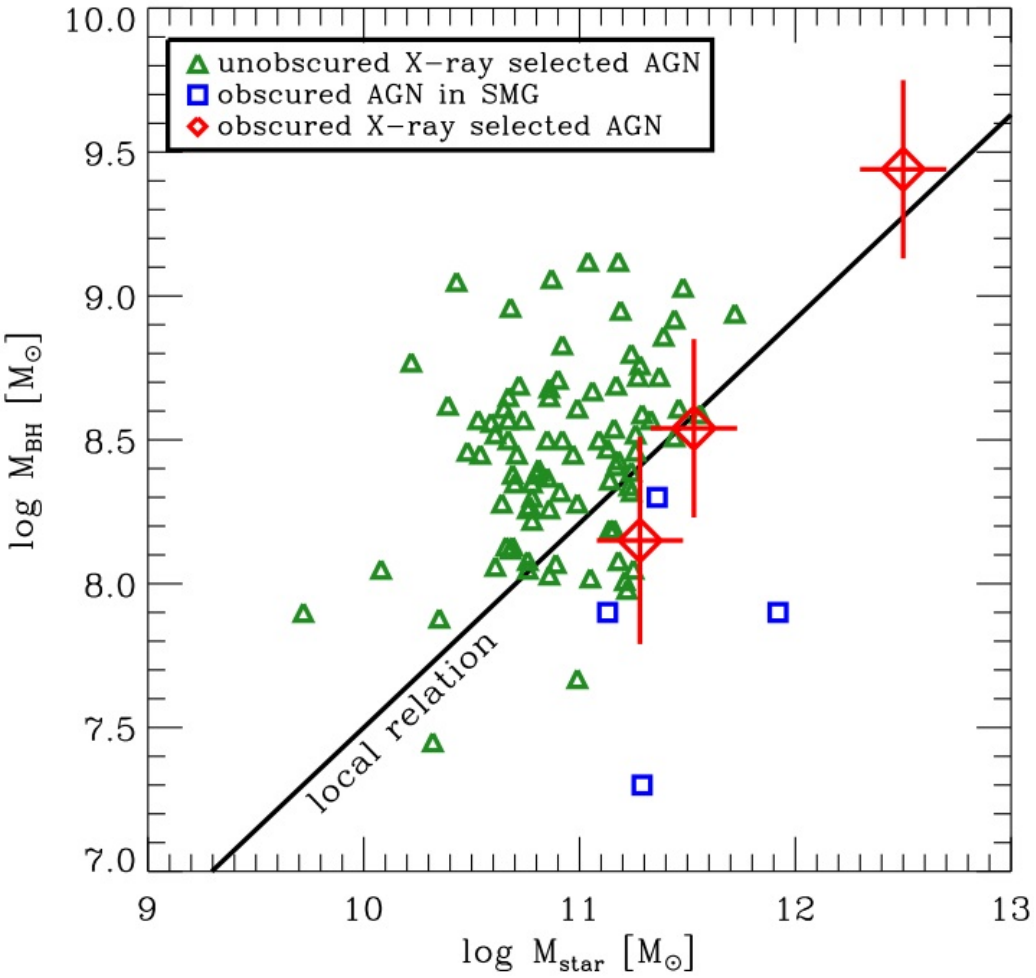


Figura 7.1: *Relazione $M_{BH} - M_{star}$ per gli AGN a z∼1–2. I rombi rossi indicano le tre sorgenti per i quali abbiamo potuto stimare la massa del BH tramite la riga larga Hα. I triangoli verdi sono gli AGN non oscurati, selezionati in banda X, presentati da Merloni et al. (2010). I quadrati blu sono gli AGN oscurati nelle SMGs (Alexander et al. 2008) per le quali è rivelata la riga larga dell'Hα e con massa stellare stimata da Hainline et al. (2010). La linea nera rappresenta la relazione locale ricavata da Sani et al. (2010).*

comprendere l'evoluzione del rapporto M_{BH}/M_{star} attraverso i differenti stadi evolutivi delle galassie.

La differenza rispetto agli AGN oscurati nelle SMGs (anche se marginalmente significativa, vista la bassa statistica anche per le SMGs) può essere spiegata in termini del "bias" discusso nella sezione 7.1. Ovvero, questi oggetti hanno un "bias" verso alte masse stellari a seguito della relazione fra SFR e massa e/o a seguito del loro alto contenuto di polvere (che porta a selezionare oggetti più evoluti). Alternativamente, i due campioni potrebbero rappresentare due diversi stadi evolutivi. Secondo diversi modelli teorici, l'accrescimento sul BH si verifica principalmente nelle fasi di "merging" o di interazione fra galassie. Lamastra et al. (2010) hanno suggerito che le SMG potrebbero essere oggetti dove la formazione stellare "quiescente" (ovvero "secolare") ha aumentato significativamente la massa stellare, mentre la mancanza di forti interazioni passate ha impedito alla massa del BH di crescere significativamente. Questo potrebbe spiegare il loro basso rapporto M_{BH}/M_{star}. In questo scenario le SMGs sarebbero osservate nel loro primo evento di merging. Gli AGN oscurati selezionati nei raggi X (quanto meno quelli con controparte rossa, EROs) potrebbero essere discendenti delle SMGs, osservati ad uno stadio successivo, quando, alla fine della fase di merging, le galassie si sono già dislocate sulla relazione M_{BH}/M_{star} locale. Il fatto che questi oggetti abbiano in genere un profilo di tipo ellittico (Mignoli et al. 2004) e una SED tipica di galassie quiescenti/ellittiche (Pozzi et al. 2010) va a supporto di questo scenario. Va comunque notato che alcuni oggetti del nostro campione madre sono caratterizzati da una forte emissione far-IR e submm, che rivela un'elevata formazione stellare (Vignali et al. 2009). Nel caso specifico dei nostri tre oggetti, le informazioni fotometriche non sono sufficienti ad ottenere vincoli utili sullo SFR (essenzialmente perché mancano i dati a $\lambda > 24\mu m$). Per chiarire se questi oggetti ospitino formazione stellare saranno necessari dati profondi nelle bande submm/mm (ALMA) o

nel lontano infrarosso (Herschel).

La differenza, in termini di rapporto M_{BH}/M_{star}, fra i nostri AGN oscurati e gli AGN *non* oscurati, nello stesso intervallo di redshift, presentati da Merloni et al. (2010) è più problematica, in quanto entrambi i campioni sono selezionati nei raggi X (e coprono intervalli di luminosità simili). Una possibilità è che le due classi di AGN si trovino in differenti stadi evolutivi. Tuttavia, la predizione generale dei modelli è che gli AGN non oscurati, di tipo 1, siano in uno stadio evolutivo più avanzato rispetto agli AGN oscurati (Hopkins et al. 2006). Invece, il fatto che gli AGN non oscurati a z$\sim$1-2 si trovino fuori dalla relazione $M_{BH} - M_{star}$ locale, e che si stiano "muovendo" verso di essa (Merloni et al. 2010), mentre gli AGN oscurati si trovino già sistemati lungo la relazione locale, suggerisce che questi ultimi siano in uno stadio evolutivo più avanzato. Una possibilità è che gli AGN oscurati ospitati nel nostro campione madre di EROs sia effettivamente in una fase evolutiva avanzata, dove il BH e la galassia ospite si sono già stabilizzati sulla relazione $M_{BH} - M_{star}$ locale, ma sono stati temporaneamente ri-attivati da un recente episodio di accrescimento, che li ha resi rilevabili come quasars. Il fatto che, come discusso meglio nel prossimo capitolo, i nostri dati rivelino che oltre il 25% degli oggetti nel nostro campione (e in particolare i tre oggetti per i quali si è ricavata la M_{BH}) si trovino in stretta interazione con compagni situati ad una distanza di pochi kpc, che potrebbe aver riattivato l'accrescimento sul BH, fornisce supporto a questa interpretazione.

Certamente, come già evidenziato, la statistica è ancora troppo ridotta per poter trarre conclusioni solide. Altre osservazioni spettroscopiche nel vicino IR di altri AGN oscurati ad alto redshift (utilizzando gli ampi campioni forniti dalle recenti survey X) sono necessarie per poter confermare questi risultati con una più elevata significatività statistica.

Capitolo 8

Eccesso di compagni ed interazioni

Come discusso nei capitoli precedenti, almeno 4 sorgenti (XMM17, XMM172, XMM460, BPM16274-181) su 16 ($25^{+15}_{-12}\%$ [1]), presentano una galassia compagna entro 15 kpc di distanza (vedere Tabella 8.1). Diventa dunque interessante cercare di capire se le sorgenti da noi studiate presentino, nei limiti delle elevate incertezze statistiche legate alla piccola dimensione del campione, un eccesso o meno di compagne rispetto alle altre galassie di simile redshift e massa, raccolte mediante criteri che non selezionino preferenzialmente (o solo, come nel nostro caso) AGN.

8.1 L'interazione fra le galassie

Le perturbazioni esterne legate a forti interazioni mareali con altre galassie, o i merger fra galassie, sono spesso elencate fra i modi efficaci nel rimuovere momento angolare da grandi quantità di ISM, così da facilitare la fornitura

[1] Nel calcolare l'incertezza abbiamo utilizzato una combinazione della statistica binomiale e di Poisson (vedere Gehrels 1986).

Name	Log(M_*)	Ra	Dec	z	Name	Ra	Dec	z	dist
	$M_\odot$	(J2000)				(J2000)			kpc
XMM 17	11.6								
XMM17 2733		00:32:50.211	-43:39:05.93	2.14[1]	XMM17 3634	00:32:50.108	-43:39:05.80	2.14[1]	9.4
XMM 172	11.7								
XMM172 3133		00:34:00.750	-43:38:34.10	1.714	XMM172 3832	00:34:00.669	-43:38:34.22	1.714	7.6
XMM 460	12.5								
XMM 460 4149		00:36:41.438	-43:20:39.40	1.748	XMM 460 4537	00:36:41.392	-43:20:40.90	1.748	13.4
BPM16274#181	11.3								
BPM16274#181 4049		00:50:31.399	-52:06:33.44	1.335	BPM16274 181 5347	00:50:31.223	-52:06:33.69	1.335[2]	9.3
BPM16274#181 4049		00:50:31.399	-52:06:33.44	1.335	BPM16274 181 1139	00:50:31.793	-52:06:34.69	1.335	36.7
BPM16274#181 5347		00:50:31.233	-52:06:33.69	1.335[2]	BPM16274 181 1139	00:50:31.793	-52:06:34.69	1.335	45.0

1) Redshift fotometrico; 2) Assunto uguale al redshift delle sorgenti limitrofe.

Tabella 8.1: *Distanza fra le sorgenti*

di grandi quantità di carburante per l'accensione di un AGN (e.g. Sanders et al. 1988). Questa idea è avvalorata da varie simulazioni numeriche le quali hanno dimostrato che (major) mergers fra galassie (cioè fra oggetti con massa simile) producono rilevanti condizioni di non equilibrio su tempi scala di circa 1 Gyr, le quali inducono il trasporto di materia verso il centro della galassia remnant (Toomre & Toomre 1972; Mihos & Hernquist 1996; Hopkins et al. 2006).

In questo ambito gli studi volti a misurare la frequenza di interazioni fra galassie si fondano sostanzialmente su due diversi tipi di indicatori, presi in considerazione sia separatamente che insieme: la presenza di compagni entro un raggio fissato (solitamente 20 kpc; al massimo 100 kpc) e la presenza di distorsioni e/o code mareali nella morfologia delle galassie. A causa sia della bassa numerosità dei campioni che di differenze nelle definizioni di cosa sia una galassia in interazione, i risultati in questo ambito non sono molto univoci e convergenti, specialmente per quanto riguarda la misura della dipendenza della frazione di galassie in coppie in funzione del redshift.

Patton et al. (2002), dallo studio dei dati della survey CNOC2 (circa 4000 galassie a $z<0.55$), misurano una frazione del 3% di coppie di galassie nel

range 5-20 kpc con -21<M_R<-18 a z∼0.3, che aumentano con un tasso di $(1+z)^{2.3}$.

Lin et al. (2008) analizzano i dati della DEEP2 Galaxy Redshift Survey, Team keck Treasury Redshift Survey, SSRS2, Millennium Galaxy Catalog e CNOC2 Redshift Survey. Selezionando un campione avente una luminosità de-evoluta prossima a L_* (-21<M_B<-19; cioè riportando la luminosità quella che le galassie avrebbero a $z = 0$ secondo le misure dell'evoluzione della loro funzione di luminosità), ricavano che, per $z < 1.2$, la frazione di galassie aventi una compagna fra 10 e 30 kpc aumenta con il redshift secondo la relazione $N(z) = 0.041(1+z)^{0.41}$, che corrisponde ad un valore di 5-6% per 1< z <2. Questa relazione risulta dipendere dal colore delle galassie: quelle di colore più rosso sono dette dry, perché in esse l'interazione non è stata in grado di ri-innescare la formazione stellare, mentre quelle blu sono dette wet perché, al contrario, esse si trovano in una fase di intensa formazione stellare. Mentre la frazione di coppie wet aumenta con il redshift (diminuisce con il tempo: $N(z) = 0.018(1+z)^{1.27}$), quella di galassie red diminuisce ($N(z) = 0.045(1+z)^{-0.92}$). Un risultato, questo, in linea con modelli ed osservazioni che mostrano che la frazione/densità di galassie red/passive aumenta con il tempo e probabilmente anche (se non principalmente) grazie al merging di galassie starburst/blue (vedere Figura 8.1).

Patton & Atfield (2008), dallo studio di un campione a basso redshift di galassie proveniente dalla SDSS e dalla Millennium Simulation, trovano che a basso redshift il 2% delle galassie mostra un compagno nel range 5-20 kpc, con luminosità nel range -22<M_R<-18 e rapporti di 2:1. Per separazioni maggiori (fino a 100 kpc) la frazione di galassie interagenti aumenta per quelle meno luminose, raggiungendo valori intorno al 5% a M_R ∼-18.

Pur grosso modo confermando i risultati precedenti, in cui la frazione di galassie con z <1.2 aventi una compagna entro qualche decina di kpc rimane sotto il 10%, con un trend positivo verso alti z di circa $(1+z)^{1.1}$, Bridge et al.

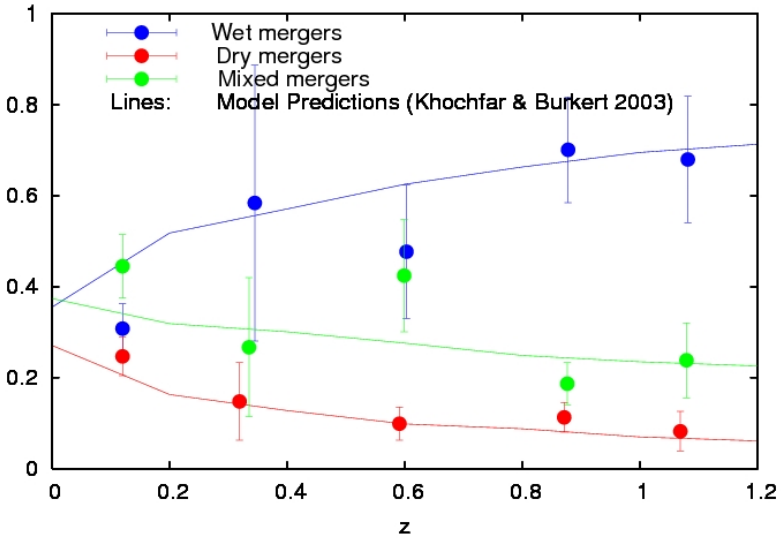


Figura 8.1: *Frazione di wet, dry e mixed mergers in funzione del redshift secondo Lin et al. (2007).*

(2007) trovano che la gran parte delle galassie interagenti mostra un elevato flusso a 24 μm. Infatti, limitandosi a quelle con flussi 24 μm superiori a 1 mJy, trovano che la probabilità di interazione aumenta di un fattore cinque: 11% a z$\sim$0.4; 25% a z$\sim$1 (vedere Figura 8.2).

Uno dei lavori statisticamente più significativi l'hanno prodotto Kartaltepe et al. (2007), i quali, sul campione di circa 100.000 galassie della survey COSMOS più luminose di M_V<-19.8, trovano che la frazione di coppie nell'intervallo 5-20 kpc aumenta con un andamento $(1+z)^{3.1}$, andando da circa 1% locale fino a 10% a z=1.1. Un tale andamento predirebbe che circa il 50% delle galassie brillanti siano in coppie a $z \sim 2$.

Da uno studio dell'area GOODS, Bundy et al. (2009) trovano che la frazione di galassie in coppie vicine (5-20 kpc) è dell'ordine del 4% con un leggero aumento, di $(1+z)^{1.6}$, fino a z <1.2. Però risulta che la frazione di coppie per le galassie più massicce con $M_* > 10^{11} M_\odot$ è più alta (5-9%) che nelle galassie

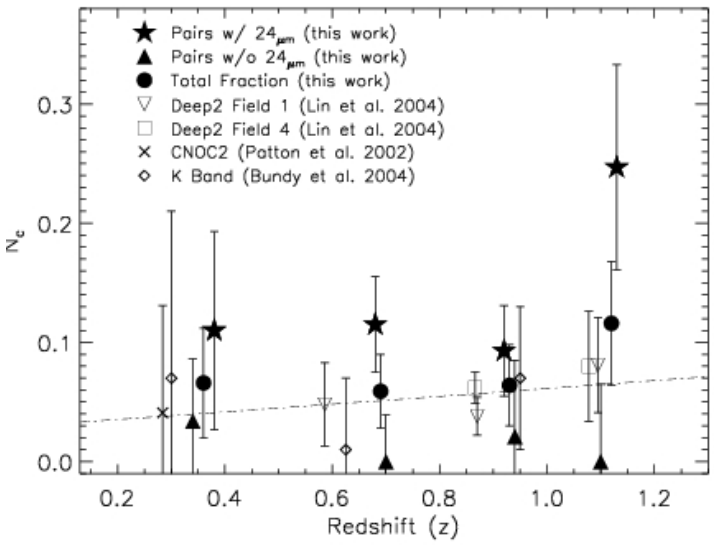


Figura 8.2: *Frazione di galassie in coppie in funzione del redshift. Le stelle mostrano le misure del campione di galassie rivelate a 24 μm (da Bridge et al. 2007), i triangoli pieni mostrano la misura attribuita al sottocampione non rivelato a 24 μm, mentre i cerchi pieni mostrano il totale della misura per le sorgenti a 24 μm. Per confronto sono mostrati i risultati ottenuti da altri lavori effettuati nella banda ottica i cui autori sono elencati nella legenda (da Bridge et al. 2007).*

con massa inferiore (2-4% per $M_* \sim 10^{10} M_\odot$). Inoltre, sistemi dal colore più rosso (dry), con morfologie sferoidali, hanno una probabilità più alta di avere un compagno (vedere Figura 8.3). I dry mergers risultano significativi solo per masse alte ($M_* > 10^{11} M_\odot$), ma questo risultato sembra dipendere solo dal fatto che per queste masse le galassie siano diventate rosse già prima del merging. Lo scenario che sembrano preferire gli autori è insomma quello in cui l'alta frequenza di dry mergers non sia la ragione fondamentale della formazione e della crescita della red sequence (le galassie early type) ma ne sia anzi una conseguenza.

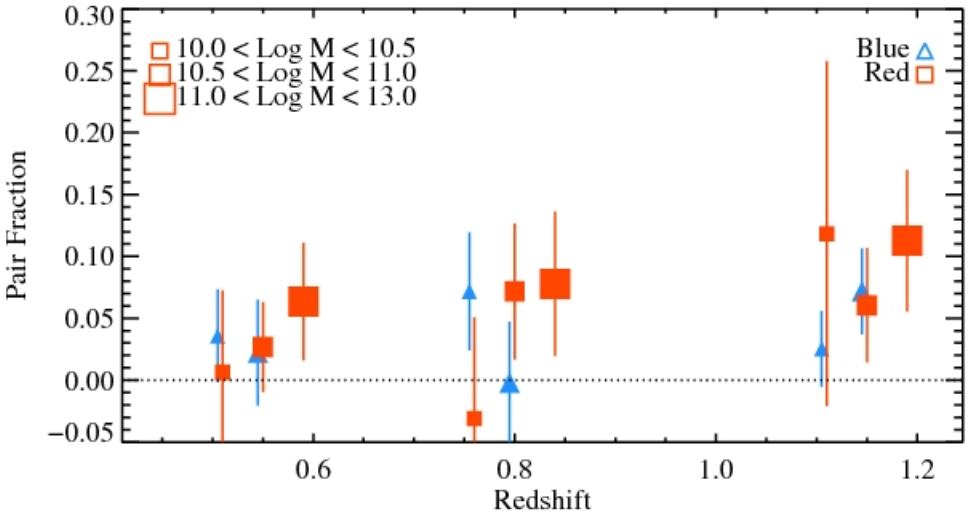


Figura 8.3: *Frazione di galassie in coppie in funzione della massa, del colore e del redshift da Bundy et al. (2009).*

Se invece della misura di coppie vicine, per misurare l'interazione fra galassie si usano indicatori quali la presenza di code mareali, ponti o asimmetrie strutturali, allora la misura della frazione di galassie interagenti cresce di circa un fattore due (vedere e.g. figura 7 in Conselice et al. 2009).

Recentemente Cisternas et al. (2010) hanno analizzato quale sia la frazione di oggetti con evidenze di interazioni o mergers su un campione di 140 AGN rivelati da XMM nel campo COSMOS. Come campione di controllo hanno utilizzato 1264 galassie inattive selezionate nello stesso campo nel range $0.3< z <1.0$ e con masse $M_*< 10^{11.7}$ $M_\odot$. Risulta che la larga parte degli AGN (>85%) non mostra evidenze di interazione e/o distorsioni e che il loro comportamento non si distingue da quello del campione di controllo. Gli autori concludono dunque che l'attività nucleare non debba essere attribuita ai fenomeni di merger fra galassie.

8.2 Significatività dell'eccesso di compagni

Nel nostro caso, non siamo in grado di svolgere accurate analisi morfologiche delle nostre sorgenti. Ci dobbiamo dunque limitare a constatare che almeno il 25^{+15}_{-12}% delle nostre galassie presentano almeno una compagna entro 15 kpc di distanza. Questa frazione è grosso modo un limite inferiore alla misure di compagne, in quanto la loro detezione è di fatto legata alla capacità di SINFONI di evidenziare la loro presenza a quelle lunghezze d'onda in cui una riga di emissione ha permesso di ottenere delle immagini con sufficiente rapporto S/N. Va però anche sottolineato che, allo stesso tempo, al contrario di quanto svolto metodologicamente negli studi pubblicati da altri autori, in cui si confrontano cataloghi di galassie flux-limited, la nostra analisi con SINFONI ci ha permesso di rilevare compagne anche più deboli delle sorgenti stesse da noi studiate. Di conseguenza anche le misure pubblicate dagli altri autori vanno, sebbene per ragioni diverse, considerate dei limiti inferiori.
Le galassie da noi analizzate hanno un redshift medio di circa 1.5 e massa media intorno $10^{11.8}$ $M_\odot$ (vedere Tabella 8.1). Come mostrato nella sezione precedente, non vi sono studi della frazione di coppie di galassie a redshift superiori a 1.2. Inoltre la misura della dipendenza dal redshift della frazione

di coppie è alquanto controversa. In assenza di una forte evoluzione, assumendo un andamento di $(1+z)^{1.5}$, la proiezione a $z \sim 1.5$ delle misure fatte da Bundy et al. (2009) a $z \sim 1$, che danno per le galassie con masse superiori a 10^{11} $M_{\odot}$ una frazione di coppie del 10%, prevede che per le nostre sorgenti la frazione di coppie debba essere di circa $(10 \times [(1+1.5)/(1+1)]^{1.5})$ il 15%. Un valore, questo, inferiore rispetto alla frazione di 25^{+15}_{-12}% misurata da noi, ma la cui differenza non è statisticamente significativa.
In conclusione, possiamo dire che vi sono indicazioni di un'elevata frazione di galassie interagenti fra le nostre sorgenti, ma che per poter studiare quantitativamente l'esistenza o meno di una differenza dal comportamento dalle galassie non attive sarebbe necessario: allargare il nostro campione e disporre di un adeguato campione di controllo. Da questo punto di vista il campione di controllo dovrebbe, per esempio, possedere

- un simile intervallo di redshift: $z > 1.2$;
- masse dell'ordine di $10^{11.8}$ $M_{\odot}$;
- la nostra selezione di galassie con alto rapporto MIR/O ma senza uguale emissione nella banda X.

Però, non sarebbe poi da escludere, che buona parte di queste caratteristiche non favoriscano esse stesse la presenza di attività nucleare e di merging fra galassie.

Capitolo 9

Conclusioni

In questo lavoro di tesi abbiamo studiato le proprietà spettrali nel NIR di 16 sorgenti selezionate nella banda X, provenienti dalle survey HELLAS2XMM ed ELAIS-S1, aventi un rapporto X/O>1 e la caratteristica di avere degli spettri nell'ottico-NIR estremamente rossi (R-K>5).

Il nostro studio è stato effettuato attraverso l'analisi spettrale di dati ottenuti prevalentemente con lo spettrografo infrarosso ad integrale di campo SINFONI, montato su uno dei più grandi telescopi esistenti: il VLT dell'ESO. È stato possibile ottenere lo spettro continuo delle nostre sorgenti nelle diverse bande del NIR (J, H, K). In 9 casi, grazie alla rivelazione di più righe in emissione, sia in banda ottica che NIR, è stato possibile ottenere una identificazione sicura delle righe e del redshift; nei casi in cui, invece, è stata rivelata una sola riga di emissione, questa è stata tentativamente identificata come $H\alpha$. Una identificazione, questa, molto probabile, dato che l'ipotesi che essa sia invece dovuta ad una delle altre righe tipicamente visibili in questi oggetti è esclusa dall'assenza di altre righe che sarebbero dovute essere state rivelate negli intervalli spettrali da noi campionati.

Attraverso l'utilizzo di dati fotometrici multibanda disponibili per le sorgenti del nostro campione, siamo stati in grado di riprodurre la SED di tutte le

nostre galassie con il modello a multicomponente di Fritz et al. (2006) e stimare approssimativamente un redshift fotometrico per quei 7 oggetti dove non siamo stati in grado di stimare un redshift spettroscopico.

La conoscenza del redshift (spettroscopico o fotometrico) ci ha permesso di ricavare la luminosità X. Abbiamo così potuto interpretare l'emissione spettrale nei raggi X in termini di assorbimento e cioè di ricavare la densità colonnare lungo la linea di vista. È stato così possibile stimare la luminosià intrinseca. È risultato che i nostri oggetti sono degli AGN oscurati, alcuni dei quali QSO 2, cioè degli AGN molto luminosi ($L_X > 10^{44}$ erg/s) ma con alte densità colonnari ($N_H > 10^{22}$ cm^{-2}).

Per quattro delle nostre 16 sorgenti è stato possibile rivelare delle galassie vicine entro una distanza di $\sim$15 kpc. Esse dunque appartengono a dei sistemi binari, probabilmente in fase di merging. Questa osservazione è in accordo con molti modelli teorici che ipotizzano che la presenza delle interazioni possa giocare un ruolo importante nell'evoluzione delle galassie. Purtroppo, al momento attuale, a $z > 1.2$ dove si collocano le nostre sorgenti, non esistono in letteratura misure univoche sulla frequenza di oggetti in interazione e dunque ci è risultato impossibile verificare la significatività di questo eccesso rispetto alla popolazione delle galassie "normali" aventi caratteristiche simili a quelle ospitanti i nostri AGN.

Per una delle nostre sorgenti, applicando la tecnica della "spectro-astrometry", siamo stati in grado di misurare la mappa di velocità della zona nucleare da cui abbiamo ricavato una massa dinamica di 4×10^{10} M$_\odot$ entro un raggio di 2 kpc.

Per altre tre sorgenti è stato invece possibile osservare una riga larga $H\alpha$ in emissione che ci ha permesso di ricavare le masse dei BH (M$_{BH}$), che risultano avere valori nell'intervallo 0.1-3$\times10^9$ M$_\odot$; inoltre per queste tre sorgenti, attraverso l'analisi della SED, si è potuta anche stimare le masse (M$_{star}$) delle galassie ospitanti gli AGN. È stato così possibile ottenere, per la prima volta,

una stima della relazione M_{BH}-M_{star} per degli AGN oscurati ad alto redshift e selezionati in base al loro accrescimento (cioè in base alla loro luminosità X). Il confronto con la relazione locale mostra che non vi sono, all'interno delle incertezze statistiche, evidenze di evoluzione. Questo risultato contrasta con quanto misurato in altri campioni di AGN selezionati a redshift simili al nostro, ma con metodi diversi. Abbiamo dunque proposto l'ipotesi che queste sorgenti si trovino in uno stato avanzato di evoluzione, e che per questo motivo siano già collocate sulla relazione locale M_{BH}-M_{star}. In questo scenario la loro luminosità X sarebbe attribuibile ad una recente accensione dovuta alle (in parte da noi osservate) interazioni con delle galassie vicine. Questi risultati sono stati recentemente presentati in una lettera pubblicata su Astronomy and Astrophysics (Sarria et al. 2010).

Ulteriori studi, analoghi a questo, su campioni di AGN oscurati, selezionati nella banda X, potrebbero migliorare la qualità statistica di questi risultati, e permettere inoltre di comprendere meglio eventuali effetti di selezione che probabilmente sono presenti in tutti i campioni sinora utilizzati per lo studio della co-evoluzione BH-galassie.

Bibliografia

[1] Agol, E., Gogarten, S. M., Gorjian, V., & Kimball, A. 2009, ApJ, 697, 1010

[2] Aird, J., et al. 2010, MNRAS, 401, 2531

[3] Akiyama, M., et al. 2000, ApJ, 532, 700

[4] Alexander, D. M., et al. 2008, AJ, 135, 1968

[5] Antonucci, R. 1993, Annual review of astronomy and astrophysics, 31, 473

[6] Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, ApJ, 297, 621

[7] Armus, L., et al. 2009, PASP, 121, 559

[8] Baade, W., & Minkowski, R. 1954, ApJ, 119, 215

[9] Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, Astronomical Society of the Pacific, 93, 5

[10] Ballo, L., Piconcelli, E., Schartel, N., Vignali, C., & Loiseau, N. 2008, The X-ray Universe 2008,

[11] Berta, S., Fritz, J., Franceschini, A., Bressan, A., & Lonsdale, C. 2004, A&A, 418, 913

[12] Berta, S., et al. 2006, A&A, 451, 881

[13] Berta, S., et al. 2007, VizieR Online Data Catalog, 347, 60151

[14] Bongiorno, A., et al. 2010, A&A, 510, A56

[15] Bolton, J. G., Stanley, G. J., & Slee, O. B. 1949, Nature, 164, 101

[16] Boyle, B. J., Shanks, T., & Peterson, B. A. 1988, MNRAS, 235, 935

[17] Brandt, W. N., et al. 2001, AJ, 122, 2810

[18] Brandt, W. N., & Hasinger, G. 2005, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, 43, 827

[19] Bridge, C., & Carlberg, R. 2007, Bulletin of the American Astronomical Society, 38, 956

[20] Brusa, M. 2003, Astronomische Nachrichten, 324, 113

[21] Brusa, M., et al. 2005, A&A, 432, 69

[22] Brusa, M., et al. 2009, ApJ, 693, 8

[23] Brusa, M., et al. 2010, ApJ, 716, 348

[24] Bundy, K., Ellis, R. S., & Conselice, C. J. 2009, VizieR Online Data Catalog, 7246, 0

[25] Campisi, M. A., et al. 2009, VizieR Online Data Catalog, 350, 10485

[26] Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245

[27] Carilli, C. L., & Wang, R. 2006, AJ, 131, 2763

[28] Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., Perault, M., Palazzi, E., Madden, S., & Tran, D. 1996, A&A, 315, L309

[29] Cisternas, M., et al. 2010, arXiv:1009.3265

[30] Cocchia, F., et al. 2007, A&A, 466, 31

[31] Colpi, M., Callegari, S., Dotti, M., & Mayer, L. 2009, Classical and Quantum Gravity, 26, 094029

[32] Comastri, A., et al. 2002, Issues in Unification of Active Galactic Nuclei, 258, 199

[33] Conselice, C. J. 2009, MNRAS, 399, L16

[34] Croom, S. M., Smith, R. J., Boyle, B. J., Shanks, T., Miller, L., Outram, P. J., & Loaring, N. S. 2004, MNRAS, 349, 1397

[35] Daddi, E., et al. 2010, ApJ, 713, 686

[36] Della Ceca, R., Maccacaro, T., Gioia, I. M., Wolter, A., & Stocke, J. T. 1992, ApJ, 389, 491

[37] Della Ceca, R., et al. 2008, A&A, 487, 119

[38] Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, Growing Black Holes: Accretion in a Cosmological Context, 340

[39] Ebrero, J., et al. 2009, A&A, 493, 55

[40] Efstathiou, A., & Rowan-Robinson, M. 1995, MNRAS, 273, 649

[41] Elston, R. 1998, Proc.SPIE, 3354, 404

[42] Elvis, M., Matsuoka, M., Siemiginowska, A., Fiore, F., Mihara, T., & Brinkmann, W. 1994, ApJ, 436, L55

[43] Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, MNRAS, 167, 31P

[44] Fabian, A. C. 1999, MNRAS, 308, L39

[45] Fan, X., et al. 2001, AJ, 122, 2833

[46] Fan, X., et al. 2004, AJ, 128, 515

[47] Ferland, G. J., Ferguson, J., Korista, K., Verner, D., & Verner, K. 1996, Bulletin of the American Astronomical Society, 28, 866

[48] Feruglio, C., et al. 2008, A&A, 488, 417

[49] Ferrarese, L., & Merritt, D. 2000, ApJ, 539, L9

[50] Fiore, F., et al. 2003, A&A, 409, 79

[51] Forster-Schreiber, N., et al. 2009, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 214, #257.03

[52] Fritz, J., Franceschini, A., & Hatziminaoglou, E. 2006, MNRAS, 366, 767

[53] Gehrels, N. 1986, ApJ, 303, 336

[54] Genzel, R., Pichon, C., Eckart, A., Gerhard, O. E., & Ott, T. 2000, MNRAS, 317, 348

[55] Gilli, R., Risaliti, G., & Salvati, M. 1999, A&A, 347, 424

[56] Gilli, R., Comastri, A., & Hasinger, G. 2007, A&A, 463, 79

[57] Gilli, R., Comastri, A., Vignali, C., Ranalli, P., & Iwasawa, K. 2010, American Institute of Physics Conference Series, 1248, 359

[58] Glass, I. S., et al. 1999, MNRAS, 308, 127

[59] Glass, I. S. 1999, Cambridge University Press, 1, 200

[60] Gnerucci, A., et al. 2010, arXiv:1007.4180

[61] Greene, J. E., & Ho, L. C. 2005, ApJ, 630, 122

[62] Greenhill, L. J., et al. 1995, Highlights of Astronomy, 10, 531

[63] Greenhill, L. J., Moran, J. M., Herrnstein, J. R., Diamond, P. J., Miyoshi, M., Nakai, N., & Inoue, M. 1996, The Physics of Liners in View of Recent Observations, 103, 140

[64] Greenhill, L. J. 1997, IAU Colloq. 159: Emission Lines in Active Galaxies: New Methods and Techniques, 113, 394

[65] Greenstein, J. L., & Matthews, T. A. 1963, AJ, 68, 279

[66] Giacconi, R., et al. 2002, ApJS, 139, 369

[67] Granato, G. L., & Danese, L. 1994, MNRAS, 268, 235

[68] Groves, B., Kewley, L., Kauffmann, G., & Heckman, T. 2006, New Astronomy Reviews, 50, 743

[69] Haardt, F., & Maraschi, L. 1991, Iron Line Diagnostics in X-ray Sources, 385, 218

[70] Hainline, L. J., Blain, A. W., Smail, I., Alexander, D. M., Armus, L., Chapman, S. C., & Ivison, R. J. 2010, arXiv:1006.0238

[71] Hamann, F., Korista, K. T., Ferland, G. J., Warner, C., & Baldwin, J. 2002, ApJ, 564, 592

[72] Hasinger, G., et al. 1998, A&A, 340, L27

[73] Hasinger, G., et al. 2001, A&A, 365, L45

[74] Hasinger, G., Schartel, N., & Komossa, S. 2002, ApJ, 573, L77

[75] Hatziminaoglou, E., et al. 2008, Infrared Diagnostics of Galaxy Evolution, 381, 413

[76] Hatziminaoglou, E., Fritz, J., & Jarrett, T. H. 2009, MNRAS, 399, 1206

[77] Heckman, T. M., & Balick, B. 1980, A&A, 83, 100

[78] Hine, R. G., & Longair, M. S. 1979, MNRAS, 188, 111

[79] Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1997, IAU Colloq. 159: Emission Lines in Active Galaxies: New Methods and Techniques, 113, 429

[80] Ho, L. C. 2007, ApJ, 669, 821

[81] Hönig, S. F., Beckert, T., Ohnaka, K., & Weigelt, G. 2006, A&A, 452, 459

[82] Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Di Matteo, T., Martini, P., Robertson, B., & Springel, V. 2005, ApJ, 630, 705

[83] Hopkins, P. F., Somerville, R. S., Hernquist, L., Cox, T. J., Robertson, B., & Li, Y. 2006, ApJ, 652, 864

[84] Kartaltepe, J. S., Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Capak, P. 2007, Bulletin of the American Astronomical Society, 38, 153

[85] Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., Peterson, B. M., Vestergaard, M., & Jannuzi, B. T. 2005, ApJ, 629, 61

[86] Kauffmann, G., et al. 2003, MNRAS, 346, 1055

[87] Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T. 2006, MNRAS, 372, 961

[88] Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W. 1974, ApJ, 192, 581

[89] Komossa, S., Zhou, H., & Lu, H. 2008, ApJ, 678, L81

[90] La Franca, F., et al. 2005, ApJ, 635, 864

[91] Laing, R. A., Jenkins, C. R., Wall, J. V., & Unger, S. W. 1994, The Physics of Active Galaxies, 54, 201

[92] Lamastra, A., Menci, N., Maiolino, R., Fiore, F., & Merloni, A. 2010, MNRAS, 405, 29

[93] Lauer, T. R., Tremaine, S., Richstone, D., & Faber, S. M. 2007, ApJ, 670, 249

[94] Lawrence, A., & Elvis, M. 1982, ApJ, 256, 410

[95] Lehmann, I., et al. 2001, X-ray Astronomy: Stellar Endpoints, AGN, and the Diffuse X-ray Background, 599, 189

[96] Lemke, D., et al. 1996, A&A, 315, L64

[97] Lin, L., Patton, D. R., Koo, C. D., Casteels, K., & Hsieh, B. C. 2008, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 399, 298

[98] Lonsdale, C. J., et al. 2003, PASP, 115, 897

[99] Lynden-Bell, D. 1969, Nature, 223, 690

[100] Maccacaro, T., Gioia, I. N., Morris, S. L., Schild, R., Stocke, J. T., & Wolter, A. 1988, Optical Surveys for Quasars, 2, 300

[101] Madau, P., Ghisellini, G., & Fabian, A. C. 1994, MNRAS, 270, L17

[102] Magorrian, J., et al. 1998, AJ, 115, 2285

[103] Mainieri, V., et al. 2005, MNRAS, 356, 1571

[104] Maiolino, R. 2001, The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection, 249, 256

[105] Maiolino, R. 2003, Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy, 290, 457

[106] Maiolino, R., et al. 2003, MNRAS, 344, L59

[107] Maiolino, R., et al. 2006, A&A, 445, 457

[108] Maiolino, R., et al. 2007, A&A, 472, L33

[109] Maiolino, R., Shemmer, O., Imanishi, M., Netzer, H., Oliva, E., Lutz, D., & Sturm, E. 2007, A&A, 468, 979

[110] Maiolino, R., et al. 2008, A&A, 488, 463

[111] Marconi, A., & Hunt, L. K. 2003, ApJ, 589, L21

[112] Marconi, A., Risaliti, G., Gilli, R., Hunt, L. K., Maiolino, R., & Salvati, M. 2004, MNRAS, 351, 169

[113] Marulli, F., Bonoli, S., Branchini, E., Moscardini, L., & Springel, V. 2008, MNRAS, 385, 1846

[114] Matt, G., & Fabian, A. C. 1994, MNRAS, 267, 187

[115] McLure, R. J., & Dunlop, J. S. 2001, MNRAS, 327, 199

[116] Menci, N., Fontana, A., Giallongo, E., Grazian, A., & Salimbeni, S. 2006, ApJ, 647, 753

[117] Merloni, A., et al. 2010, ApJ, 708, 137

[118] Mignoli, M., et al. 2004, A&A, 418, 827

[119] Mignoli, M., et al. 2005, A&A, 437, 883

[120] Mihos, J. C., & Hernquist, L. 1996, ApJ, 464, 641

[121] Miyaji, T., Hasinger, G., & Schmidt, M. 2000, A&A, 353, 25

[122] Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, ApJ, 570, L9

[123] Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, ApJ, 685, 160

[124] Oliver, S., et al. 2000, MNRAS, 316, 749

[125] Patton, D. R., et al. 2002, ApJ, 565, 208

[126] Patton, D. R., & Atfield, J. E. 2008, ApJ, 685, 235

[127] Peng, C. Y., Impey, C. D., Rix, H.-W., Kochanek, C. S., Keeton, C. R., Falco, E. E., Lehár, J., & McLeod, B. A. 2006, ApJ, 649, 616

[128] Perola, G. C., et al. 2004, A&A, 421, 491

[129] Pier, E. A., & Krolik, J. H. 1992, ApJ, 401, 99

[130] Polletta, M., et al. 2007, ApJ, 663, 81

[131] Pompilio, F., La Franca, F., & Matt, G. 2000, A&A, 353, 440

[132] Pozzi, F., et al. 2007, A&A, 468, 603

[133] Pozzi, F., et al. 2010, arXiv:1003.5563

[134] Puccetti, S., et al. 2006, A&A, 457, 501

[135] Raban, D., Jaffe, W., Röttgering, H., Meisenheimer, K., & Tristram, K. R. W. 2009, MNRAS, 394, 1325

[136] Richards, G. T., et al. 2006, ApJS, 166, 470

[137] Risaliti, G., Maiolino, R., & Salvati, M. 1999, ApJ, 522, 157

[138] Risaliti, G., et al. 2006, MNRAS, 365, 303

[139] Risaliti, G., Nardini, E., Salvati, M., Elvis, M., Fabbiano, G., Maiolino, R., Pietrini, P., & Torricelli-Ciamponi, G. 2010, arXiv:1008.5067

[140] Rodighiero, G., et al. 2007, VizieR Online Data Catalog, 737, 11891

[141] Rowan-Robinson, M., et al. 1999, The Universe as Seen by ISO, 427, 1011

[142] Sacchi, N., et al. 2009, ApJ, 703, 1778

[143] Salpeter, E. E. 1964, ApJ, 140, 796

[144] Sanders, D. B., Soifer, B. T., & Scoville, N. Z. 1988, Science, 239, 625

[145] Sani, E., Lutz, D., Risaliti, G., Netzer, H., Gallo, L. C., Trakhtenbrot, B., Sturm, E., & Boller, T. 2010, MNRAS, 403, 1246

[146] Santini, P., et al. 2010, A&A, 518, L154

[147] Sarria, J. E., Maiolino, R., La Franca, F., Pozzi, F., Fiore, F., Marconi, A., Vignali, C., & Comastri, A. 2010, A&A, 522, L3

[148] Schmidt, M., & Green, R. F. 1983, ApJ, 269, 352

[149] Schmidt, M., Schneider, D. P., & Gunn, J. E. 1995, AJ, 110, 68

[150] Setti, G., & Woltjer, L. 1989, A&A, 224, L21

[151] Severgnini, P., et al. 2003, A&A, 406, 483

[152] Seyfert, C. K. 1943, ApJ, 97, 28

[153] Shankar, F., Weinberg, D. H., & Shen, Y. 2010, MNRAS, 981

[154] Shen, Y., et al. 2010, arXiv:1006.5178

[155] Shao, L., et al. 2010, arXiv:1005.2562

[156] Silverman, J. D., et al. 2008, ApJ, 679, 118

[157] Simpson, C., et al. 2006, MNRAS, 373, L21

[158] Tacconi, L. J., et al. 2010, Nature, 463, 781

[159] Tadhunter, C. N., Morganti, R., Robinson, A., Dickson, R., Villar-Martin, M., & Fosbury, R. A. E. 1998, MNRAS, 298, 1035

[160] Takami, M., Bailey, J., & Chrysostomou, A. 2003, A&A, 397, 675

[161] Toomre, A., & Toomre, J. 1972, BAAS, 4, 214

[162] Treister, E., Urry, C. M., & Lira, P. 2005, arXiv:astro-ph/0512008

[163] Ueda, Y., Akiyama, M., Ohta, K., & Miyaji, T. 2003, ApJ, 598, 886

[164] Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 107, 803

[165] van Dokkum, P. G. 2001, PASP, 113, 1420

[166] Vasudevan, R. V., Fabian, A. C., Gandhi, P., Winter, L. M., & Mushotzky, R. F. 2010, MNRAS, 402, 1081

[167] Veilleux, S., & Osterbrock, D. E. 1987, ApJS, 63, 295

[168] Vestergaard, M., & Osmer, P. S. 2009, ApJ, 699, 800

[169] Vignali, C., et al. 2009, MNRAS, 395, 2189

[170] Volonteri, M., & Natarajan, P. 2009, MNRAS, 400, 1911

[171] Walter, F., Carilli, C., Bertoldi, F., Menten, K., Cox, P., Lo, K. Y., Fan, X., & Strauss, M. A. 2004, ApJ, 615, L17

[172] Wang, L., Li, C., Kauffmann, G., & De Lucia, G. 2006, MNRAS, 371, 537

[173] Wang, R., et al. 2010, ApJ, 714, 699

[174] Whelan, E. T., Ray, T. P., Bacciotti, F., Natta, A., Testi, L., & Randich, S. 2005, Protostars and Planets V, 8073

[175] Worsley, M. A., et al. 2005, MNRAS, 357, 1281

[176] Wu, H., Zhu, Y.-N., Cao, C., & Qin, B. 2007, ApJ, 668, 87

[177] Yencho, B., Barger, A. J., Trouille, L., & Winter, L. M. 2009, ApJ, 698, 380

[178] Zel'Dovich, Y. B., & Novikov, I. D. 1964, Soviet Physics Doklady, 9, 246

[179] Zombeck, M. V. 1990, Cambridge: University Press, 1990, 2nd ed.,