

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

**Analisi spettrale in banda X e proprietà  
multi-frequenza della galassia ULIRG  
IRAS 13120-5453**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Fabiola Capo

Relatore:  
Chiar.mo Prof. Cristian Vignali



# Indice

<b>Scopo della tesi</b>	<b>1</b>
<b>1 I Nuclei Galattici Attivi</b>	<b>3</b>
1.1 Spettro X degli AGN	7
1.2 Gli AGN oscurati	10
1.3 La connessione starburst - AGN nelle galassie LIRG e ULIRG	12
<b>2 I satelliti in banda X</b>	<b>15</b>
2.1 Il satellite XMM-Newton	15
2.1.1 I telescopi X	16
2.1.2 Proprietà degli specchi	16
2.1.3 La camera EPIC	18
2.1.4 La riduzione dati	21
2.2 Il satellite NuSTAR	22
2.2.1 Le ottiche	23
2.2.2 I rivelatori	23
2.2.3 Riduzioni dati NuSTAR	25
2.3 Il satellite Chandra	25
2.3.1 L'High Resolution Mirror Assembly	26
2.3.2 La camera ACIS	28
2.3.3 Riduzione dati Chandra	30
<b>3 La sorgente IRAS 13120-5453</b>	<b>31</b>
3.1 IRAS 13120-5453	31
<b>4 Analisi spettrale in banda X</b>	<b>37</b>
4.1 La riduzione dati del satellite XMM-Newton	37
4.2 Analisi spettrale dei dati XMM-Newton	38
4.2.1 Le tre camere EPIC analizzate separatamente	39
4.2.2 Analisi simultanea delle camere EPIC MOS1 e MOS2	45
4.2.3 Analisi simultanea delle camere EPIC	47
4.3 Analisi spettrale approfondita	50
4.3.1 L'analisi del gas caldo	50
4.3.2 La ricerca di righe in emissione	60
4.3.3 Possibili strutture in assorbimento nella banda soft X	67
4.3.4 Il modello diskline	69
4.4 La riduzione dei dati del satellite Chandra	70
4.4.1 Analisi spettrale dei dati Chandra	70
4.5 Riduzione e analisi dei dati NuSTAR	73
4.6 Analisi simultanea dei dati NuSTAR e XMM-Newton	74
<b>5 Analisi in banda IR</b>	<b>77</b>
5.1 Il codice di SED fitting	77
5.1.1 Componente stellare	78

5.1.2 Componente di AGN .....	80
5.1.3 Componente di Starburst .....	81
5.1.4 Best fit e output del codice .....	82
5.2 Analisi in banda IR .....	84
5.3 La luminosità X stimata attraverso la luminosità dell'AGN nel MIR .....	90
<b>6 Discussione e conclusioni</b>	<b>93</b>
<b>Riferimenti bibliografici</b>	<b>97</b>

# Scopo della tesi

Uno dei problemi ancora aperti dell'astrofisica moderna riguarda la coevoluzione tra i buchi neri super massicci (*Super Massive Black Hole*, SMBH) presenti al centro delle galassie e la galassia ospite. Secondo i più recenti modelli di coevoluzione le galassie sperimentano durante la propria vita un fase in cui vi è una produzione di grandi quantità di energia dovuta ad un elevato tasso di accrescimento da parte del SMBH (detta fase di AGN) spesso accompagnata da un'intensa attività di formazione stellare (chiamata fase di *starburst*). Si pensa che questa fase sia attivata da incontri ravvicinati tra galassie (*merging*) durante i quali una parte del gas, perdendo momento angolare, cade al centro della galassia oscurandone il nucleo. Un'altra parte del gas subisce invece delle compressioni incrementando il tasso di formazione stellare nelle regioni circumnucleari della galassia. Secondo questo scenario il SMBH, raggiungendo il suo massimo tasso di accrescimento grazie al materiale che lo circonda, produce dei venti che tendono ad espellere sia il gas che oscura il nucleo, rendendo così visibile l'AGN centrale, sia il gas presente nella galassia ospite, bloccando quindi i processi di formazione stellare. In questo modo, la galassia evolverà nelle fasi successive come una ellittica passiva.

Quest'ultimo fenomeno, chiamato *feedback* negativo dell'AGN, rappresenta una fase chiave dell'evoluzione delle galassie: l'esistenza di questi venti potrebbe spiegare la stretta correlazione tra la massa del SMBH e quella dello sferoide che viene a crearsi quando il gas è stato totalmente limitato.

Per anni la presenza di venti negli AGN è stata osservata solo nella componente del gas ionizzato, che rappresenta però solo una piccola parte della massa del gas che può essere contenuto nelle galassie. Negli studi relativi al gas molecolare sono state osservate per molto tempo solo righe del CO strette (con larghezza di poche centinaia di km/s) provenienti da gas in rotazione regolare attorno alle galassie. La prima evidenza diretta di venti nella componente fredda del mezzo interstellare è stata ottenuta con l'IRAM Interferometer, grazie al quale si è resa possibile l'osservazione della riga larga della transizione CO (1-0) a 2.6 mm nella galassia ULIRG (Ultra Luminous Infra-Red Galaxy) Mrk 231. Questi studi sono stati estesi ad altre ULIRG vicine usando il satellite *Herschel*. Sono stati scoperti venti con velocità di 800-1000 km/s attraverso righe nell'OH con tassi di *outflow* di  $\dot{M} \sim 1200 M_{\odot}/\text{yr}$ , molto maggiori del tasso di formazione stellare della galassia, supportando l'ipotesi di venti guidati dall'AGN. Tuttavia, non è ancora chiaro in quale misura l'origine di questi venti sia da attribuirsi alla potenza dell'AGN e in che parte all'attività di formazione stellare.

Tra le ULIRG in cui sono state osservati i venti molecolari, IRAS 13120-5453 rappresenta un oggetto molto peculiare, in quanto, a differenza degli altri, presenta un tasso di formazione stellare ( $\sim 170 M_{\odot}/\text{yr}$ ) molto simile al tasso di *outflow* ( $\sim 130 M_{\odot}/\text{yr}$ ). Dagli studi nell'IR emerge che il principale meccanismo di emissione nell'IR è l'attività di formazione stellare; dagli studi in banda X, sembra che questa galassia ospiti al suo interno

un AGN oscurato. IRAS 13120-5453 rappresenta potenzialmente un ottimo laboratorio per studiare il ruolo che la formazione stellare e l'attività dell'AGN hanno nel fenomeno del *feedback* delle galassie.

Lo scopo di questo elaborato è di studiare le proprietà fisiche di questo oggetto attraverso la banda X e quella IR, poiché esse danno la possibilità di ricavare importanti informazioni riguardo i processi fisici in atto nella galassia.

Per quanto riguarda lo studio in banda X sono stati utilizzati tutti i dati disponibili: alle basse energie (0.3 - 8 keV) sono stati analizzati i dati dei satelliti XMM-*Newton* e *Chandra*; lo studio è stato poi esteso alle alte energie utilizzando i dati del satellite *NuSTAR*, che opera nominalmente nella banda 3 - 79 keV.

L'analisi dei dati del satellite XMM-*Newton*, grazie al quale è stato possibile ottenere una spettroscopia X di qualità superiore rispetto agli studi precedenti, ha permesso di conoscere alcuni parametri fondamentali come la luminosità dell'AGN, il suo grado di oscuramento e la temperatura del gas presente nella galassia. Grazie all'analisi dei dati dei satelliti *Chandra* e *NuSTAR* si sono potuti ottenere dei vincoli più stretti sui valori dei parametri di questa galassia. Nonostante i dati X non abbiano permesso di osservare delle righe spettrali legate inequivocabilmente alla presenza di venti, lo studio su larga banda ha permesso uno studio approfondito delle proprietà fisiche dell'oggetto qui preso in esame.

Attraverso l'analisi in banda IR, è stato possibile quantificare i contributi all'emissione IR da parte della galassia ospite, dell'attività di *starburst* e quella di AGN. È stato quindi possibile ricavare una stima della luminosità X sulla base di correlazioni tra l'emissione nel MIR e quella in X e fare un confronto con quanto ottenuto dalle analisi precedenti.

Nel capitolo 1 del presente elaborato sono descritte le caratteristiche degli AGN, il loro spettro in banda X ed il ruolo che gli AGN oscurati e l'attività di *starburst* hanno nell'evoluzione delle galassie. Nel capitolo 2 sono descritte nel dettaglio le caratteristiche dei satelliti XMM-*Newton*, *Chandra* e *NuSTAR* e nel capitolo 3 sono riportate tutte le proprietà della sorgente presa in esame. Nei capitoli 4 e 5 sono descritti il processo di riduzione e analisi dei dati in banda X e l'analisi dei dati in banda IR. Infine, le conclusioni sono presentate nel capitolo 6.

# Capitolo 1

## I Nuclei Galattici Attivi

Il termine *Active Galactic Nuclei* (AGN) viene utilizzato per indicare una grande varietà di oggetti extragalattici, come per esempio Quasar, Seyfert, Blazar e Radiogalassie. La loro proprietà comune è quella di avere un'emissione con origine non termica e di produrne una quantità molto maggiore rispetto a quella tipica di una galassia, arrivando a coprire tutte le frequenze dello spettro elettromagnetico. Gli studi sulla variabilità di questi oggetti indicano che queste intense luminosità, che possono superare di un fattore di  $10^{3-4}$  le luminosità delle galassie normali, provengono da una regione molto compatta al centro delle galassie, di dimensioni  $<1\text{pc}$ . Ciò implica che la fase di attività di questi oggetti debba essere molto più breve di quella delle galassie normali: infatti, solo l'1-10% delle galassie nell'universo presenta fenomeni di AGN.

Secondo il modello oggi accettato per interpretare i nuclei galattici attivi, ovvero il Modello Unificato (Antonucci 1993, Urry & Padovani 1995), l'origine di questa emissione non termica è dovuta a fenomeni di accrescimento di materia attorno ad un buco nero super massiccio (*Super Massive Black Hole*, SMBH), che può arrivare ad avere fino ad un miliardo di volte la massa del sole. Secondo questo modello tutti gli oggetti classificati come AGN, che mostrano diverse tipologie di spettri, rappresentano in realtà lo stesso oggetto visto sotto diverse angolazioni. Questo presenta una struttura complessa, le cui componenti, illustrate in fig. 1.1, possono essere così schematizzate:

### - Il buco nero super massiccio

Esso risiede al centro della galassia e ha una massa dell'ordine di  $M_{BH} \sim 10^{6-9} M_{\odot}$ . Vi sono diversi metodi per stimarla come l'analisi della variabilità della sorgente centrale, dalla quale è possibile risalire alla dimensione e quindi alla massa della regione emittente, e l'analisi di curve di rotazione di maser o stelle (Miyoshi et al. 1995). Un altro metodo è la tecnica del *reverberation mapping*, la quale utilizza il tempo di ritardo della *Broad Line Region* nel rispondere alle variazioni del continuo prodotto in prossimità del buco nero. Da questo intervallo di tempo è possibile risalire alle dimensioni di queste regioni, che sono direttamente legate da una relazione alla massa del buco nero (Peterson & Bentz 2006). Questa può essere conosciuta anche indirettamente tramite relazioni che legano la  $M_{BH}$  ad alcuni parametri della galassia ospite, come la dispersione di velocità (Ferrarese & Merritt 2000), la massa (Greene et al., 2008) e la luminosità dello sferoide (Kormendy & Richstone 1995).

### - Il disco di accrescimento

L'elevata forza di gravità del buco nero attrae il materiale circostante: se questo è dotato di momento angolare dà origine ad un disco di accrescimento ruotante. Questo

materiale, avendo temperature elevate (dell'ordine di  $10^{5-6}$  K) è in stato di plasma, con un'emissione di tipo corpo nero multi-temperatura (Shakura & Sunyaev 1973). Al variare della massa del buco nero la temperatura di emissione del disco di accrescimento varia secondo la legge  $T \sim M_{BH}^{-\frac{1}{4}}$ : per masse tipiche di un SMBH, si ha un picco di emissione nell'ottico/UV, il cosiddetto “*Big Blue Bump*”, ovvero un'emissione a forma di campana che si estende fino alla banda soft X e che potrebbe essere responsabile del “*soft X excess*” che si osserva negli spettri alle alte energie (0.1-1 keV) degli AGN. Il raggio interno del disco di accrescimento varia inoltre a seconda che il buco nero sia statico o ruotante. Un buco nero statico segue la metrica di Schwarzschild, mentre un buco nero ruotante segue la metrica di Kerr, e il raggio dell'ultima orbita stabile può variare rispettivamente da  $6R_g$  a  $1R_g$ <sup>1</sup> mentre il raggio esterno dipende dalla stabilità del disco, ma è un parametro poco conosciuto.

### - L'Hot Corona

Si trova al di sopra del disco di accrescimento ed è composta da materiale ionizzato ed otticamente sottile, con temperature di  $10^7$ -  $10^8$  K. Gli elettroni sono pertanto relativistici e sono in grado di scatterare, attraverso processi di Compton Inverso, i fotoni provenienti dal disco di accrescimento, producendo la legge di potenza primaria che si osserva nello spettro X degli AGN (Haardt & Maraschi, 1991).

### - La Broad Line Region (BLR).

È situata esternamente al disco di accrescimento su scale di 0.1-1 pc ed è composta da nubi fredde (con temperature elettroniche di  $T_e \sim 10^4$  K) e dense (presentano densità elettroni che di  $n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ), fotoionizzate dalla sorgente centrale. Le righe di emissione che si osservano negli spettri sono allargate (si hanno FWHM  $\sim 1000$  -  $15000$  km/s) dai moti di alta velocità di queste nubi sotto l'azione della gravità del buco nero supermassiccio. Questa regione è visibile solo per AGN in cui il toro non intercetta la linea di vista e quindi non è oscurata dallo stesso.

### - La Narrow Line Region (NLR)

Sono nubi fotoionizzate dalla sorgente centrale presenti su scale ancora più grandi della BLR (1-10 kpc). Le righe osservate sono solamente strette (FWHM  $\sim 200$  -  $1000$  km/s) e corrispondono a transizioni di righe proibite (si hanno quindi densità elettroniche basse, dell'ordine di  $n_e \sim 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$ ).

---

<sup>1</sup>La geometria di Schwarzschild descrive la struttura geometrica attorno ad un buco nero non ruotante, che presenta quindi simmetria sferica. Il raggio gravitazionale, o di Schwarzschild, rappresenta il raggio della superficie sferica detta “orizzonte degli eventi” ed è dato da  $R_g = \frac{2GM_{BH}}{c^2}$ , con G la costante di gravitazione universale e c la velocità della luce. Per raggi più piccoli del raggio di Schwarzschild, nessun evento può influenzare un osservatore esterno, in quanto la velocità di fuga diventa superiore a quella della luce.

## -Il toro

Si trova presumibilmente sul piano del disco, su dimensioni più grandi (1-100 pc), ed è responsabile dell'oscuramento degli AGN visti lungo il piano equatoriale del toro (Krolik & Begelman, 1986). Esso è composto da polveri che re-irradiano in banda IR la radiazione ricevuta dalla sorgente centrale e da gas molecolare, responsabile dell'assorbimento della radiazione in banda X. Lo spessore ottico, geometrico e la composizione di questa struttura toroidale non sono ancora ben conosciuti. Tra i più famosi modelli di toro vi sono i modelli *smooth* (Fritz et al., 2006), in cui il toro ha distribuzione omogenea, e i modelli *clumpy* (Nenkova et al., 2008), in cui il toro è composto da nubi discrete. I modelli di tipo *clumpy* sembrano essere i più validi da un punto di vista fisico, in quanto, rispetto ai modelli *smooth*, sono dinamicamente stabili, ed inoltre riscono a riprodurre meglio le osservazioni.

## - I getti

Sono formati da plasma a velocità relativistiche che si estende su distanze del kpc (e in alcuni casi anche del Mpc) in direzione perpendicolare al disco di accrescimento. Presentano una potente emissione radio dovuta a emissione di sincrotrone da parte di elettroni relativistici. La loro origine è ancora materia di dibattito, ma si pensa che questo plasma venga espulso tramite una "torre magnetica" che viene a crearsi grazie ad effetti dinamo del materiale in rotazione (Lebedev et al., 2005).

La fig. 1.1 mostra uno schema del modello unificato degli AGN. Si può notare che, a seconda del loro orientamento rispetto alla linea di vista dell'osservatore, è possibile osservare una diversa tipologia di oggetti. Una prima suddivisione per gli AGN si può applicare in base alla loro potenza in banda radio, a seconda della quale è possibile distinguere gli AGN in *Radio-Loud* e *Radio-Quiet*<sup>2</sup>. Nel caso degli AGN *Radio-Quiet*, che presentano debole o assente emissione radio, si possono distinguere le galassie di tipo Seyfert 1 e Seyfert 2. Queste galassie, scoperte per la prima volta da Carl Seyfert nel 1943, sono per lo più galassie a spirale che presentano una potente emissione nucleare.

Nel caso delle Seyfert 1, le quali presentano nel loro spettro sia righe larghe che strette, l'emissione del nucleo è diretta, nel caso delle Seyfert 2 l'emissione è oscurata dal toro molecolare. Per queste ultime, infatti, è possibile osservare solo righe strette, mentre quelle larghe possono essere osservate in polarizzazione, grazie allo scattering della luce proveniente dalle regioni centrali con elettroni presenti nelle regioni polari.

---

<sup>2</sup>Un utile criterio per distinguere gli AGN *Radio Loud* da quelli *Radio Quiet* (Kellermann et al. 1989) è il rapporto radio-ottico  $R_{r-o}$  tra le densità di flusso a 5 GHz e 4400 Å. Gli AGN *Radio Loud* hanno un rapporto  $R_{r-o}$  generalmente  $>10$ .

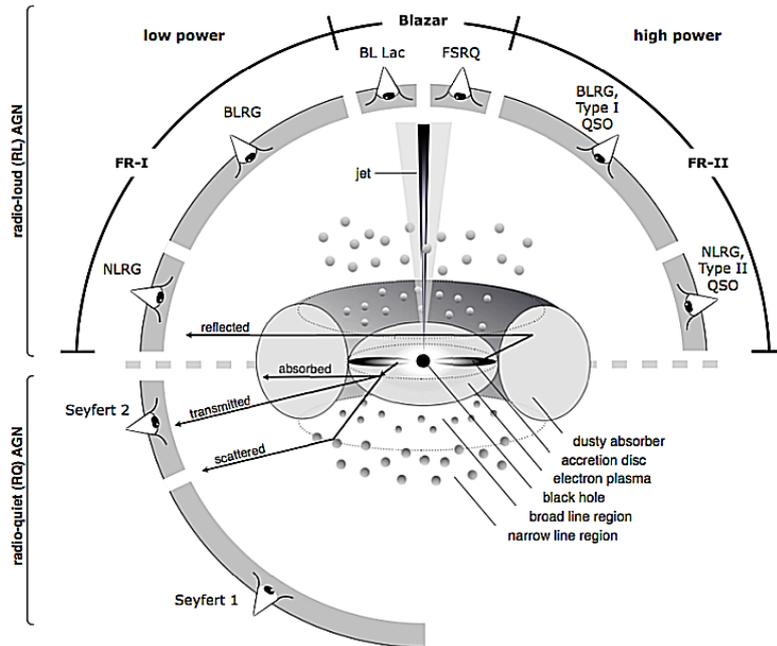


Fig. 1.1 - Uno schema del modello unificato degli AGN. Sono rappresentati i diversi oggetti visibili a seconda dell'inclinazione dell'AGN rispetto alla linea di vista dell'osservatore e le componenti principali che costituiscono il nucleo galattico attivo (da Active Galactic Nuclei, Beckmann & Shrader, 2012).

Gli AGN *Radio-Loud* si possono distinguere a loro volta in *Low Power* se hanno bassa efficienza di accrescimento, *High Power* se hanno un'alta efficienza di accrescimento. In banda radio questi AGN sono osservati rispettivamente come galassie di tipo FRI e FR II secondo la classificazione di Fanaroff & Riley (1974). Le galassie FRI presentano getti simmetrici e brillanti, mentre le FR II presentano getti più deboli, ma lobi più brillanti a causa dell'interazione di questi con il mezzo intergalattico. A seconda dell'angolo di vista, le FR si suddividono a loro volta in *Broad Line Radio Galaxies* (BLRG) e *Narrow Line Radio Galaxies* (NLRG), a seconda della regione nucleare (BLR o NLR) visibile lungo la linea di vista. Gli AGN *Radio-Loud* visti lungo il getto sono chiamati Blazar (essi sono caratterizzati da un alto livello di polarizzazione del continuo e rapida variabilità su scale anche di giorni), che a loro volta si dividono in BL-Lac se l'AGN è di bassa potenza e *Flat Spectrum Radio-Quasar* se l'AGN è di alta potenza.

Sulla base di queste classificazioni è possibile, in definitiva, in base al modello unificato, distinguere tra AGN di tipo 1 e 2. Gli AGN di tipo 1, visti a grandi angoli rispetto al polo, sono caratterizzati da un continuo molto luminoso e spettri con righe sia strette che larghe. Gli AGN di tipo 2, caratterizzati da un continuo più debole e da righe strette,

sono visti a piccoli angoli rispetto al toro e la loro emissione è quindi in parte o totalmente oscurata.

## 1.1 Spettro X degli AGN

Lo studio della radiazione X emessa dagli AGN permette di studiare i fenomeni più energetici che hanno luogo nelle regioni più interne di una galassia, prossime al buco nero super massiccio. Questa emissione si estende da 0.1 keV (a energie inferiori si ha un *cut-off* dovuto all'assorbimento galattico) fino a energie superiori ai 300 keV. In fig. 1.2 è mostrato lo schema della SED tipica di un AGN di tipo 1 e vi sono indicate le principali componenti, che possono suddividersi in:

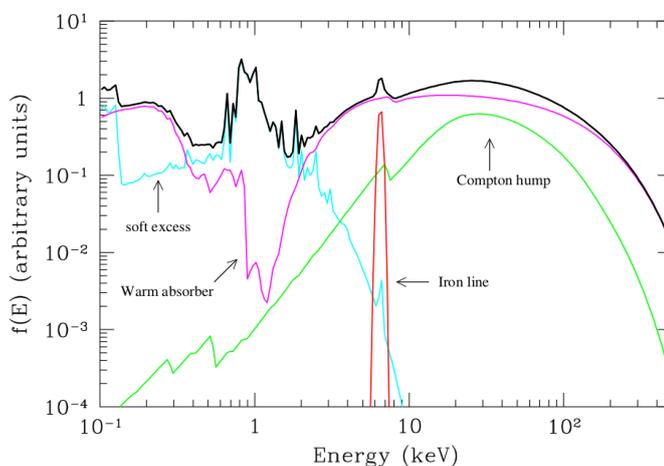


Fig. 1.2 Esempio della SED di un AGN (in nero) e delle sue principali componenti. Il continuo è fornito da una *legge di potenza* con cut-off alle alte energie (100-300 keV). Alle basse energie sono presenti il *soft X excess*, dovuto probabilmente a emissione termica da plasma con temperature  $kT \sim 0.1 - 1$  keV e la componente di *warm absorber*, ovvero delle strutture in assorbimento da parte di gas con densità di colonna di  $10^{21} - 10^{23} \text{cm}^{-2}$ . Alle alte energie sono mostrati la *riga di fluorescenza del ferro* a 6.4 keV e il *Compton Hump*, dovuto alla riflessione dell'emissione primaria (da Risaliti & Elvis, 2004).

### - Emissione primaria

L'emissione del continuo X ha la forma di una legge di potenza. Se indichiamo con  $N(E) \sim E^{-\Gamma}$  la distribuzione in energia degli elettroni, e chiamiamo  $\Gamma$  l'indice dei fotoni, in media si ha che gli AGN hanno una legge di potenza con indice dei fotoni  $\sim 1.8 - 2$  (Nandra & Pounds 1994). Questa emissione si origina attraverso scattering di tipo Compton Inverso della radiazione di corpo nero del disco di accrescimento con gli elettroni caldi dell'*Hot Corona* (Haardt & Maraschi 1991) situata al di sopra del disco. Questa legge

di potenza ha un cut-off alle alte energie ( $\sim 100$  keV) dovuto al cut-off della distribuzione in energia degli elettroni responsabili dell'emissione X.

#### - **Soft X excess**

Si osserva nel 50% degli AGN a energie 0.2-1 keV. La natura di questo eccesso in banda soft X non è del tutto compresa, potrebbe trattarsi dell'estensione del *Big Blue Bump* alle alte energie (Czerny & Elvis 1987), oppure di emissione da parte di gas che si trova nei pressi del disco di accrescimento o nella BLR.

#### - **Warm absorber**

Nella parte soft X dello spettro si possono trovare delle strutture in assorbimento dovute a materiale in *outflow* che presenta velocità di  $\sim 10^3$  km/s ed è fotoionizzato dalla sorgente centrale. Queste nubi presentano inoltre densità di colonna dell'ordine di  $10^{21-23}$   $\text{cm}^{-2}$  (Reynolds, 1997) e temperature di  $10^{5-6}$  K.

#### - **Componenti in riflessione (Compton Hump)**

L'emissione primaria dell'AGN può essere scatterata tramite scattering Compton da parte di gas ionizzato. Nel caso di un mezzo riflettente otticamente spesso (con densità di colonna  $N_H > 10^{24}$   $\text{cm}^{-2}$ ) e parzialmente ionizzato, la componente riflessa ha la tipica forma a campana come mostrato in fig. 1.2, con un picco attorno ai 30 keV, un cut-off alle basse energie (4-5 keV) dovuto all'assorbimento fotoelettrico dei fotoni di bassa energia, e uno alle alte energie dovuto all'incapacità degli elettroni di scatterare i fotoni a energie ancora più alte. L'efficienza di riflessione diminuisce invece se il mezzo è otticamente sottile: in questo caso esso viene infatti attraversato senza alcuna interazione.

#### - **La riga di fluorescenza del ferro**

Il fenomeno della fluorescenza si verifica quando la radiazione X ha energie sufficienti per fotoionizzare un atomo asportando un elettrone dagli orbitali più interni. L'atomo ionizzato può diseccitarsi in due modi: attraverso transizioni radiative o attraverso l'effetto Auger. Nelle transizioni radiative, l'orbitale interno viene riempito da un elettrone situato a un livello energetico più alto, con emissione X di energia corrispondente alla differenza di energia tra i due orbitali interessati. Con l'effetto Auger, il fotone X emesso da una delle transizioni elettroniche viene assorbito da un elettrone più esterno, il quale viene poi espulso dall'atomo.

In quasi tutti gli AGN è presente nello spettro un'intensa riga di fluorescenza del ferro con una energia a riposo di 6.4 keV (Fabian et al. 2000). La presenza di questa riga è dovuta al fatto che il ferro è l'elemento con la più alta probabilità di fluorescenza e l'abbondanza cosmica. Questa riga è prodotta da fotoni alle alte energie che sottraggono all'atomo del ferro un elettrone nella shell K. La successiva ricombinazione causa transizione di tipo  $K\alpha$  (la più probabile) e  $K\beta$ . Le elevate energie necessarie ad

avere una riga di fluorescenza del ferro sono fornite dall'emissione dell'hot corona sul disco di accrescimento. Una parte di questa radiazione viene riflessa, una parte (quella con  $E > 7$  keV) fornisce l'emissione della riga. Essa può subire diverse deformazioni, che possono essere così schematizzate:

- deformazione newtoniana della riga: essendo il disco di accrescimento in rotazione, ci aspettiamo una forma a doppio corno, dovuta al fatto che si ha uno spostamento verso il rosso e uno verso il blu

- deformazione relativistica: essendo la velocità di rotazione del disco relativistica, ci aspettiamo, a causa degli effetti relativistici un'amplificazione in direzione dell'osservatore e una de-amplificazione in direzione opposta

- deformazione gravitazionale: si ha un ulteriore spostamento verso il rosso poiché i fotoni fanno fatica a vincere il potente campo gravitazionale

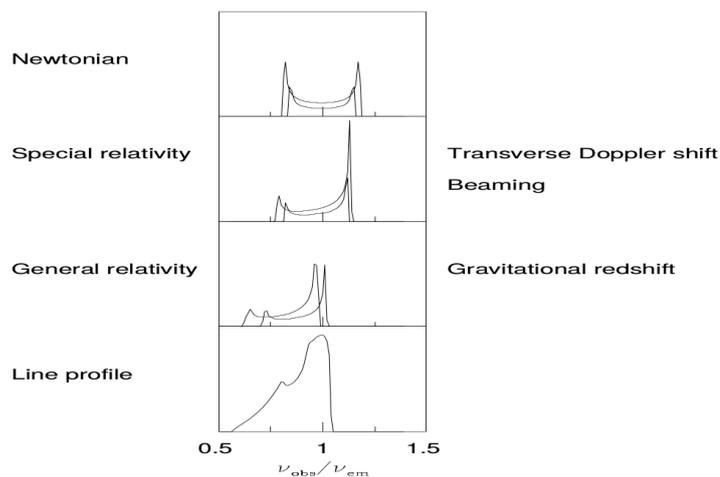


Fig. 1.3 - Il profilo della riga del ferro modificato dall'effetto Doppler, dal beaming relativistico e dagli effetti gravitazionali. Nell'ultimo pannello è mostrato l'effetto finale sulla riga (Fabian et al 2000).

In Fig. 1.3 è illustrato l'effetto finale di tutte queste deformazioni sulla riga del ferro. Un ulteriore effetto sulla riga del ferro è dovuto alla rotazione del buco nero. Infatti, se il buco nero non è ruotante, l'ultima orbita circolare stabile (*Innermost Stable Circular Orbit*, ISCO) è posta a  $6 R_g$ , se è ruotante è a circa  $1 R_g$ . In questo ultimo caso la maggior vicinanza al SMBH procurerà una deformazione maggiore della riga.

La forma della riga può variare infine anche a seconda dell'inclinazione del disco di accrescimento rispetto all'osservatore (maggiore è l'inclinazione, più la riga subisce un blueshift) e dell'emissività del disco (ovvero l'efficienza con cui la riga è emessa in funzione della posizione radiale sul disco), che è assunta variare come  $r^{-q}$ , con  $q$  indice di emissività. Un profilo di emissività più ripido produce una riga più allargata e redshiftata, poiché l'emissività è in questo caso maggiore nella parte più interna del disco dove domina il redshift gravitazionale. In Fig. 1.4 è mostrato come varia la riga a seconda dell'inclinazione dell'osservatore rispetto al disco di accrescimento e dell'emissività di questo.

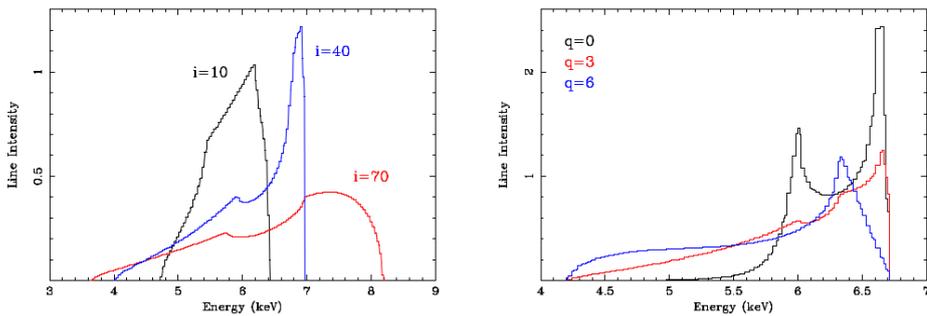


Fig. 1.4 - A sinistra è mostrata la deformazione della riga a seconda dell'inclinazione dell'osservatore rispetto al disco di accrescimento, a destra la deformazione dovuta al variare dell'emissività del disco.

## 1.2 Gli AGN oscurati

Secondo il modello unificato degli AGN, ciò che distingue gli AGN di tipo 1 da quelli di tipo 2 è la presenza, lungo la linea di vista dell'osservatore, di materiale otticamente spesso che assorbe la radiazione alle lunghezze d'onda dell'ottico, UV ed X.

La conferma dell'esistenza di AGN oscurati in banda X è legata alla scoperta, avvenuta nel 1962 (Giacconi et al. 1962), di un fondo cosmico diffuso alle alte energie, il *Cosmic X-Ray Background* (CXB). La sua forma spettrale è stata determinata, alle diverse energie dello spettro, utilizzando un gran numero di satelliti. In fig. 1.5 è illustrato lo spettro del CXB dove ad ogni colore corrisponde una missione diversa.

Grazie a survey profonde ottenute tramite i satelliti *Chandra* e *XMM-Newton* (e.g., Alexander et al., 2003) è stato possibile risolvere la maggior parte dell'emissione del CXB nella banda 0.5-8 keV in sorgenti puntiformi, tra le quali larga parte sono risultate essere AGN (Hickox & Markevitch, 2006). Tuttavia, le sorgenti puntiformi risolte decrescono all'aumentare dell'energia: rimane quindi un fondo cosmico alle alte energie non ancora risolto, con un picco di emissione attorno ai 30 keV. Infatti, la pendenza media dello

spettro degli AGN non oscurati è di circa  $\Gamma \sim 1.8$  nella banda 2-10 keV (Nandra & Pounds 1994), mentre il CXB ha una pendenza diversa,  $\Gamma \sim 1.4$  (Comastri et al. 1995). L'ipotesi è che l'emissione non risolta alle alte energie sia dovuta ad AGN molto oscurati che emettono solamente nella banda hard X, rendendo più piatta la pendenza dello spettro.

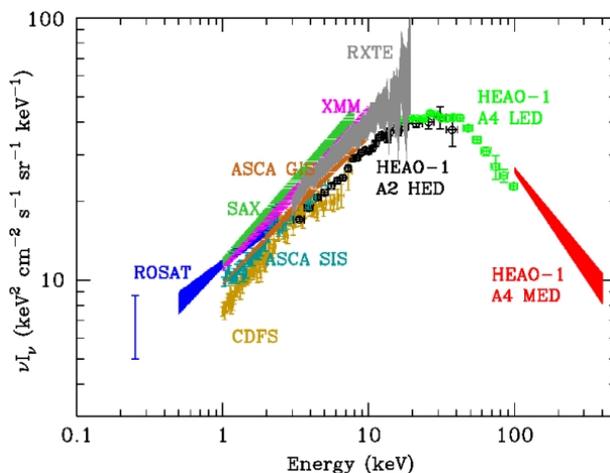


Fig. 1.5 - Spettro del fondo cosmico in banda X unendo insieme i dati di numerosi satelliti (ognuno dei quali è indicato con un colore diverso). Da Gilli et al. (2004).

In base al grado di oscuramento dell'AGN, che dipende dalla densità di colonna del materiale lungo la linea di vista, esiste una diversa classificazione. L'AGN è classificato come “*Compton Thick*” (AGN CT) se la densità di colonna è maggiore o uguale dell'inverso della sezione d'urto di Thomson ( $N_H \geq \sigma_T^{-1} \simeq 1.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ ), altrimenti l'AGN è classificato come “*Compton Thin*”. All'aumentare della densità di colonna, l'emissione X da parte dell'AGN è sempre più soppressa alle alte energie. In fig. 1.6 è mostrato questo andamento, dove si vede che per altissimi valori di  $N_H$  si ha un'emissione visibile solo alle alte energie con picco proprio attorno ai 30 keV.

Vi sono alcune differenze importanti che contraddistinguono uno spettro di AGN *Compton Thin* da uno *Compton Thick*. Negli AGN *Compton Thin* l'emissione nucleare può essere direttamente osservata e la riga del ferro presenta bassi valori della larghezza equivalente (Equivalent Width, EW<sup>3</sup>), dell'ordine di 10-100 eV. Negli AGN molto oscurati ( $N_H \sim 4 \times 10^{24} \text{cm}^{-2}$ ) lo spettro al di sotto dei 10 keV è dominato dalla riflessione e la riga del ferro ha una EW elevata, dell'ordine di 1 keV. Questo è dovuto alla depressione del continuo a causa dell'oscuramento; alle energie più elevate è invece possibile osservare

<sup>3</sup>La larghezza equivalente è la misura dell'intensità di una riga attraverso la formula  $EW = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda$ , con  $F_c$  il flusso del continuo e  $F_\lambda$  il flusso della riga. Essa rappresenta larghezza che avrebbe una riga, misurata in unità di keV, se avesse un profilo rettangolare di area equivalente a quella della riga effettiva.

direttamente l'emissione nucleare. Per AGN estremamente oscurati, la cui densità di colonna è  $>10^{25} \text{ cm}^{-2}$ , è possibile osservare solo la componente di riflessione in quanto la radiazione nucleare non è trasmessa attraverso il mezzo (Matt et al., 2003).

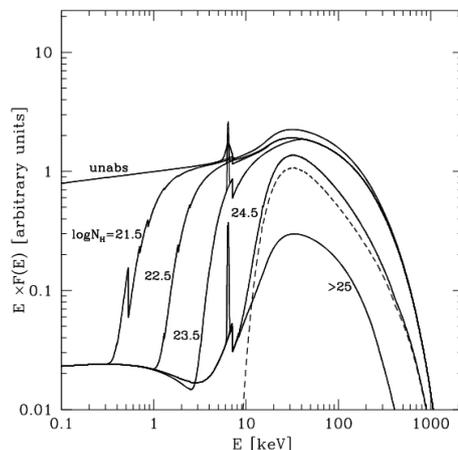


Fig. 1.6 - Spettri di AGN oscurati con varie densità di colonna, in un range di  $\log N_H$  che va da 21.5 a  $>25$ . Da Maiolino et al. (2007).

### 1.3 La connessione *starburst* - AGN nelle galassie LIRG e ULIRG

L'oscuramento dell'emissione nucleare, oltre ad essere un fenomeno legato all'orientazione della galassia rispetto alla linea di vista, come previsto dal modello unificato, sembra avere anche un'evoluzione temporale. Infatti i modelli più recenti che studiano la coevoluzione tra il SMBH e la galassia ospite prevedono che l'oscuramento dell'emissione nucleare sia una particolare fase della vita dell'AGN, legata ad una rapida crescita del SMBH. Questa si pensa sia connessa al fenomeno di *merging* tra galassie, il quale è frequente soprattutto ad alti redshift. Le galassie che si trovano in questi sistemi interagenti presentano elevate quantità di gas e polveri nelle regioni centrali e intense luminosità nell'IR. In base alla luminosità nell'IR queste galassie sono classificate come LIRG (*Luminous Infra-Red Galaxies*) se hanno, nella banda 8-1000  $\mu\text{m}$ , una  $L_{IR} > 10^{11} L_{\odot}$  e ULIRG (*Ultra Luminous Infra-Red Galaxies*) se hanno  $L_{IR} > 10^{12} L_{\odot}$ . Le galassie LIRG e le ULIRG sono caratterizzate dall'aver sia processi di intensa formazione stellare nelle regioni centrali sia fenomeni di AGN, ma in che misura l'emissione nell'IR sia dovuta a fenomeni di formazione stellare e a quelli di AGN è ancora oggi oggetto di dibattito. E' però noto che, all'aumentare della

luminosità IR, aumenta la percentuale di AGN presenti in queste galassie (e.g., Nardini et al., 2010).

Secondo il modello sviluppato da Sanders et al. (1988), questi fenomeni di *merging* potrebbero essere il meccanismo principale di produzione di queste intense luminosità nell'IR. Questo modello prevede il *merging* di due galassie a spirale ricche di gas molecolare. Quando i dischi di queste galassie sono abbastanza vicini tra di loro, le nubi di gas di queste galassie collidono. Queste collisioni svolgono una doppia funzione, quella di dissipare il momento angolare del gas, che è quindi costretto a cadere al centro dei nuclei, oscurandoli, e quella di aumentare il tasso di formazione stellare. Con la fusione dei due nuclei, il gas molecolare va a concentrarsi in una regione circumnucleare di circa 1 kpc in un tempo  $< 1$  Gyr (Hernquist 1989). Se uno o entrambi i nuclei delle galassie ospitano un buco nero supermassiccio, il disco di accrescimento dovrebbe raggiungere il suo massimo tasso di accrescimento alimentato dal materiale che lo circonda. Secondo questo scenario, la produzione di potenti *outflow* dovuti all'accrescimento porterebbe poi ad espellere il gas che oscura il nucleo (rendendo così visibile l'AGN centrale) e quello presente nella galassia ospite (bloccando quindi i futuri processi di formazione stellare). Quest'ultimo fenomeno, detto *feedback negativo*<sup>4</sup>, può avvenire tramite venti guidati dalla pressione di radiazione della sorgente centrale che tendono sia a limitare il rifornimento di gas indispensabile per la formazione stellare, sia a riscaldare il gas, così che questo non possa collassare in stelle.

Esistono evidenze sia osservative che teoriche che confermano questo scenario. Per quanto riguarda il fronte osservativo, l'interruzione sia della crescita del SMBH che della galassia ospite grazie a questi fenomeni di *feedback* potrebbe spiegare la stretta correlazione tra la massa del SMBH e i parametri dello sferoide che viene a crearsi nelle fasi successive, quando la formazione stellare viene completamente bloccata (di Matteo et al., 2005). Sempre sul piano osservativo, il picco di densità numerica comovente di queste galassie è attorno a  $z \sim 2$ , lo stesso valore di redshift in cui si ha il picco di formazione stellare (Caputi et al., 2007). Sul fronte teorico, esistono diverse simulazioni idrodinamiche (Hopkins et al., 2008) che confermano la formazione di sferoidi tramite *merging* di galassie ricche di gas; inoltre queste simulazioni trovano necessario includere il *feedback* dell'AGN per sopprimere la formazione stellare nelle galassie massive.

Il problema principale è dunque quello di capire se esiste effettivamente una relazione causale tra l'attività di formazione stellare e quella di AGN, e determinare come i due

---

<sup>4</sup>Il termine "*feedback* dell'AGN" si usa per indicare la reciproca influenza tra i fenomeni di accrescimento attorno al SMBH e i processi di formazione stellare. Si ha un *feedback* positivo se la presenza dell'AGN attiva i processi di formazione stellare, negativo se li blocca.

I due processi di *feedback*, quello dovuto all'AGN e quello dovuto alla *starburst*, sono molto diversi. Il primo vede in gioco la pressione di radiazione dell'AGN; il secondo può essere sia associato all'energia iniettata nell'ISM dalle esplosioni di supernovae, sia dovuto alla pressione di radiazione da parte di stelle giovani. Inoltre il *feedback* guidato dall'AGN ha tempi scala più corti rispetto a quello guidato dalla formazione stellare, la quale ha una durata temporale maggiore rispetto all'attività di AGN. Il *feedback* dell'AGN potrebbe agire quindi in modo più rapido e più efficace rispetto al *feedback* della *starburst* (Cicone et al., 2014).

fenomeni possano influenzarsi a vicenda, e quale possa essere, tramite l'azione di *feedback*, l'impatto dell'AGN sulla galassia ospite. Ovviamente la realtà è molto più complessa e ricca delle simulazioni, in quanto i *merging* possono avvenire tra qualsiasi tipo di galassie, passando da quelle molto ricche di gas agli sferoidi, i quali sono quasi del tutto privi di gas.

Per molti anni è stato possibile osservare la presenza di *outflow* solamente nella componente del gas ionizzato, il quale rappresenta però solo una piccola parte della massa del gas presente in una galassia. L'esistenza di *outflow* nella componente fredda, che è quella in cui si formano le stelle, comporterebbe una prova a favore del *feedback* negativo nelle galassie. Tuttavia, per anni non è stata trovata l'evidenza di *outflow* che influenzassero questa componente del gas, in quanto si erano osservate righe nel CO strette (con larghezza di poche centinaia di km/s) traccianti anelli di rotazione regolare attorno alle galassie.

Grazie all'utilizzo del satellite *Herschel*, recentemente in alcune galassie ULIRG locali sono stati scoperti, mediante le analisi delle righe nell'OH, *outflow* nella componente molecolare con velocità di 800-1000 km/s. Il fatto che i tassi di *outflow* (dell'ordine di  $\dot{M} \sim 1200 M_{\odot}/\text{yr}$ ) risultino molto maggiori dello SFR delle galassie, ha portato a pensare ad un ruolo fondamentale dell'AGN nella produzione di questi venti. Nel caso invece della sorgente IRAS 13120-5453 il tasso di *outflow* e di formazione stellare hanno lo stesso ordine di grandezza (Sturm et al., 2011); inoltre la velocità di *outflow* non raggiunge valori elevati; non è chiaro quindi quale dei due fenomeni, *starburst* o AGN, sia all'origine di questi venti.

Per questo motivo, durante il presente lavoro di tesi, si è deciso di operare un'analisi multibanda della ULIRG IRAS 13120-5453. Secondo studi recenti, che saranno descritti nel capitolo terzo del presente elaborato, essa presenta sia fenomeni di *starburst* che di AGN, costituendo perciò un ottimo laboratorio per lo studio del ruolo che questi due fenomeni hanno nella coevoluzione tra il SMBH e la galassia ospite.

L'analisi è stata eseguita nella bande X e IR, le quali ci permettono di derivare alcuni parametri fondamentali legati ai fenomeni fisici responsabili dell'emissione di questa galassia. Dall'analisi in banda X è infatti possibile ricavare il grado di oscuramento dovuto alla presenza del toro e la luminosità (e quindi potenza) intrinseca della sorgente centrale. Dall'analisi della banda IR è possibile ottenere una vasta molteplicità di informazioni tra cui il tasso di formazione stellare, informazioni sulla popolazione stellare della galassia ospite e il contributo dell'AGN e della *starburst* alla luminosità nell'IR.

Per l'analisi dei dati in banda X sono stati utilizzati i satelliti XMM-*Newton*, NuSTAR e Chandra, i quali saranno descritti in dettaglio nel capitolo 2. Nel capitolo 3 saranno descritte le caratteristiche della sorgente esaminata nel presente lavoro di tesi.

# Capitolo 2

## I satelliti in banda X

In questo capitolo vengono descritte nel dettaglio le principali caratteristiche dei satelliti utilizzati per l'analisi dei dati in banda X: *XMM-Newton*, *NuSTAR* e *Chandra*.

### 2.1 Il satellite *XMM-Newton*

*XMM-Newton* (X-ray Multi-Mirror) è un satellite lanciato in orbita il 10 Dicembre 1999 da parte dell'ESA (European Space Agency), ed è una missione tutt'ora attiva. Grazie alla grande area efficace, all'alta risoluzione delle camere e alla possibilità di fare lunghe esposizioni ininterrotte, il satellite *XMM-Newton* risulta uno dei più sofisticati strumenti di ricerca in banda X. A bordo del satellite sono presenti tre telescopi di tipo *Wolter-1* che lavorano in banda 0.1-12 keV, ed è inoltre presente un telescopio ottico/UV di apertura di 30 cm; è così possibile osservare simultaneamente due finestre dello spettro elettromagnetico, la banda X e quella del visibile e dell'ultravioletto. Sul piano focale di questi telescopi si trovano tre diversi tipi di rivelatori, i quali possono operare simultaneamente:

- EPIC (*European Photon Imaging Camera*), composto da 3 camere CCD, due di tipo MOS e una di tipo pn, che permettono di ottenere immagini e di effettuare spettroscopia di moderata risoluzione spettrale.
- RGS (*Reflection Grating Spectrometer*), due spettrometri identici che permettono di avere spettroscopia X di alta risoluzione.
- OM (*Optical Monitor*) associati al telescopio ottico, che permettono di ottenere immagini e fare spettroscopia tramite un grism.

Le principali caratteristiche di questi strumenti sono elencate in tabella 2.1.

Nei paragrafi successivi saranno descritte le principali proprietà degli specchi del telescopio *XMM-Newton*, e le proprietà della camera EPIC, i cui dati sono stati ridotti e analizzati durante il presente lavoro di tesi.

Tabella 2.1 - Alcuni parametri degli strumenti a bordo del satellite XMM-*Newton*

	EPIC MOS	EPIC pn	RGS	OM
Banda passante	0.15-12 keV	0.15-12 keV	0.35-2.5 keV	180 - 600 nm
Sensibilità <sup>(1)</sup>	$\sim 10^{-14}$	$\sim 10^{-14}$	$\sim 8 \times 10^{-14}$	20.7 mag
Campo di Vista	30'	30'	5'	17'
PSF	5''	6''	-	1.4''-2''
Dimensioni pixel	40 $\mu$ m (1.1'')	150 $\mu$ m (4.1'')	81 $\mu$ m ( $9 \times 10^{-3}$ Å)	0.47''
Risoluzione temporale <sup>(2)</sup>	1.75 ms	0.03 ms	0.6 s	0.5 s
Risoluzione spettrale <sup>(3)</sup>	$\sim 70$ eV	$\sim 80$ eV	0.04/0.025 Å <sup>(4)</sup>	180 <sup>(5)</sup>

Note:

(1) espressa in  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  nel range 0.15-12 keV; (2) riferita al caso della modalità più veloce di acquisizione dati, ovvero fast mode per OM, timing mode per le camere EPIC e spectroscopy mode per gli RGS; (3) all'energia di 1 keV. Per quella della riga del ferro a 6.4 keV, la risoluzione energetica per le camere EPIC è  $\sim 150$  eV; (4) espressa per RGS 1 e 2, e corrisponde a 3.2/2.0 eV all'energia di 1 keV; (5) potere risolutivo espresso in termini di  $\lambda/\Delta\lambda$ .

## 2.1.1 I telescopi X

XMM-*Newton* è dotato di 3 telescopi che lavorano in banda X, ognuno dotato di 58 specchi di tipo *Wolter I*, per una superficie totale di ricezione di 3400 cm<sup>2</sup>. Essi sono co-allineati con le tre camere EPIC. Il telescopio allineato con la camera pn ha un cammino ottico come mostrato in figura 2.1(a), mentre gli altri due hanno dei reticoli (*Reflection Grating Assembly*, RGA) che deviano il percorso di luce della radiazione incidente e diffrangono parte di essa (40%) su di un fuoco secondario dove sono presenti gli spettrometri RGS. Le camere MOS ricevono quindi solo una parte della radiazione (44%) ed il resto è assorbito dalle strutture di supporto degli RGA (fig. 2.1b).

## 2.1.2 Proprietà degli specchi

Uno dei parametri fondamentali che caratterizzano la prestazione di un telescopio X è la sua PSF (*Point Spread Function*), la quale descrive come si distribuisce la radiazione proveniente da una sorgente puntiforme sul piano focale. Tale distribuzione dipende sia dalla posizione della sorgente sul rivelatore sia dall'energia dei fotoni emessi. I tre telescopi *Wolter-1* a bordo di XMM hanno diverse PSF, come mostrato in fig. 2.2; in generale il picco della PSF delle camere EPIC è stretto (FWHM di 6'') e varia molto poco nel range 0.1-6 keV. Anche oltre i 6 keV la PSF varia solo leggermente con l'energia.

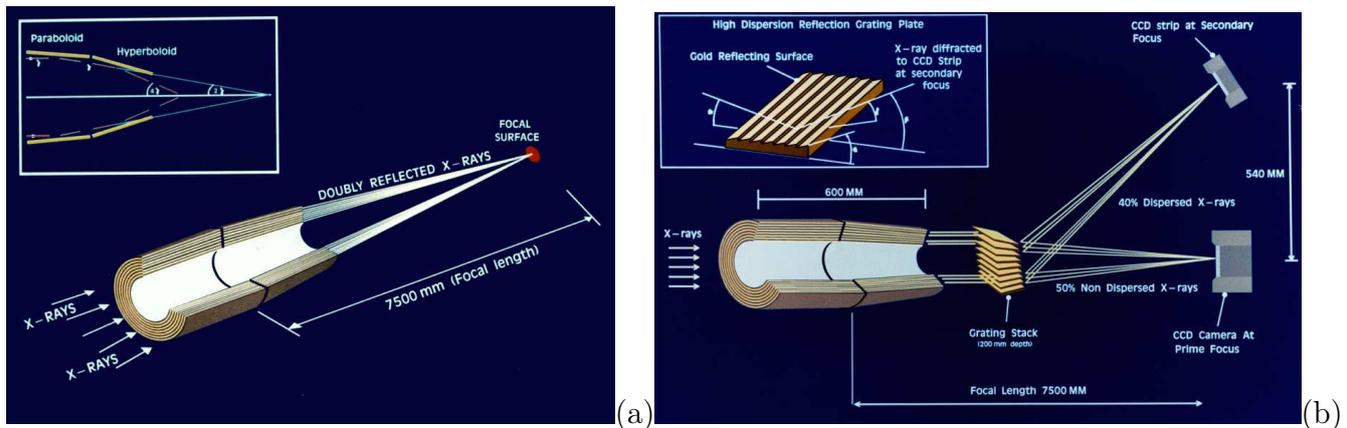


Fig. 2.1 - (a) Configurazione ottica per la camera pn, che si trova nel fuoco (non in scala). (b) Percorso del segnale prima di arrivare alle camere MOS e RGS.

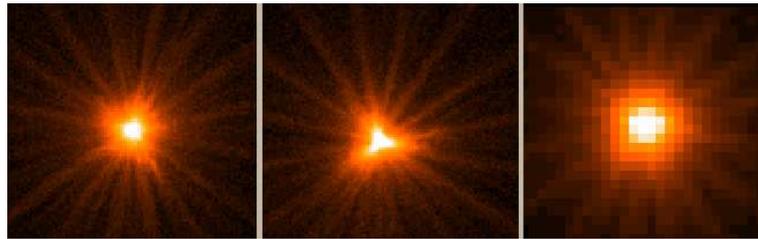


Fig 2.2 - PSF in asse della stessa sorgente come vista da MOS1, MOS2 e pn (da sinistra a destra). Si può notare la forma diversa della PSF per ogni camera; i raggi visibili nell'immagine sono creati dai supporti dei telescopi.

Integrando la PSF in funzione del raggio di estrazione si ottiene l'EEF (*Encircled Energy Fraction*), ovvero la quantità di radiazione della sorgente puntiforme contenuta entro un certo raggio. Un esempio di EEF è dato nella figura 2.3 per la camera MOS1. Anche questa quantità è funzione dell'energia e della posizione sul detector, e va presa in considerazione con la scelta del raggio di estrazione dello spettro della sorgente.

Un altro importante parametro è l'area efficace, che quantifica la capacità degli specchi di raccogliere radiazione alle diverse energie del fotone. Essa è il prodotto dell'area geometrica dello specchio per la riflettività, il *vignetting* e l'efficienza quantica del rivelatore.

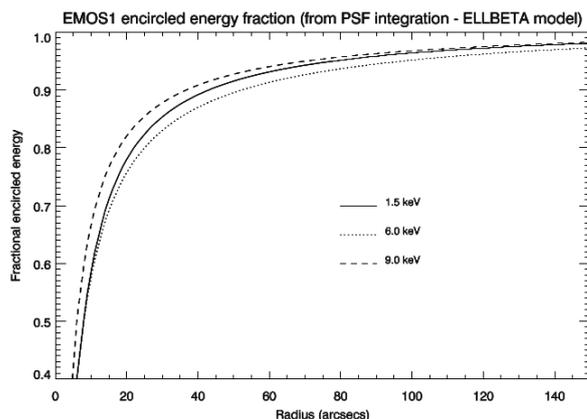


Fig 2.3 - EEF per la camera MOS1 in funzione del raggio (in arcsecondi) alle diverse energie.

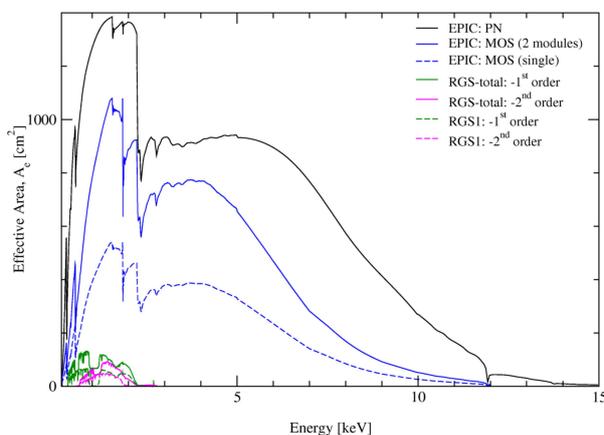


Fig 2.4 - L'area efficace netta per le camere EPIC e RGS.

La riflettività è la frazione di fotoni riflessi dagli specchi in funzione dell'energia dei fotoni, mentre con il termine *vignetting* si intende la frazione di fotoni perduti in funzione della distanza dall'asse, ed è anch'esso funzione dell'energia. L'efficienza quantica invece rappresenta la frazione di fotoni incidenti che viene registrata dal detector ed è una funzione sia dell'energia del fotone sia della sua posizione sul detector. In fig. 2.4 sono mostrate le aree efficaci delle camere EPIC e RGS. Si noti che l'Area Efficace per la camera pn è maggiore in quanto riceve il 100% della radiazione, mentre è minore per le camere MOS1 e MOS2 ed RGS in quanto ne ricevono solo una frazione. Inoltre la maggior efficienza degli specchi si raggiunge tra 0.1 e 10 keV con un massimo a circa 1.5 keV. Le varie strutture in assorbimento sono dovute ai materiali che compongono gli strumenti (per esempio si ha un profondo assorbimento vicino ai 2 keV dovuto all'oro).

## 2.1.3 La camera EPIC

A ciascuno dei tre telescopi X è associata una camera EPIC. Due delle camere sono CCD di tipo MOS (*Metal Oxide Semi-conductor*), una di tipo pn (*p-type/n-type semiconductor*). Queste camere offrono la possibilità di ottenere immagini estremamente sensibili su un campo di vista di circa  $30'$ . Esse operano nella banda energetica 0.15 - 12 keV ed hanno una moderata risoluzione spettrale ( $E/\Delta E \sim 20 - 50$ ) e angolare ( $\text{FWHM} \sim 6''$ ).

Le camere MOS e pn differiscono tra loro non solo per la geometria, ma anche per la velocità di lettura, la loro efficienza quantica e le modalità operative.

- **geometria** In fig. 2.5 è mostrata la geometria delle due diverse camere CCD.

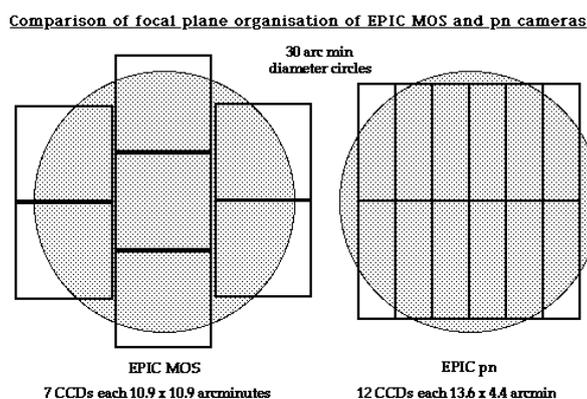


Fig 2.5 - Disposizione geometrica e dimensione dei CCD per i MOS e per il pn. In scuro è rappresentato il campo di vista ( $30'$  di diametro)

La camera MOS è composta da 7 CCD uguali di tipo *front-illuminated* non complanari: essi ripercorrono la leggera curvatura della superficie focale dei telescopi *Wolter*. Ogni CCD MOS ha un'area di  $600 \times 600$  pixel, e ciascun pixel può osservare un'area di cielo pari a  $1.1''$ . Le due camere MOS sono inoltre ruotate di  $90^\circ$  l'una rispetto all'altra. La camera pn è invece composta da un'unica base di Silicio sulla quale sono integrati 12 CCD di area  $64 \times 200$  pixel, ognuno con un campo di vista di  $4.1''$ .

- **tempi di lettura** Il tempo di lettura della camera pn risulta essere molto più veloce rispetto a quello delle camere MOS in quanto ogni colonna di pixel ha un suo nodo di lettura.

**-efficienza quantica** Le camere MOS e pn sono illuminate in maniera differente, il pn è di tipo *back-illuminated*, mentre i MOS sono di tipo *front-illuminated*: questo fa sì che il pn abbia una migliore efficienza quantica su tutto il range energetico, mentre i MOS raggiungono il loro massimo nel range 2-7 keV (fig. 2.6)

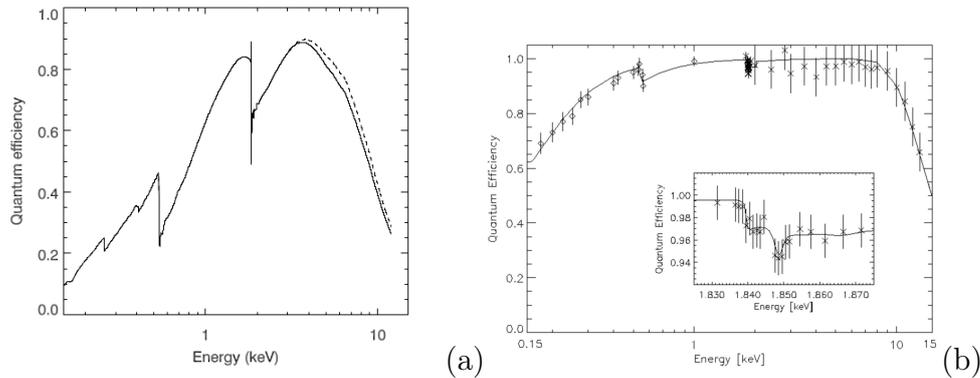


Fig 2.6 - Efficienza quantica per MOS1 (linea solida) e MOS2 (tratteggiata) per il CCD numero 1 in funzione dell'energia dei fotoni (a) e per i CCD del pn (b).

**-modalità operative** Le camere EPIC permettono diversi modi di acquisizione dati:

- *full frame ed extended full frame* (quest'ultimo solo per pn), dove sono utilizzati i pixel di tutti i CCD, e quindi viene coperto l'intero campo di vista.

- *partial window*. Per i MOS viene utilizzato solo il CCD centrale, mentre per il pn si possono usare modalità *large window* (dove viene utilizzata solamente metà dell'area di ognuno dei 12 CCD) o *partial window* (è utilizzata solo una parte del CCD numero 4)

- *timing*. L'immagine ottenuta è unidimensionale, velocizzando così il processo di lettura. Essendo le camere MOS orientate l'una perpendicolarmente all'altra, questo permette di ottenere la rivelazione su entrambe le direzioni. Per la camera pn è inoltre possibile ottenere un'ulteriore modalità di tipo *timing*, la *burst*, la quale permette di ottenere una risoluzione temporale più elevata.

L'uso di queste modalità dipende dalla sorgente che si vuole osservare: per esempio, nel caso di sorgenti molto brillanti è opportuno usare una modalità che consenta una lettura veloce, come la *timing*, in modo da evitare il fenomeno del *pile-up*, in cui due fotoni, arrivando a poca distanza temporale l'uno dall'altro su di uno stesso pixel, sono letti come un unico evento, di maggiore energia.

Oltre al segnale proveniente dalle sorgenti presenti nel campo di vista, il rivelatore può intercettare un segnale di fondo che può essere dovuto a diverse cause. Il *background* delle camere EPIC in particolare ha una componente dovuta al fondo cosmico X (dovuto a sorgenti X non risolte) e una strumentale. Quest'ultima può essere a sua volta divisa in una componente dovuta al rumore intrinseco del detector, importante sotto i 0.30 keV, e una dovuta all'interazione di particelle cosmiche con le strutture che circondano i rivelatori e con i rivelatori stessi, importante a più alte energie, sopra il keV. Quest'ultima può esser dovuta a una componente di *'flaring'* caratterizzata da una forte e rapida variabilità, e a una più stabile. La componente di *flaring* è in genere associata a protoni con energie minori di 100 keV che interagiscono con l'apparato strumentale (i cosiddetti *'soft protons'*); la componente stabile è associata invece a protoni di energie maggiori di 100 MeV che interagiscono con le strutture portanti del detector, producendo emissioni di fluorescenza tipiche di alcuni elementi.

## 2.1.4 La riduzione dati

L'insieme dei dati prodotti dopo un'osservazione sono contenuti nei file ODF (*Observation Data Files*), che generalmente sono in formato FITS (*Flexible Image Transport System*). Essi sono dati grezzi che vanno riprocessati e contengono tutte le informazioni relative all'osservazione e allo strumento utilizzato.

Per l'analisi e la riduzione dati del satellite XMM-Newton è possibile utilizzare il software gratuito XMM-SAS (*Science Analysis System*) sviluppato dall'XMM-Newton Science Survey Centre (SSC).

Il processo di riduzione dati è composto da vari steps.

1. Come primo passo, vanno combinati i files ODF con i files di calibrazione CCF (*Current Calibration Files*), i quali contengono tutti i dati di calibrazione corrispondenti allo strumento. Viene così prodotto l'event file, una tabella nella quale ad ogni riga corrispondono posizione, energia e tempo di arrivo del fotone.
2. Il secondo passo consiste nel ripulire le liste di eventi da possibili contaminazioni dovute a periodi di alto flusso del fondo, causati principalmente dai protoni soft. Va quindi estratta la curva luce ad energie  $>10$  keV, in cui si ha il crollo dell'area efficace, e vanno esclusi i periodi in cui sono presenti *flares*, così da ottenere i files GTI (*Good Time Intervals*) con cui filtrare l'event file. Viene così creato un file di eventi pulito (*cleaned file*).
3. A questo punto si può procedere con la creazione dell'immagine, che consiste nel sommare in ogni punto del rivelatore tutti i conteggi registrati durante l'osservazione.

4. Dall'immagine va estratto lo spettro della sorgente e di *background* scegliendo un opportuno raggio di estrazione.
5. Nel caso di sorgenti molto luminose va fatta una stima e correzione del *pile-up*.
6. Creazione della matrice di risposta dello strumento, che si compone di due parti, l'ARF (*Ancillary Response File*) e l'RMF (*Response Matrix Function*). La prima dà informazioni sull'area efficace, quindi descrive l'efficienza dello strumento nel rivelare i fotoni, mentre la seconda associa ai vari canali dello strumento le energie dei fotoni. Dalla loro combinazione si ottiene lo spettro della sorgente.

## 2.2 Il satellite *NuSTAR*

*NuSTAR* (*Nuclear Spectroscopic Telescope Array*) è una missione della NASA lanciata in orbita il 13 Giugno 2012, ed è il primo telescopio in orbita con la capacità di focalizzare i fotoni X alle alte energie. La banda in cui opera questo satellite va dai 3 ai 79 keV, mentre i precedenti satelliti X che utilizzavano la tecnica della focalizzazione erano in grado di operare solo fino a 10 keV. La capacità di concentrare i raggi X sul piano focale permette di migliorare il rapporto segnale rumore e quindi di avere un *background* molto basso con una sensibilità 100 volte superiore ai precedenti satelliti a collimazione o a maschera codificata che hanno operato alle alte energie.

L'osservatorio *NuSTAR* è composto da due telescopi hard X co-allineati di tipo *Wolter I* con approssimazione conica, i quali focalizzano la radiazione in due rivelatori a stato solido che si trovano nel piano focale dei telescopi X. I detector e le ottiche sono progettati in modo tale da essere identici, in modo da poter aumentare la sensibilità. Essendo la lunghezza focale dei telescopi X di circa 10 metri, i rivelatori ed i telescopi sono separati da un sistema estensibile (*deployable mast*) della stessa lunghezza, il quale è stato dispiegato una volta lanciato il satellite in orbita. Tuttavia, questo sistema non è abbastanza rigido da consentire il perfetto allineamento degli strumenti; è quindi presente a bordo di *NuSTAR* un sistema di metrologia composto da una star camera e due laser, i quali misurano le eventuali traslazioni e inclinazioni degli strumenti. Queste misure vengono poi combinate durante il processo di riduzione dati per rimuovere sfocature nelle immagini e ottenere dei files corretti di risposta. In tabella 2.2 sono mostrati alcuni dei parametri fondamentali del satellite.

In seguito, sono descritti nel dettaglio i principali componenti del satellite *NuSTAR*.

Tabella 2.2

Banda energetica	3-78.4 keV
Risoluzione angolare (FWHM)	18''
Risoluzione energetica	400 eV a 10 keV, 900 eV a 68 keV
Campo di vista <sup>(a)</sup> a 10 keV	10'
Campo di vista <sup>(a)</sup> a 68 keV	6'
Sensibilità <sup>(b)</sup> 6-10 keV	$2 \times 10^{-15}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
Sensibilità <sup>(b)</sup> 10-30 keV	$1 \times 10^{-14}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
Risoluzione temporale	2 $\mu$ s

(a) Campo di vista, il cui diametro è calcolato partendo dall'angolo in asse, fino all'angolo fuori asse in cui l'area efficace diminuisce del 50% rispetto all'area efficace in asse. La diminuzione del campo di vista alle alte energie è dovuta a una rapida decrescita della riflettività in funzione dell'angolo di incidenza alle alte energie. (b) Calcolata per 10<sup>6</sup> secondi di osservazione.

## 2.2.1 Le ottiche

Gli specchi di satelliti come *Chandra* e *XMM-Newton*, al fine di ottenere un'alta riflettività di raggi X, sono rivestiti da materiali ad alta densità come Platino, Oro e Iridio. Tuttavia, non possono essere questi i rivestimenti di uno specchio alle alte energie, in quanto la loro efficienza nel riflettere fotoni diminuisce rapidamente con l'aumentare dell'energia. Per superare questa soglia, gli specchi *NuSTAR* sono rivestiti con strutture chiamate "multistrati a profondità graduata". Questi multistrati si compongono di una serie di bi-strati, ognuno dei quali è formato da un materiale ad alta densità sovrapposto ad uno a bassa densità. Un multistrato tipico ha 200 paia di rivestimenti. Per ottenere una maggiore riflettività, è necessario un elevato contrasto di densità tra i due materiali. Materiali comuni ad alta densità sono Tungsteno (W) e Platino (Pt), mentre i materiali comuni a bassa densità sono Silicio (Si) e Carburo di Silicio (SiC).

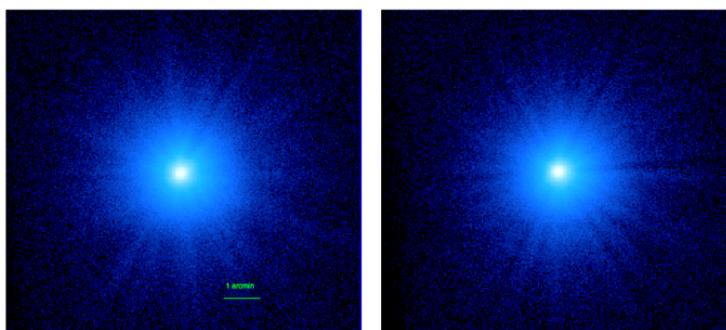


Fig. 2.7 - PSF dei moduli OMA (a sinistra) e OMB (a destra).

*NuSTAR* utilizza 89 *shells* multistrato al Pt/SiC interne che riflettono efficientemente fino ai 79 keV (oltre questa soglia di energia il Platino inizia ad assorbire i raggi X) e 44 al W/Si esterne che riflettono efficientemente fino a 69 keV (oltre questa soglia vi è assorbimento da parte del Tungsteno). Lo spessore dei bistrati ha un'ordine di grandezza vicino alla lunghezza d'onda della radiazione che deve essere riflessa, quindi questo spessore viene variato lungo la sequenza, in modo da riflettere le diverse lunghezze d'onda della banda che si vuole studiare. Questi multistrati fanno sì che aumenti l'angolo di incidenza e quindi il campo di vista e l'area di raccolta.

Le ottiche di *NuSTAR* sono composte da due telescopi identici che sono un'approssimazione conica dei telescopi di tipo Wolter I chiamati OM-A e OM-B (Optical Module), allineati ai rivelatori FPMA e FPMB (*Focal Plane Module*). Sono composte da 133 specchi concentrici con lunghezza focale di 10.14 m. La PSF dei telescopi è la convoluzione delle ottiche e della risposta dei detector combinata con gli errori provenienti dal sistema di metrologia. La PSF risultante ha una FWHM di 18".

In fig. 2.7 sono mostrate le PSF dei moduli OMA e OMB in scala logaritmica. Le strutture visibili sono causate dalle strutture di supporto dei telescopi. Si può notare che la forma della PSF non presenta particolari asimmetrie; essa è più netta al centro mentre le ali sono molto estese. In fig. 2.8 è mostrato l'andamento per uno dei due moduli dell'area efficace al variare dell'energia dei fotoni incidenti, per vari angoli di *off-axis*.

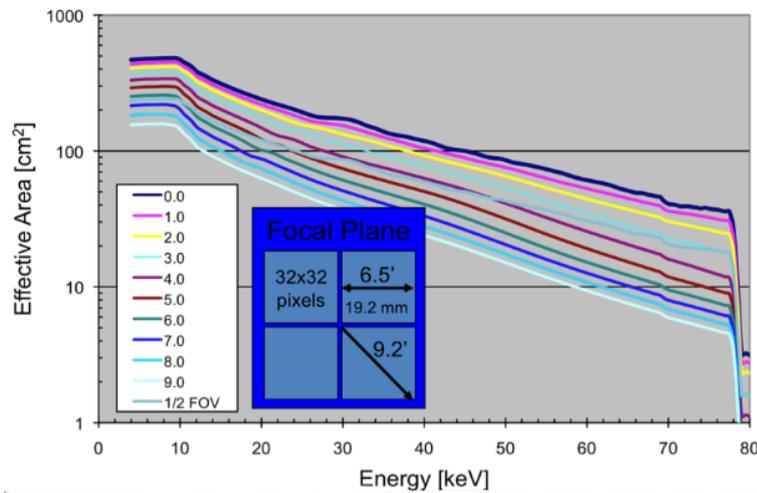


Fig. 2.8 - È mostrato l'andamento dell'area efficace con l'energia dei fotoni, per i vari angoli di *off-axis* fino a 9' e per il campo di vista, il cui diametro varia da 13' alle basse energie (con un raggio quindi di 6.5' che copre l'intero piano focale dei rivelatori) a 6' alle alte energie. Viene inoltre mostrata un'illustrazione dei quattro rivelatori CZT.

## 2.2.2 I rivelatori

Gli strumenti posti sul piano focale di *NuSTAR* consistono in due moduli, ciascuno con quattro rivelatori al Cadmio-Zinco-Tellurio (CdZnTe) circondati da schermi ad anticoincidenza di tipo CsI (Ioduro di Cesio). Gli eventi che vengono registrati simultaneamente dallo schermo ad anticoincidenza e dai detector vengono rigettati in quanto identificati come *background*.

Ognuno dei rivelatori ha dimensioni di 20×20 mm per 2 mm di spessore, e sono composti da 32×32 pixels, dove ogni pixel sottende 12".3, fornendo un campo di vista di 12'. Ogni evento viene registrato con risoluzione temporale di 2  $\mu$ s.

Per quanto riguarda il *background*, alle basse energie ( $E < 10$  keV) è dominato da un flusso cosmico diffuso; non essendo uniforme su tutto il campo di vista, l'area di sottrazione del *background* alle basse energie va scelta con cura e preferibilmente su più zone nel campo di vista. Il *background* interno è dovuto all'albedo dell'atmosfera della Terra e a righe di fluorescenza che provengono dallo schermo al CSi. Inoltre, *NuSTAR* è posizionato in un'orbita equatoriale a circa 600 km di altezza con 6° di inclinazione, in modo da minimizzare l'esposizione al *South Atlantic Anomaly* (SAA), la zona dove la fascia di Van Allen più interna si avvicina maggiormente alla superficie della Terra. Durante il passaggio attraverso la SSA il satellite può ricevere un'intensa radiazione proveniente da particelle cariche. Questa componente è spazialmente uniforme ma può variare da detector a detector. La bassa inclinazione dell'orbita di *NuSTAR* fa sì che il *background* dovuto al passaggio attraverso la SAA sia stabile.

## 2.2.3 Riduzioni dati *NuSTAR*

Per la riduzione dati del satellite *NuSTAR* è stato sviluppato il software NuSTARDAS (*NuSTAR Data Analysis Software*) da parte dell'ASI *Science Data Center* e il *California Institute of Technology*. Questo software è in grado di processare i dati di telemetria in formato FITS del satellite e produrre i dati attraverso tre passaggi:

- Livello 1 (dati calibrati) durante il quale i files di calibrazione vengono applicati ai files di eventi. Inoltre vengono cercati ed eliminati i *bad pixels*, gli hot e i flickering pixels ed applicate le opportune correzioni per l'allineamento degli strumenti.
- Livello 2 (dati calibrati e filtrati) prevede varie operazioni di filtraggio come il calcolo dei *Good Time Intervals* (GTI) e la correzione dei dati in base al calcolo dei passaggi attraverso l'SAA.
- Livello 3 (prodotti scientifici) vengono prodotte le matrici di risposta, le curve di luce, gli spettri, le immagini e mappe di esposizione.

## 2.3 Il satellite *Chandra*

L'Osservatorio *Chandra*, della NASA, lanciato in orbita il 23 luglio del 1999, è stato ideato per avere una risoluzione angolare e spettrale superiori rispetto alle precedenti missioni di banda X. Infatti, con una PSF in asse di 0.5 arcsec (FWHM), *Chandra* è il satellite con la miglior risoluzione angolare in banda X.

Il satellite percorre un'orbita fortemente ellittica, con il punto più lontano posto a oltre un terzo della distanza Terra-Luna e quello più vicino a circa 10.000 km, con un periodo di 64 h e 18 min. L'85% del tempo orbitale è speso oltre le fasce di particelle cariche che circondano la Terra: la percentuale di tempo utile all'osservazione è dunque molto maggiore rispetto alle orbite basse (dell'ordine di centinaia di km) come quelle usate dalla maggior parte dei satelliti. Ciò permette una osservazione ininterrotta della durata di 55 h per ogni orbita. Per la focalizzazione dei raggi X, *Chandra* utilizza l'*High Resolution Mirror Assembly* (HRMA), composto da quattro specchi concentrici di tipo *Wolter I* con lunghezza focale di 10 m. Per il rilevamento dei raggi X, a bordo di *Chandra* sono presenti quattro strumenti scientifici:

- La ***High Resolution Camera (HRC)***, composta da un *microchannel plate* (MCP) suddiviso in due strumenti, l'HRC-I utilizzato per l'imaging e l'HRC-S per la spettroscopia. Il range energetico dell'HRC va dai 0.06 keV ai 10 keV, con risoluzione spettrale di  $\Delta E/E \sim 1$ .
- L'***Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)***, un detector per imaging con alta risoluzione angolare ( $\sim 1$  arcsec) e moderata risoluzione spettrale.
- La ***High Energy Transmission Grating (HETG)***, usata per spettroscopia ad alta risoluzione nel range 0.4 – 10 keV (con un potere risolutivo di  $E/\Delta E \sim 800$  a 1.5 keV e  $\sim 200$  at 6 keV)
- La ***Low Energy Transmission Grating (LETG)***, la quale fornisce il più alto potere risolutivo a bordo di *Chandra* ( $E/\Delta E > 1000$ ) alle basse energie (0.07-0.15 keV) e moderato potere risolutivo alle alte energie (0.25-4.13 keV).

Nei paragrafi successivi sono descritti alcuni parametri fondamentali del satellite *Chandra* (come PSF, area efficace, ecc.) ed in particolare ci si sofferma sul funzionamento della camera ACIS utilizzata in questo lavoro di tesi per la riduzione e l'analisi dei dati provenienti dalla sorgente IRAS 13120-5453.

### 2.3.1 L'*High Resolution Mirror Assembly*

Il telescopio a bordo di *Chandra*, l'*High Resolution Mirror Assembly* (HRMA), è composto da quattro specchi concentrici di tipo *Wolter I* (*shell*), chiamati, dal più esterno

al più interno, MP1 (con diametro di 12 m), MP2, MP4, MP6 (con diametro di 0.6 m). La fig. 2.9 mostra l'area efficace dell'HRMA e di ciascuna delle quattro shell in funzione dell'energia dei fotoni. La rapida decrescita dell'area efficace oltre i 2 keV è dovuta all'assorbimento dell'Iridio, il materiale riflettente che è stato utilizzato per il rivestimento delle ottiche. Alle basse energie, tutte le shells riflettono i fotoni in asse in modo relativamente efficace. All'aumentare dell'energia, l'angolo di incidenza diventa maggiore dell'angolo di incidenza critico per le shells esterne; questo produce un declino dell'area efficace alle alte energie. Si può notare infatti nell'immagine di fig.2.9 che le shells più interne danno un maggior contributo all'area efficace alle alte energie, rispetto a quelle più interne.

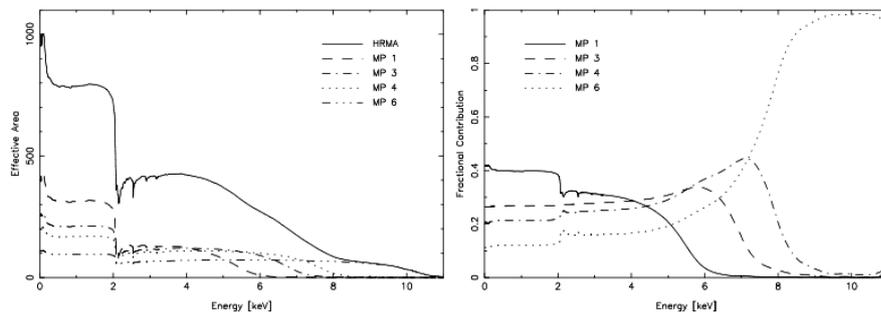


Fig. 2.9 - A sinistra è rappresentata l'area efficace dell'HRMA e dei quattro specchi. A destra il contributo dei quattro specchi all'area efficace totale dell'HRMA.

La fig. 2.9 mostra infatti il diverso contributo delle shells all'area efficace: i fotoni alle più alte energie sono focalizzati in maniera più efficiente dalle *shells* più interne; quelli a più bassa energia dalle shells esterne. La superficie focale degli specchi non è piana, ma curva all'aumentare dell'angolo di *off-axis*. Inoltre, ogni specchio ha una diversa superficie focale; quella dello specchio più interno (MP6) ha la curvatura più accentuata rispetto agli specchi più esterni. I detector non possono, fisicamente, seguire la superficie focale degli specchi che compongono l'HRMA. Per questo motivo, i detector della camera ACIS sono inclinati in modo tale da seguire approssimativamente la superficie focale media dell'HRMA.

Per quanto riguarda la PSF dell'HRMA, essa ha una distribuzione complessa che dipende dalla posizione sul rivelatore e dall'energia. Inoltre la forma della PSF soffre di distorsioni dovute sia alle aberrazioni delle ottiche del telescopio *Wolter I* sia al fatto che i quattro specchi hanno superfici focali non coincidenti. In fig. 2.10 è mostrata la simulazione di un'osservazione a 6.4 keV di una sorgente puntiforme a tre diversi angoli di *off-axis*. Si può notare che l'immagine della PSF aumenta in dimensioni all'aumentare dell'angolo di *off-axis*. Inoltre, l'allargamento dello PSF è maggiore negli specchi più interni, quindi è maggiore per fotoni alle più alte energie.

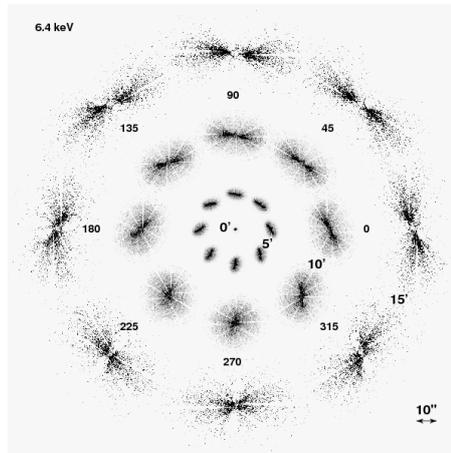


Fig. 2.10 - Simulazione di una sorgente puntiforme per angoli di *off-axis* di 5',10',15".

### 2.3.2 La camera ACIS

L'*Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS) offre la capacità di acquisire simultaneamente immagini ad alta risoluzione (con risoluzione angolare di 0.5 arcsec) e moderata risoluzione spettrale ( $\Delta E/E \simeq 50$ ). Inoltre, questo strumento può essere usato insieme agli strumenti HETG o LETG per ottenere spettri ad alta risoluzione ( $\Delta E/E \simeq 100 - 1000$ ).

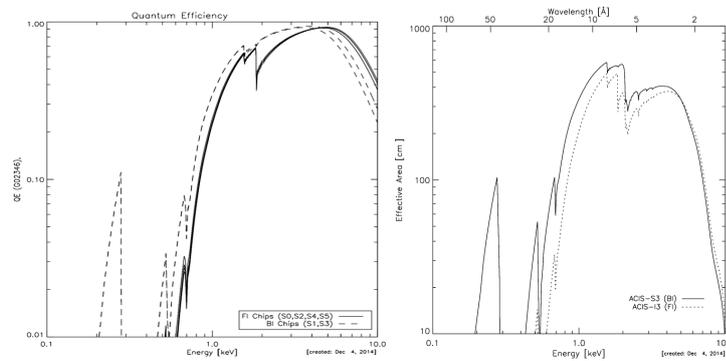


Fig. 2.11 - Efficienza quantica (pannello a sinistra) per i due tipi di CCD, BI e FI della camera ACIS. Si può notare che i CCD di tipo BI hanno migliore QE alle basse energie. Nel pannello a destra è rappresentata l'Area efficace HRMA/ACIS.

La camera ACIS è composta da un totale di 10 CCD da 1024x1024 pixel, di cui 4 CCD (denominati I-0, 1, 2, 3) sono disposti in un mosaico di 2x2 (camera ACIS-I) e sono

utilizzati per l'imaging, 6 CCD (denominati S-0, 1, 2, 3, 4, 5) sono invece disposti in un mosaico di  $1 \times 6$  (camera ACIS-S) ed utilizzati sia per l'imaging che per la spettroscopia. I CCD S1 e S3 sono di tipo *back-illuminated* (BI), il restante di tipo *front-illuminated* (FI).

La risoluzione dei CCD di tipo *back-illuminated* è migliore rispetto a quelli di tipo *front-illuminated*; inoltre i dispositivi di tipo BI hanno una risposta che si estende ad energie inferiori rispetto a quelle accessibili per i dispositivi di tipo FI, e sono quindi utili per l'imaging nel soft X. In fig. 2.11 è mostrato l'andamento dell'Efficienza Quantica e dell'area efficace al variare dell'energie per questi due tipi di CCD. Si nota che i CCD di tipo BI hanno una migliore Efficienza Quantica e maggiore Area Efficace alle basse energie rispetto ai CCD di tipo FI. Inoltre, i CCD della camera ACIS-I sono inclinati in modo tale da seguire la superficie focale del telescopio. Anche i CCD della camera ACIS-S sono inclinati, in modo tale da approssimare il cerchio Rowland dei gratings che possono essere inseriti dietro agli specchi. Ogni CCD copre  $8.4 \times 8.4$  arcmin di cielo. In fig. 2.11 è mostrata una visione schematica dei CCD che compongono la camera ACIS.

E' inoltre presente un filtro ottico, denominato *Optical Blocking Filter* (OBF), posto a 2 cm al di sopra dei CCD, per limitare la quantità di luce proveniente da stelle o scatterata dai componenti del satellite.

## ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

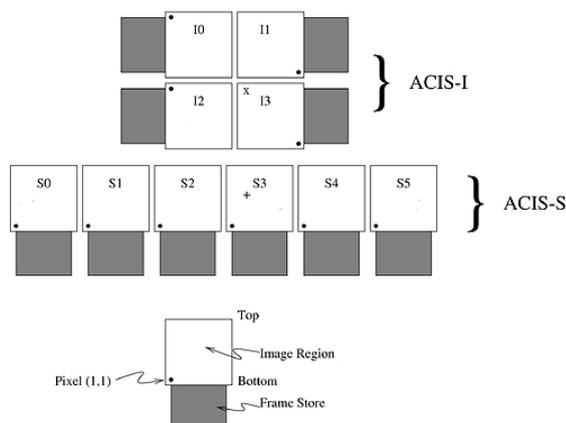


Fig. 2.11 Disposizione geometrica delle camere ACIS-I (in alto) e ACIS-S (in basso). La croce nei chip I3 e S3 rappresenta il fuoco del telescopio. S1 e S3 sono di tipo BI.

In tabella 2.3 sono riassunte alcune delle caratteristiche della camera ACIS.

Uno dei fenomeni che possono influenzare la qualità di un'osservazione è la presenza di *flares*, in cui il tasso di conteggi può aumentare, rispetto ai momenti di quiescenza, fino ad un fattore di 100. Questi *flares* si osservano in ogni posizione dell'orbita, anche vicino all'apogeo. Essi sono evidenti soprattutto nei CCD di tipo BI e sono dovuti in

particolar modo ai protoni soft. Durante la riduzione dei dati va estratta la curva di luce del *background* al fine di eliminare gli eventuali periodi di *flaring*.

Il *background* della camera ACIS può suddividersi in due componenti, uno dovuto al fondo di radiazione X diffuso, composto in realtà da sorgenti discrete (esse sono distinguibili con osservazioni di  $\sim 100$  ks), e uno dovuto a particelle cariche che vengono riflesse dagli strumenti sul piano focale.

Tabella 2.3

Area efficace in asse	110 cm <sup>2</sup> @ 0.5 keV (FI)
	600cm <sup>2</sup> @ 1.5 keV (FI)
	40 cm <sup>2</sup> @ 8.0 keV (FI)
Efficienza quantica (FI)	> 80% tra 3.0 e 6.5 keV
	> 30% tra 0.7 e 11.0 keV
Efficienza quantica (BI)	> 80% tra 0.8 e 5.5 keV
	> 30% tra 0.4 e 10.0 keV
Sensibilità per sorgente puntiforme <sup>(a)</sup>	4×10 <sup>-15</sup> erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> in banda 0.4-6.0 keV
Temperatura operativa del rivelatore	da -90 a -120°C
Campo di vista ACIS-S	8.3 × 50.6 arcmin
Campo di vista ACIS-I	16.9 × 16.9 arcmin

Note: (a) per un'esposizione di 10<sup>4</sup> secondi

### 2.3.3 Riduzione dati Chandra

Per la riduzione dati *Chandra* è stato sviluppato il software gratuito CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observations*) dal *Chandra X-Ray Center* (CXC). La riduzione dati della camera ACIS è composta dai seguenti passaggi:

1. Produzione del file di eventi pulito, che prevede diversi passaggi, come la rimozione degli *hot pixels*, la creazione di uno nuovo file di eventi, la creazione e applicazione dei GTI, la creazione della curva di luce del *background*.
2. Restrizione della banda energetica.
3. Filtraggio dei dati per la rimozione di possibili *flares* presenti nel *background*. Vanno prima escluse tutte le regioni del campo contenenti sorgenti che potrebbero avere una loro variabilità intrinseca, poi si può procedere alla creazione della curva di luce e alla rimozione dei periodi di *flares*.
4. Estrazione degli spettri di *background* e della sorgente.

# Capitolo 3

## La sorgente IRAS 13120-5453

La recente scoperta dell'esistenza di venti molecolari massivi all'interno delle galassie ULIRG ha fornito una prova forte a sostegno dell'idea che il fenomeno di *feedback* possa agire anche sulla componente fredda del gas, in modo tale da poter bloccare la formazione stellare. In che parte l'attività di AGN o quella di *starburst* possano contribuire ad originare questi venti molecolari è ancora oggi materia di dibattito. E' noto tuttavia che le galassie ULIRG dominate dall'attività di AGN presentano un tasso di *outflow* di alcune decine di volte superiore al tasso di formazione stellare: si pensa che in queste il motore principale dei venti sia l'attività di AGN. La galassia ULIRG IRAS 13120-5453 presenta invece un tasso di *outflow* simile al quello di formazione stellare. La sua emissione nell'IR è dominata da fenomeni di *starburst* ma sembra anche contenere al suo interno un AGN oscurato: non è chiaro quindi quale dei due fenomeni sia il principale responsabile della presenza di questi venti molecolari, e, a differenza delle altre galassie ULIRG, vi è la possibilità che un ruolo fondamentale possa averlo l'attività di formazione stellare. Per questo motivo, IRAS 13120-5453 rappresenta un ottimo candidato per lo studio del ruolo che la formazione stellare e l'attività di AGN hanno nell'influenzare la galassia ospite in questa fase potenzialmente fondamentale dell'evoluzione. In questo capitolo saranno descritte le principali caratteristiche di questa galassia.

### 3.1 IRAS 13120-5453

IRAS 13120-5453 ( $z=0.0307$ ) è una galassia classificata come Seyfert 2 in banda ottica (Cohen, 1992<sup>5</sup>) e come ULIRG in banda IR, con una luminosità nell'intervallo 8-1000  $\mu\text{m}$  di  $L_{IR}=10^{12.34} L_{\odot}$ . Essa è descritta nell'articolo di Kim et al. (2013) come una galassia avente un nucleo singolo o doppio con due bracci estesi ed evidenti e da Rich et al. (2015) è classificata come galassia in stato di *merging* avanzato. Una conferma di questo è data dalla presenza di un'alta componente di dispersione di velocità nella regione nucleare di 300-400 km/s (Rich et al., 2015).

In IRAS 13120-5453 sembrano presenti sia fenomeni di AGN che di *starburst*. Dalle analisi in banda X tramite il satellite Chandra (Iwasawa et al., 2009, 2011) è possibile ipotizzare la presenza di un AGN molto oscurato all'interno di questa galassia, mentre dalle osservazioni spettroscopiche ottenute con il satellite *Spitzer* (Farrah et al., 2007), risulta che l'attività di *starburst* è quella che fornisce il principale contributo all'emissione IR.

---

<sup>5</sup>Non essendo disponibile uno spettro ottico di buona qualità, la classificazione in banda ottica per questa galassia rimane dubbia.

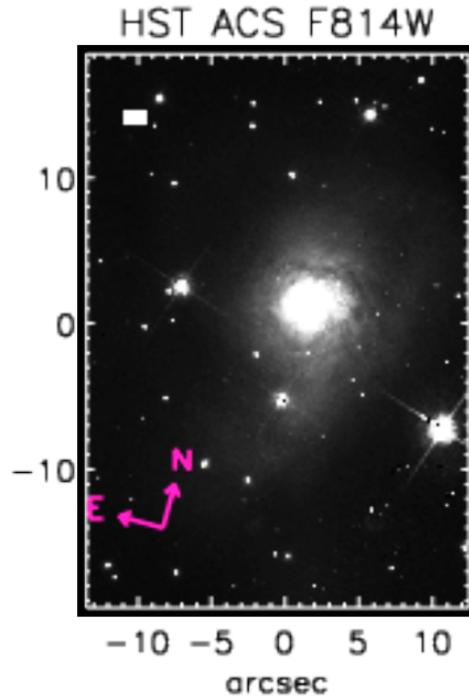


Fig. 3.1 - Immagine di IRAS 13120-5453 ottenuta col telescopio HST (camera ACS), da Rich et al. 2015.

Alcuni parametri di questa galassia sono calcolati in Veilleux et al. (2013) e Sturm et al. (2011) e sono riportati nella seguente tabella:

Tabella 3

$L_{bol}$ (1)	$L_{SB}$ (2)	$L_{AGN}$ (3)	$\alpha_{AGN}$ (4)	$v_{85}$ (5)	$v_{max}$ (6)
$10^{12.34} L_{\odot}$	$10^{12.12} L_{\odot}$	$10^{11.83} L_{\odot}$	33.4%	600 km/s	850 km/s

(1) Luminosità bolometrica <sup>6</sup>; (2) luminosità bolometrica della *starburst*; (3) luminosità bolometrica dell'AGN; (4) contributo dell'AGN alla luminosità bolometrica (33.4%); (5) e (6) velocità di *outflow* ottenuta per questo oggetto tramite l'analisi della riga in assorbimento dell'OH a 119.233  $\mu m$ . Con  $v_{84}$  si intende la velocità calcolata considerando l'84% dell'intera struttura in assorbimento e con  $v_{max}$  la velocità calcolata considerando l'intera estensione dell'ala blueshiftata del profilo in assorbimento della riga. L'incertezza sulle velocità è di  $\pm 150$  km/s

<sup>6</sup>La  $L_{bol}$  è stata stimata tramite la relazione  $L_{bol} = 1.15 L_{IR(8-1000)\mu m}$  (Veilleux et al., 2009): la  $L_{AGN}$  e la  $L_{SB}$  sono poi state calcolate tramite  $L_{AGN} = \alpha_{AGN} L_{bol}$  e  $L_{bol} = L_{AGN} + L_{SB}$  dove  $\alpha_{AGN}$  è calcolata con diversi metodi indipendenti.

In questa galassia un ruolo importante nella produzione dei venti potrebbe averlo l'attività di formazione stellare. Infatti, nello studio di Sturm et al. (2011), in cui sono studiati gli *outflow* molecolari massivi tracciati dalla riga dell'OH, il tasso di formazione stellare di questa galassia ( $\text{SFR} \sim 168 \text{ M}_{\odot}/\text{yr}^7$ ) risulta molto simile al tasso di *outflow* ( $\dot{M} \sim 130_{-95}^{+390} \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$ ), con una massa del gas contenuta nell'*outflow* di  $M_{\text{GAS}} \sim 5.8 \times 10^9 \text{ M}_{\odot}$ . Inoltre la velocità di *outflow* per questo oggetto (tabella 3) è molto simile alla velocità di outflow associata all'energia iniettata nel mezzo interstellare da parte delle supernovae ( $v_{\text{SN-driven}} \sim 500\text{-}600 \text{ km/s}$ ) prevista dai modelli teorici (Martin et al., 2005).

Per quanto riguarda le analisi effettuate in banda X, nello studio di Iwasawa et al. (2011), dall'analisi dei dati del satellite *Chandra*, si ottengono i parametri indicati in tabella 3.1. Un'analisi di questi dati è stata effettuata anche nel presente lavoro di tesi (paragrafo 4.4).

Tabella 3.1

HR (1)	$F_{\text{SX}}$ (2)	$F_{\text{HX}}$ (3)	$L_{\text{SX}}$ (4)	$L_{\text{HX}}$ (5)	SX/IR (6)	HX/IR (7)	$f_{\text{AGN}}$ (8)
$-0.13 \pm 0.06$	$3.7 \times 10^{-14}$	$1.4 \times 10^{-13}$	$1.1 \times 10^{41}$	$4.5 \times 10^{41}$	-4.86	-4.25	0.18

(1) Colore X; (2) e (3) flusso soft e hard in  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ; (4) e (5) luminosità in banda soft e hard corretta per l'assorbimento galattico in  $\text{erg s}^{-1}$ ; (6) e (7) rapporto tra le luminosità nell'IR e in soft e hard X; (8) stima, in banda X, della frazione del contributo dell'AGN alla banda 8-1000  $\mu\text{m}$ .

IRAS 13120-5453 risulta una sorgente compatta in banda hard con un'emissione estesa in banda soft, probabilmente dovuta a gas caldo. Il colore X<sup>8</sup> della sorgente presenta un valore di  $\text{HR} = -0.13$ . Gli AGN fortemente oscurati presentano valori del rapporto HR di  $\sim 0.5, 1$ . Il valore  $\text{HR} = -0.13$  può indicare quindi che la sorgente non è fortemente oscurata; inoltre l'alto assorbimento Galattico in questa zona di cielo ( $N_H \sim 2.1 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ ) è in parte responsabile del colore hard della sorgente. Nello studio di Iwasawa et al. (2011), gli AGN con un rapporto tra le luminosità IR e hard X con un valore  $\log \frac{\text{HX}}{\text{IR}} < -4$  sono classificati come possibili candidati *Compton Thick*<sup>9</sup>, ed IRAS 13120-5453, con un

<sup>7</sup>Lo SFR è calcolato utilizzando la luminosità IR nella banda 8 - 1000  $\mu\text{m}$  della componente di *starburst*, in base a Kennicutt et al., 1998:  $\text{SFR} = (1 - f_{\text{AGN}}) \times 10^{-10} L_{\text{IR}} \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$

<sup>8</sup>Il colore X è definito come  $\text{HR} = (\text{H} - \text{S}) / (\text{H} + \text{S})$ , con H e S le bande hard (2-10 keV) e soft X (0.5-2 keV), ed è utilizzato per individuare gli AGN oscurati, i quali presentano un valore di HR di  $\sim 0.5, 1$ .

<sup>9</sup>Per identificare i potenziali AGN *Compton Thick*, oltre all'informazione ottenuta dal colore X della sorgente occorrerebbe conoscere il valore della EW della riga del ferro, la quale è maggiore per gli AGN CT ( $\text{EW} \sim 1 \text{ keV}$ ). La limitata area efficace alle alte energie del satellite *Chandra* non permette di poter

valore di  $-4.25$ , rientra in questa categoria. La sua luminosità nelle bande soft e hard X, dell'ordine di  $10^{41}$  erg/s, sono indice di un AGN di bassa luminosità, in quanto gli AGN più luminosi in banda X possono raggiungere luminosità di  $10^{44-45}$  erg/s.

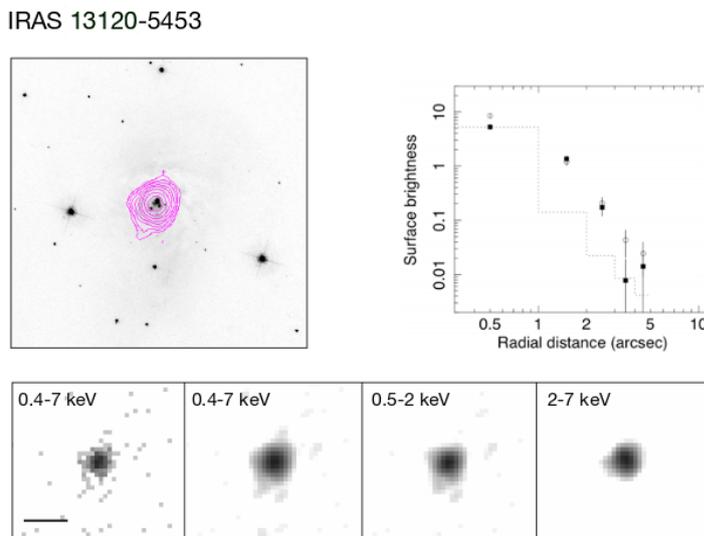


Fig. 3.2 - In alto a sinistra sono mostrati i contorni di brillantezza in banda 0.4-7 keV ottenuti con *Chandra* sovrapposti all'immagine ottica ottenuta con l'HST ACS in banda I. In alto a destra il profilo di brillantezza (i cerchi aperti sono in banda 0.5-2 keV, quelli chiusi in banda 2-7 keV) e in basso le immagini in X di IRAS 13120-5453 nelle varie bande (gli ultimi tre profili sono smussati); la banda nera indica 5" (da Iwasawa et al., 2011).

Per quanto riguarda l'analisi in banda IR, Farrah et al. (2007) hanno analizzato lo spettro in banda  $10-37 \mu\text{m}$  di un campione di ULIRG tramite lo spettrografo a bordo di *Spitzer*. Nello spettro di IRAS 13120-5453 le righe del [NeV], [NeIII], [NeII], [SIII],  $\text{H}_2$  e PAH (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*) sono tra quelle con densità di flusso maggiori. Inoltre si osserva la riga di bassa ionizzazione [FeII], la quale è osservata, anche se raramente, nelle *starburst* meno luminose e negli AGN.

Le righe di alta eccitazione come [Ne V] ( $14.3 \mu\text{m}$ ) e [O IV] ( $25.9 \mu\text{m}$ ) sono traccianti di attività di AGN, mentre le righe di bassa eccitazione come [Ne II] ( $12.9 \mu\text{m}$ ) e [S III] ( $18.7 \mu\text{m}$ ) e l'emissione da parte delle molecole PAH indicano attività di *starburst*. Nello

---

analizzare la riga del ferro. Per questo motivo, in Iwasawa et al. (2011) viene utilizzato come criterio per identificare i possibili AGN CT il rapporto tra le bande hard X e IR; gli AGN CT presentano infatti un'emissione in banda hard fortemente oscurata, quindi un basso valore del rapporto HX/IR.

spettro di IRAS 13120-5453 (fig. 3.3) sono presenti righe sia di alta che di bassa eccitazione il cui flusso è riportato in tabella 3.2.

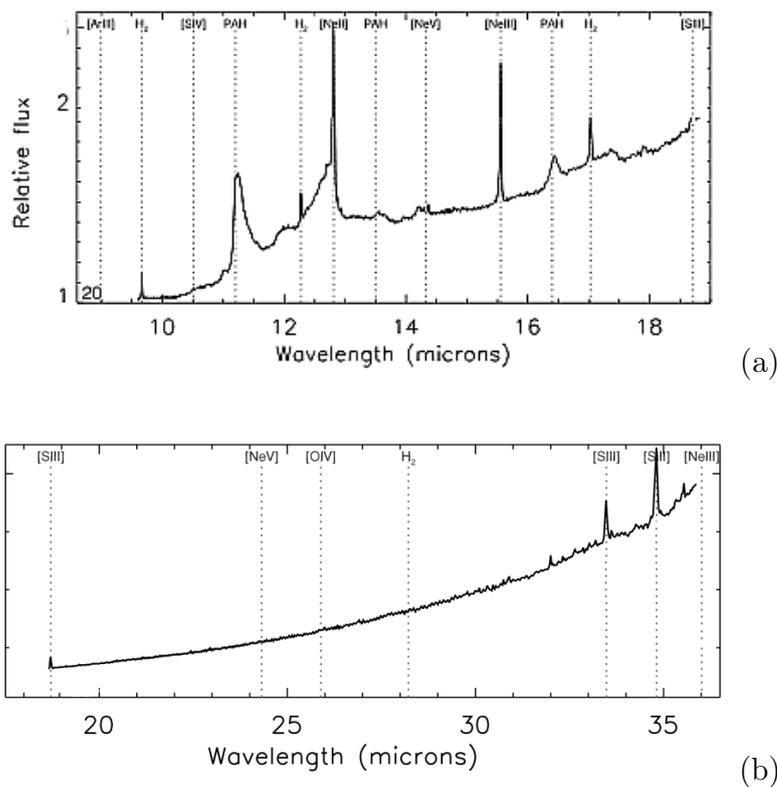


Fig. 3.2 - Spettro di IRAS 13120-5453 ottenuto tramite lo spettrografo IRS a bordo di *Spitzer* con i moduli *Short-High* (a) e *Long-High* (b). Sono indicate le diverse righe in emissione presenti nello spettro (da Farrah et al., 2007).

Tabella 3.2

	[S III]	[S III]	[S III]	[Ne II]	[Ne III]	[Ne V]	[NeV]	HI 7-6	[Fe II]
$\lambda_{rest}(\mu m)$	18.71	33.48	34.81	12.81	15.55	14.32	24.31	12.36	25.98
$E_{ion}(eV)$	23.3	23.3	8.2	21.6	41.0	97.1	97.1	7.9	7.9
Flusso	19.18	60.64	107.13	150.04	18.46	1.71	<20.00	0.75	5.37

Principali righe in emissione nello spettro di IRAS 13120-5453 ottenuto tramite lo spettrografo a bordo di *Spitzer*. Sono indicate le lunghezze d'onda in  $\mu m$  (in rest frame), l'energia di ionizzazione (in eV) e il flusso in unità di  $10^{-21} \text{ W cm}^{-2}$ . Gli errori sono dell'ordine del 10%.

E' da notare che le righe che tracciano l'attività di *starburst* sono molto più intense, rispetto a quelle traccianti l'attività di AGN (inoltre non sembra essere presente la riga del [O IV]). Infatti dalle analisi della riga del [Ne V] il contributo dell'AGN alla luminosità nell'IR, per IRAS 13120-5453, risulta minore del 10%. Dalle analisi della larghezza equivalente della molecola PAH a  $6.2 \mu m$  risulta che l'attività di formazione stellare fornisce il principale contributo all'emissione nell'IR di questa galassia.

Anche il rapporto tra i flussi a lunghezze d'onda di 25 e  $60 \mu m$ ,  $f_{25/60}$  è un metodo di diagnosi della presenza, in una ULIRG, di un AGN luminoso nell'IR. Questo rapporto può dare un'indicazione della temperatura media del gas presente nella galassia. Per un valore  $f_{25/60} \geq 0.2$  la galassia ULIRG è classificata come "warm", ovvero vi è un contributo dominante da parte dell'AGN, altrimenti, per un valore di  $f_{25/60} < 0.2$  la galassia ULIRG è classificata "cold": il contributo alla luminosità nell'IR è dovuto principalmente all'attività di formazione stellare. Per IRAS 13120-5453 si ha un valore di  $f_{25/60} = 0.07$  (Higdon et al., 2006) il quale indica che l'attività di formazione stellare è il principale fenomeno responsabile dell'emissione in banda IR.

Un parametro legato al grado di oscuramento dell'AGN è la profondità ottica a  $9.7 \mu m$ ,  $\tau_{9.7}$ : a questa lunghezza d'onda si ha un assorbimento dovuto alla presenza di silicati nei grani di polvere che compongono il toro molecolare che circonda la sorgente centrale. AGN con  $\tau_{9.7} > 1$  sono considerati possibili candidati AGN CT (Georgantopoulos et al., 2011). E' questo il caso di IRAS 13120-5453, con un valore di  $\tau_{9.7}$  pari a 1.2 (González-Alfonso et al., 2015).

In Higdon et al. (2006) sono stati inoltre analizzati gli spettri nella banda compresa tra 5 e  $38.5 \mu m$  di un campione di ULIRG e le osservazioni delle righe rotazionali di  $H_2$  sono state utilizzate per calcolare la temperatura e la massa del gas molecolare tiepido (ovvero il gas la cui temperatura supera i 100 K), che per IRAS 13120-5453 risultano rispettivamente di 350 K e  $5.3 \times 10^7 M_{\odot}$ .

In definitiva, dalla banda X emerge come IRAS 13120-5453 risulti ospitare un AGN al suo interno (con un colore X di -0.13), possibile candidato come AGN *Compton Thick* (con un rapporto tra le luminosità IR e hard X, secondo l'analisi di Iwasawa et al., 2011, di  $\log(HX / IR) < -4$  e confermato anche dalla profondità ottica a  $9.7 \mu m > 1$ ). Tuttavia dalle analisi in banda IR emerge che l'attività di AGN non sembra essere il principale responsabile dell'emissione nell'IR (con la riga del [Ne V] debole e quella del [O IV] assente), la quale sembra essere dominata dall'attività di formazione stellare.

Le analisi successive (capitoli 4 e 5) permetteranno di indagare più a fondo sui fenomeni di AGN e di *starburst* di questa galassia.

# Capitolo 4

## Analisi spettrale in banda X

L'analisi in banda X della sorgente IRAS 13120-5453 è stata effettuata utilizzando i dati provenienti da tre satelliti: *XMM-Newton*, *Chandra* e *NuSTAR*. Nei prossimi paragrafi sono descritti nel dettaglio il processo di riduzione e analisi dei dati per ciascuno dei tre satelliti e i risultati ottenuti. I satelliti *XMM-Newton* e *Chandra* sono stati utilizzati per analizzare lo spettro della sorgente alle basse energie (0.1-10 keV); in particolare è stato possibile effettuare un'analisi spettrale approfondita delle *feature* presenti nello spettro di IRAS 13120-5453 grazie alla discreta risoluzione spettrale della camera EPIC del satellite *XMM-Newton*. Il satellite *NuSTAR* è stato utilizzato per analizzare lo spettro ad energie elevate (in quanto esso opera nella banda 3-79 keV) e porre degli ulteriori vincoli sui risultati ottenuti dal satellite *XMM-Newton*.

### 4.1 La riduzione dati del satellite *XMM-Newton*

La sorgente IRAS 13120-5453 è stata osservata dal satellite *XMM-Newton* con le tutte e tre le camere EPIC. La riduzione dati è stata effettuata utilizzando le procedure standard del software *XMM-Newton Science Analysis System* (XMM-SAS) versione 12.8.2. Il primo passo è stato quello di creare i files di calibrazione attraverso il task *cifbuild*, e poi di creare i nuovi files di eventi calibrati attraverso il task *emchain* per le camere MOS e *epchain* per la camera pn.

Dato il non elevato flusso della sorgente, il *pile-up* è risultato essere trascurabile. I dati sono stati quindi filtrati selezionando gli eventi singoli e doppi ( $\text{PATTERN} \leq 4$ ) per i dati pn e tutti gli eventi ( $\text{PATTERN} \leq 12$ ) per le due camere MOS.

Per la selezione dei *Good Time Intervals* (GTI), è stata estratta la curva di luce ad energie superiori ai 10 keV e sono stati tagliati tutti i periodi con *count rates* maggiori di 10 counts/s per il pn, maggiori di 1.5 per il MOS1 e 2 counts/s per il MOS2. Inoltre sono stati esclusi tutti i pixel vicini a quelli danneggiati (*bad pixels*) e quelli vicini ai bordi dei CCD, impostando ( $\text{FLAG}=0$ ).

Per la creazione delle matrici di risposta dello strumento sono stati utilizzati i task *arfgen* e *rmfgen*.

Lo spettro della sorgente è stato quindi estratto utilizzando una regione di estrazione circolare di 25" di raggio per il pn e 22" per il MOS1 e MOS2, le quali corrispondono a circa l'80% dell'EEF per sorgenti in asse. Per il *background* sono state usate regioni di estrazione circolari di 50", 41" e 45" di raggio rispettivamente per il MOS1, MOS2 e pn. Le regioni scelte sono state prese lontano da altre sorgenti presenti nel campo, vicino alla sorgente da esaminare e sul suo stesso CCD.

Le aree di estrazione della sorgente e del *background* sono state poi normalizzate con il task *backscale*.

I tempi effettivi di esposizione dopo la riduzione dati e i *count rates* della sorgente sono mostrati in tabella 4.1. Per tutti e tre gli strumenti si è scelta la banda energetica 0.3-7.2 keV, poiché ad energie inferiori si hanno incertezze sulla calibrazione degli strumenti, mentre ad energie superiori si ha un basso rapporto segnale rumore.

Infine, tutti e tre gli spettri EPIC sono stati “modificati” tramite il task *grppha* in modo tale da avere un minimo di 20 conteggi per bin, per poi poter applicare la statistica del  $\chi^2$ .

Tabella 4.1

Strumento	Tempo di esposizione (ks)	<i>count rates</i> ( $\times 10^{-2}$ ct/s)
Pn	63.31	$4.41 \pm 0.09$
Mos1	83.68	$1.33 \pm 0.04$
Mos2	88.42	$1.39 \pm 0.04$

Tempo di esposizione netto in ks e *count rates* della sorgente per le tre camere EPIC

## 4.2 Analisi spettrale

Lo spettro ottenuto tramite la riduzione dati non è lo spettro reale della sorgente,  $S(E)$ , ma sono i conteggi della sorgente rilevati ad un dato canale PI,  $C(PI)$ . Lo spettro reale e quello osservato sono legati dalla seguente relazione:

$$C(PI) = T \int RMF(PI, E) \cdot ARF(E) \cdot S(E) dE$$

dove T è il tempo di esposizione (in secondi), l’RMF (adimensionale) e ARF (in  $\text{cm}^2$ ) le matrici di risposta dello strumento e  $S(E)$  il flusso della sorgente (in fotoni/ $\text{cm}^2/\text{s}/\text{keV}$ ).

Idealmente, si potrebbe ricavare lo spettro reale della sorgente  $S(E)$  semplicemente invertendo l’equazione, ma l’ARF in genere ha una forma molto complessa. La deconvoluzione non ha soluzione unica ed è molto sensibile a piccoli cambiamenti nel numero di conteggi in un certo canale.

L’alternativa è quella di creare un modello descritto da alcuni parametri che sia in grado di riprodurre lo spettro osservato. I parametri del modello vanno variati fino ad ottenere un buon *fit* dei dati.

Per stimare quanto il modello si discosta dai dati, si usa il test statistico del  $\chi^2$ , definito come:

$$\chi^2 = \sum \frac{(C_{data}(PI) - C_{model}(PI))^2}{\sigma(PI)^2}$$

dove  $C_{data}(PI)$  sono i conteggi osservati,  $C_{model}(PI)$  quelli predetti assumendo un particolare modello e  $\sigma(PI)$  l'errore per un dato canale PI.

La bontà del fit si stima analizzando il rapporto  $\chi^2/dof$ , dove con dof si intende i gradi di libertà, definiti come il numero di canali dello strumento meno il numero dei parametri liberi del fit. Se questo rapporto è  $\sim 1$  il fit può essere considerato buono. Se supera di molto il valore 1 si ha un fit 'povero', ovvero il modello si discosta molto dai dati, se è molto inferiore ad 1 vuol dire che gli errori sono molto grandi. Una volta stabilito qual è il miglior fit ai dati, occorre stimare per ogni parametro un intervallo di confidenza entro cui il parametro può variare. Questo è calcolato permettendo al  $\chi^2$  di aumentare di una certa quantità  $\Delta\chi^2$  oltre il minimo (ovvero il valore di best fit), che dipende dall'intervallo di confidenza stabilito e dal numero di parametri correlati tra loro. Tutti gli errori riportati nella tesi sono al 90% di confidenza.

Per l'analisi degli spettri si è utilizzato il software XSPEC versione 12.8.2 (Arnaud, 1996). Come prima cosa sono stati analizzati gli spettri delle camere MOS1, MOS2 e pn. L'obiettivo è stato quello di verificare la similarità degli spettri, in modo tale da evidenziare possibili differenze dovute al fatto che gli spettri sono ottenuti da camere differenti. I modelli utilizzati non hanno presentato particolari differenze. A questo punto, dal momento che le camere MOS1 e MOS2 hanno caratteristiche simili, al fine di aumentare la statistica e caratterizzare meglio la forma spettrale della sorgente, si è proceduto con un fit simultaneo di queste due. Per poter avere dei vincoli ancora più forti sui modelli di best fit utilizzati durante l'analisi spettrale, è stato infine realizzato un fit simultaneo con tutte e tre le camere EPIC. I risultati ottenuti sono descritti nei paragrafi seguenti.

#### 4.2.1 Le tre camere EPIC analizzate separatamente

Come esempio, riportiamo i passaggi effettuati durante l'analisi dello spettro della camera pn. Le analisi degli spettri delle camere MOS1 e MOS2 hanno riportato risultati simili.

Lo spettro pn ottenuto grazie alla riduzione dati, illustrato in fig. 4.1, è stato modellizzato utilizzando una legge di potenza (*power law*, PL) il cui indice è stato lasciato libero di variare. È stata inoltre considerata la presenza dell'assorbimento Galattico, il quale è stimato avere, nella zona di cielo in cui si trova la sorgente in esame, una densità di colonna di  $N_H=2.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  (Kalberla et al., 2005). Dal modello di best fit, che chiameremo modello 1, si è ottenuto un valore dell'indice di potenza di  $1.36 \pm 0.05$ , valore basso rispetto a quello che in media si osserva in un AGN ( $1.6 \leq \Gamma \leq 2.2$ ).

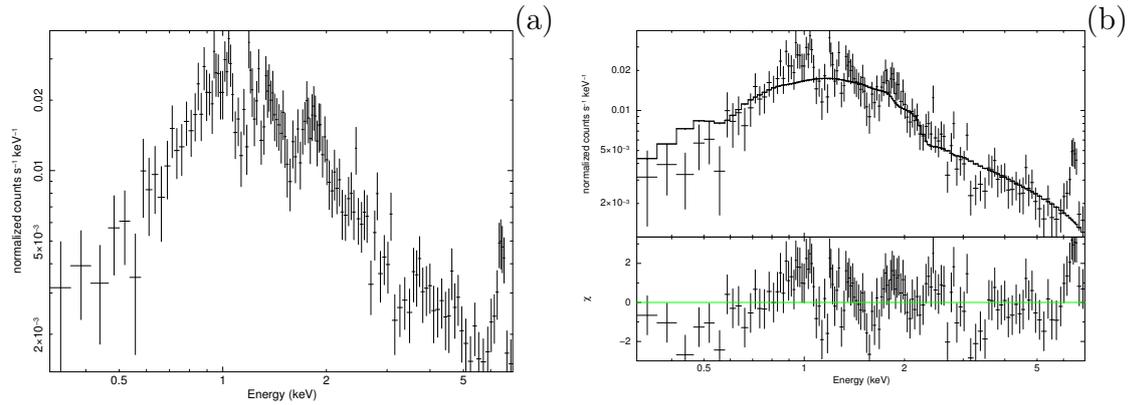


Fig. 4.1 - (a) Spettro ottenuto con la riduzione dati della camera pn; (b) spettro modellato con una legge di potenza considerando anche la presenza dell'assorbimento Galattico (modello 1). Nel pannello in basso sono mostrati i residui in unità di deviazione standard.

Al fine di migliorare il rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  ottenuto (218.5/131), è stato aggiunto il parametro moltiplicativo  $N_{H,z}$ , che tiene conto dell'oscuramento dovuto alla presenza del toro nelle regioni centrali della sorgente (modello 2). Con l'aggiunta del parametro  $N_{H,z}$  (il quale risulta avere nel modello di best fit un valore di  $5.57^{+3.73}_{-3.47} \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ ) il modello non viene migliorato di molto in quanto il  $\chi^2/\text{dof}$  non differisce tanto dal precedente (211.3/130). Dall'andamento dei residui si nota infatti che rimangono ancora degli eccessi alle alte energie (fig. 4.2 (a)); si è quindi aggiunta una riga del ferro, la quale è spesso presente nello spettro degli AGN come riga di fluorescenza del ferro a 6.4 keV (Fe K $\alpha$ ) (modello 3, fig. 4.2 (b)).

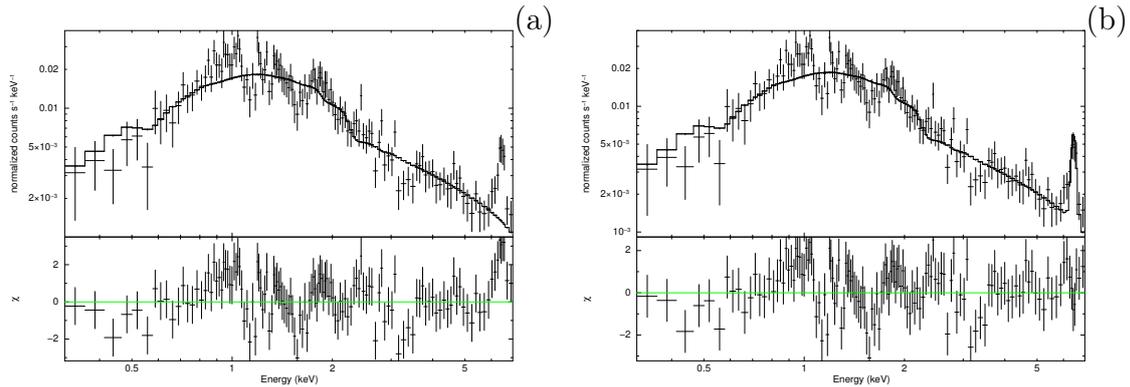


Fig. 4.2 - (a) modello 2 in cui viene introdotta la componente di assorbimento (b) modello 3 in cui si considera la presenza della riga del ferro, la quale risulta avere un'energia di a riposo di  $\sim 6.7$  keV. Nei pannelli in basso sono mostrati i residui in unità di deviazione standard.

La larghezza della riga è stata fissata a 0.01 keV, mentre l'energia è stata lasciata libera di variare, ottenendo un'energia nel sistema a riposo della sorgente di  $6.63 \pm 0.04$  keV, con un EW di 1.1 keV. Con l'aggiunta di questa riga si è ottenuto un netto miglioramento nel rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  (163.8/128). Il valore dell'energia non corrisponde a quello del ferro neutro a 6.4 keV come ci si aspetterebbe in presenza di un AGN, ma bensì è riconducibile alla riga del ferro ionizzato a 6.7 keV (Fe XXV). L'elevata EW indica che siamo in presenza di una riga molto intensa.

Infine si è aggiunto un modello di gas caldo collisionale (tramite il modello MEKAL in XSPEC), che è generalmente presente su grandi scale come emissione diffusa nelle galassie *starburst* (modello 4). Fissando la metallicità al valore solare, la temperatura del gas risulta di  $1.03_{-0.31}^{+0.44}$  keV. Questa temperatura è molto più alta rispetto a quella che in media si ottiene per la componente diffusa presente nelle galassie *starburst*. Per esempio, nello studio di Mineo et al., 2012, il campione di *starburst* studiato presenta una componente di plasma con temperature che vanno da 0.2 a 0.3 keV; un terzo del campione presenta inoltre una seconda componente con temperature che occupano il range 0.5-0.9 keV.

Con quest'ultimo modello si ottiene un ottimo miglioramento del fit, con un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  di 127.1/126.

E' stata poi calcolata la luminosità nelle bande soft (0.5-2 keV) e hard X (2-10 keV) rimuovendo l'assorbimento Galattico e quello del toro per ricavare i valori intrinseci, ottenendo rispettivamente  $1.71 \times 10^{41}$  erg/s e  $4.30 \times 10^{41}$  erg/s (tabella 4.3). Questi valori indicano che siamo in presenza di un AGN di bassa luminosità, in quanto gli AGN più luminosi in banda X possono raggiungere luminosità dell'ordine di  $10^{44-45}$  erg/s.

I modelli utilizzati per riprodurre lo spettro ottenuto con la camera pn sono stati utilizzati anche con le camere MOS1 e MOS2; i risultati sono in accordo tra i vari strumenti entro gli errori. In tabella 4.2 sono riportati i risultati dei best fit per ciascuno di questi quattro modelli per le camere MOS1, MOS2 e pn. Sono riportati gli errori, il rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà e flussi e luminosità calcolati nelle varie bande nel caso del modello 4.

In figura 4.3 sono riportati i best fit del modello 4 per MOS1, MOS2 e pn. Nel pannello inferiore sono mostrati i residui dei dati rispetto al modello di best fit, indicati in unità di deviazione standard.

I valori ottenuti nel modello 4 per le camere MOS1, MOS2 e pn sono in accordo, con un assorbimento  $N_{H,z}$  dell'ordine di circa  $10^{21}$   $\text{cm}^{-2}$ . Questo valore non è così elevato da poter classificare questa sorgente come AGN *Compton Thick* (ovvero con  $\log N_H \geq 24$ ). La legge di potenza, come già visto per lo spettro pn, risulta leggermente più piatta rispetto al valore tipico di un AGN ( $1.6 \leq \Gamma \leq 2.2$ ):  $1.46 \pm 0.20$  per MOS1,  $1.28_{-0.19}^{+0.22}$  per MOS2 e  $1.40 \pm 0.20$  per pn. In genere spettri in banda X molto piatti ( $\Gamma \sim 1.4, 1.6$ ) si osservano negli AGN Radio Loud, in particolare nei Blazar. Non è però questo il caso di

Tabella 4.2(a): sono mostrati i best fit per i quattro modelli utilizzati durante l'analisi dei dati della camera MOS1

modello	$N_{H,Z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma} \times 10^{-5}$	$E_{Fe}$	$EW_{Fe}$	$A_{Fe} \times 10^{-6}$	kT	$A_{kT} \times 10^{-6}$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1		$1.46 \pm 0.09$	$3.27 \pm 0.27$						83.6/53
2	$1.89^{+1.66}_{-1.23}$	$1.50^{+0.16}_{-0.12}$	$3.31^{+0.65}_{-0.41}$						83.4/52
3	$3.76^{+6.99}_{-3.70}$	$1.57^{+0.17}_{-0.16}$	$3.64^{+0.70}_{-0.54}$	$6.69 \pm 0.04$		$2.36 \pm 0.97$			67.6/50
4	$7.01^{+13.70}_{-7.01}$	$1.46 \pm 0.20$	$3.15^{+0.69}_{-0.89}$	$6.69 \pm 0.04$	$1.08 \pm 0.01$	$2.28 \pm 0.98$	$1.03^{+0.44}_{-0.31}$	$7.61^{+5.58}_{-5.11}$	60.2/48

Tabella 4.2(b): sono mostrati i best fit per i quattro modelli utilizzati durante l'analisi dei dati della camera MOS2

modello	$N_{H,Z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma} \times 10^{-5}$	$E_{Fe}$	$EW_{Fe}$	$A_{Fe} \times 10^{-6}$	kT	$A_{kT} \times 10^{-5}$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1		$1.28 \pm 0.11$	$2.68^{+0.24}_{-0.23}$						134.7/59
2	$< 7.0$	$1.30^{+0.11}_{-0.15}$	$2.72^{+0.28}_{-0.50}$						134.7/58
3	$< 9.0$	$1.36^{+0.13}_{-0.17}$	$2.88^{+0.38}_{-0.52}$	$6.58^{+0.19}_{-0.05}$		$1.78^{+0.73}_{-0.86}$			121.2/56
4	$20.11^{+26.18}_{-14.70}$	$1.28^{+0.22}_{-0.19}$	$2.65^{+0.91}_{-0.57}$	$6.57^{+0.14}_{-0.04}$	$0.70^{+0.02}_{-0.01}$	$1.72^{+0.78}_{-0.77}$	$0.80^{+0.15}_{-0.13}$	$1.10^{+0.38}_{-0.35}$	93.7/54

Tabella 4.2(c): sono mostrati i best fit per i quattro modelli utilizzati durante l'analisi dei dati della camera pn

modello	$N_{H,Z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma} \times 10^{-5}$	$E_{Fe}$	$EW_{Fe}$	$A_{Fe} \times 10^{-6}$	kT	$A_{kT} \times 10^{-6}$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1		$1.36 \pm 0.05$	$2.83 \pm 0.14$						218.5/131
2	$5.57^{+3.73}_{-3.47}$	$1.50 \pm 0.10$	$3.31^{+0.38}_{-0.34}$						211.3/130
3	$7.40^{+3.85}_{-3.58}$	$1.58^{+0.11}_{-0.10}$	$3.52^{+0.41}_{-0.36}$	$6.63 \pm 0.04$		$1.82 \pm 0.43$			163.8/128
4	$11.00^{+7.55}_{-5.96}$	$1.40 \pm 0.13$	$2.80^{+0.42}_{-0.49}$	$6.62 \pm 0.04$	$0.84 \pm 0.01$	$1.73 \pm 0.43$	$1.02^{+0.11}_{-0.16}$	$9.64 \pm 3.32$	127.1/126

Note tabella 4.2: (1) modello; (2) assorbimento in unità di  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ; (3) indice spettrale della legge di potenza;

(4) normalizzazione della legge di potenza; (5) energia della riga del ferro in keV. La sua larghezza è fissata a 0.01 keV;

(6) larghezza equivalente della riga del ferro in keV corretta per il redshift; (7) normalizzazione della riga del Fe;

(7) temperatura kT del mekal in keV. L'abbondanza è fissata al valore solare;

(8) normalizzazione del modello termico (mekal); (9) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

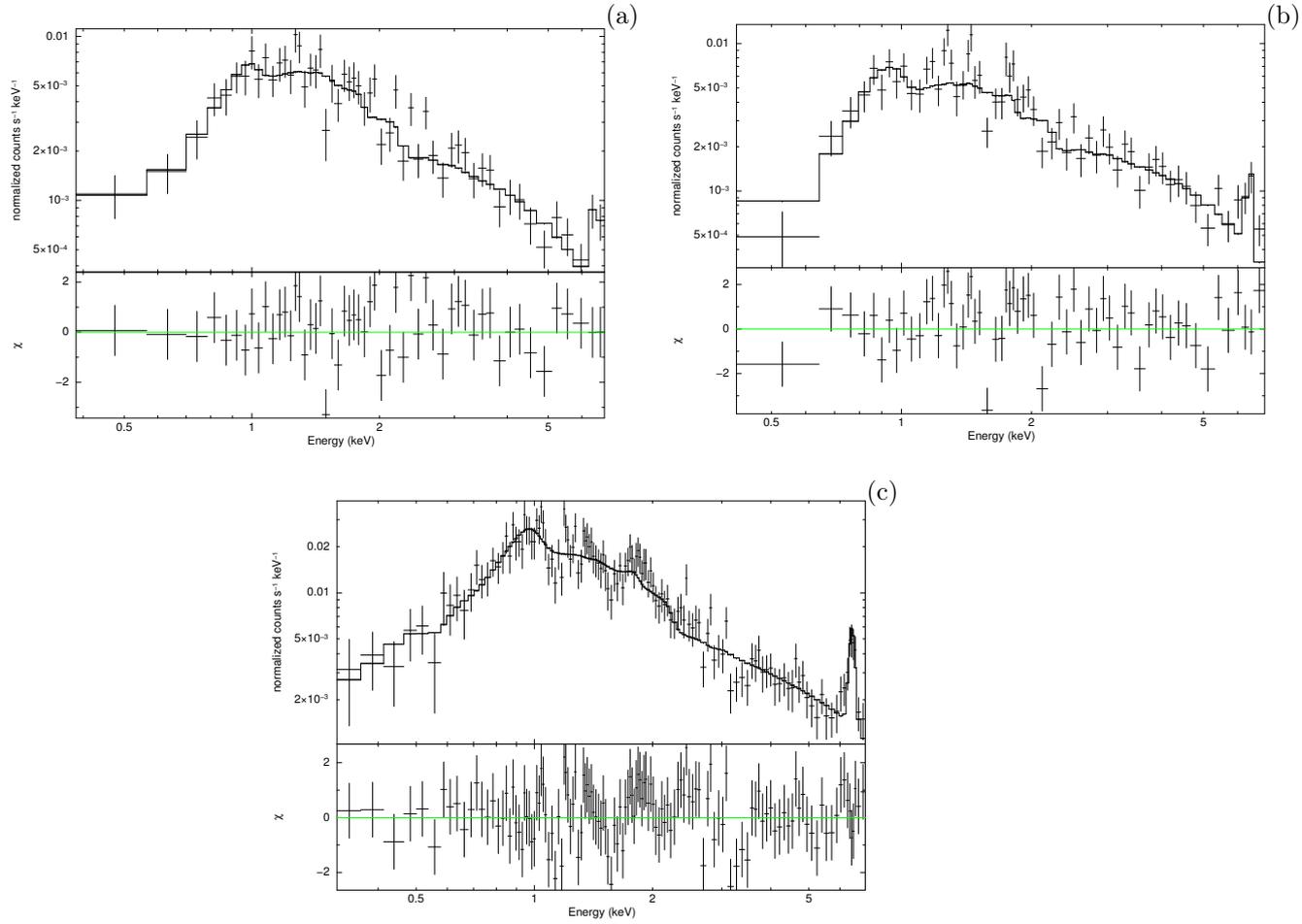


Fig. 4.3 - Sono mostrati i best fit del modello 4 per le camere MOS1 (a) MOS2 (b) e pn (c) e i relativi residui in unità di deviazione standard.

Tabella 4.3

Flussi e luminosità calcolate per il best fit del modello 4 per le tre camere EPIC.

Strumento	Flusso <sub>[0.5-2]</sub> <sup>(1)</sup>	Flusso <sub>[2-10]</sub> <sup>(1)</sup>	Luminosità <sub>[0.5-2]</sub> <sup>(2)</sup>	Luminosità <sub>[2-10]</sub> <sup>(2)</sup>
MOS1	$4.62 \times 10^{-14}$	$2.07 \times 10^{-13}$	$1.81 \times 10^{41}$	$4.52 \times 10^{41}$
MOS2	$4.06 \times 10^{-14}$	$2.22 \times 10^{-13}$	$1.80 \times 10^{41}$	$4.86 \times 10^{41}$
pn	$4.21 \times 10^{-14}$	$1.97 \times 10^{-13}$	$1.71 \times 10^{41}$	$4.30 \times 10^{41}$

Note: (1) Flusso della sorgente nelle bande 0.5-2 keV e 2-10 keV in unità di  $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ; (2) luminosità intrinseca nelle bande 0.5-2 keV e 2-10 keV in unità di  $\text{erg s}^{-1}$ .

IRAS 13120-5453: dal rapporto radio-ottico risulta un AGN Radio Quiet<sup>10</sup>, in accordo con la classificazione di galassia di tipo Seyfert.

Le luminosità in banda soft e in banda hard risultano dell'ordine di  $10^{41}$  erg/s. Questo valore indica che l'AGN studiato è di bassa luminosità, paragonabile a quella delle Seyfert locali come NGC 3783, NGC 4051 e NGC 5548.

Anche per le camere MOS1 e MOS2 si ottiene un'energia della riga del ferro nel sistema a riposo della sorgente riconducibile alla riga del ferro ionizzato a 6.7 keV (Fe XXV). In genere nelle ULIRG vicine questa riga è molto più debole (Cappi et al., 1999) o assente. In questi casi, l'emissione hard X è consistente con emissione integrata da parte delle *High Mass X-ray Binaries* (HMXB). Nel caso di IRAS 13120-5453 e di altre ULIRG, la presenza di questa riga esclude che l'emissione primaria sia dovuta a binarie X.

Le origini della riga del ferro ionizzata Fe XXV a 6.7 keV potrebbero essere le seguenti (Balestra et al., 2005):

- la presenza di un gas caldo collisionale di temperatura elevata ( $kT > 5$  keV), in genere associato a regioni di formazione stellare, già osservato in altre ULIRG come NGC 6240 (Boller et al., 2003) e Arp 220 (Iwasawa et al., 2005). L'emissione X proveniente da supernovae radio luminose, o il contributo integrato di *Low e High Mass X-ray Binaries* potrebbe portare la componente termica a queste temperature così elevate. Questa ipotesi spiegherebbe l'elevata temperatura del gas collisionale trovata nel modello di best fit.
- scattering della radiazione primaria da parte di gas caldo fotoionizzato otticamente sottile che circonda il nucleo, come spesso si osserva nelle Seyfert *Compton Thick* (come NGC 1068, Kinkhabwala et al., 2002, e NGC 4945, Done et al., 2003). La riga del ferro ionizzata in questo caso è prodotta attraverso i fenomeni di ricombinazione e di scattering risonante.

Nel paragrafo 4.3 si cercherà di indagare ulteriormente sull'origine di questa riga.

---

<sup>10</sup>In base a Kellermann et al. 1989, il rapporto radio-ottico per questa sorgente risulta di circa 1. Sono state utilizzate le densità di flusso a 4.85 GHz (di 0.15 Jy, Gregory et al., 1994) e a 4400 Å (0.16 Jy, ottenuta dal catalogo USNO)

## 4.2.2 Analisi simultanea delle camere EPIC MOS1 e MOS2

Durante l'analisi delle camere EPIC non si sono riscontrate particolari differenze negli spettri dovute all'uso di strumenti diversi; i modelli di best fit delle camere hanno dato infatti risultati concordanti tra di loro. Le camere MOS in particolare sono due strumenti con caratteristiche simili e hanno dunque risposte simili dello strumento. Per questo motivo si sono uniti i dati di queste tramite il task *addaspcspec* con lo scopo di avere un miglior rapporto segnale rumore nei singoli canali.

I dati sono stati analizzati utilizzando sempre i quattro modelli descritti nel paragrafo 4.3.1 e i risultati ottenuti per ciascun modello sono mostrati nella tabella 4.4; essi sono consistenti con quanto trovato nell'analisi delle singole camere MOS. Nell'ultimo modello (modello 4), con un  $\chi^2/\text{dof}$  di 238.9/207, si è ottenuto un assorbimento pari a  $1.21_{-0.81}^{+1.22}$   $\text{cm}^{-2}$  e una legge di potenza con indice di  $1.37_{-0.14}^{+0.17}$ . L'energia della riga del ferro risulta di  $6.69 \pm 0.03$  keV con una EW di  $0.76 \pm 0.01$  keV. I valori trovati sono in accordo con quanto trovato nelle singole camere EPIC: si ha una legge di potenza piatta, un assorbimento che classifica l'AGN come moderatamente oscurato e una riga del ferro a 6.7 keV con una EW elevata. In tabella 4.5 sono inoltre mostrate le luminosità e i flussi in banda soft e hard per il modello 4.

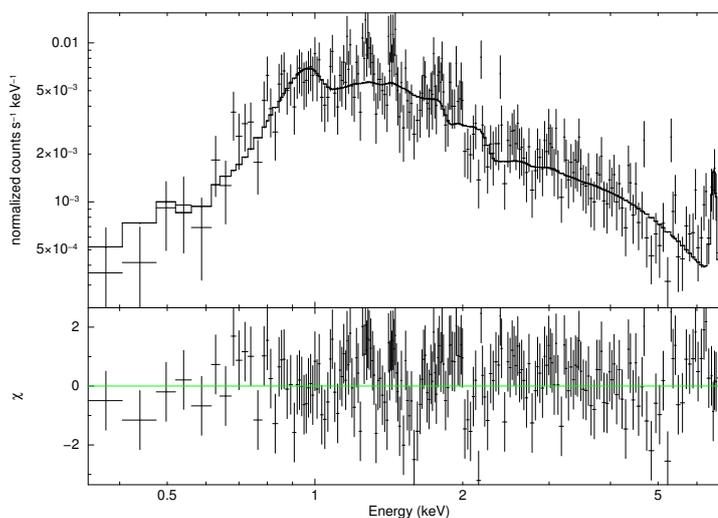


Fig. 4.4 - E' mostrato il best fit del modello 4 e il grafico dei residui in unità di deviazioni standard.

Tabella 4.4

modello (1)	$N_{H,Z}$ (2)	$\Gamma$	$A_{\Gamma} \times 10^{-5}$ (3)	$E_{Fe}$	$A_{Fe}$ (4)	$EW_{Fe}$	kT	$A_{kT}$ (5)	$\chi^2/\text{dof}$ (6)
1		$1.38 \pm 0.06$	$2.88 \pm 0.17$						297.3/212
2	$2.94^{+0.04}_{-0.03}$	$1.44^{+0.11}_{-0.10}$	$3.09^{+0.39}_{-0.34}$						296.0/211
3	$4.15 \pm 0.04$	$1.49 \pm 0.11$	$3.22^{+0.41}_{-0.36}$	$6.69 \pm 0.03$	$1.68 \pm 0.53$				268.9/209
4	$12.12^{+12.22}_{-8.17}$	$1.37^{+0.17}_{-0.14}$	$2.79^{+0.70}_{-0.45}$	$6.69 \pm 0.03$	$1.63 \pm 0.53$	$0.76 \pm 0.01$	$0.94^{+0.14}_{-0.16}$	$9.13^{+3.67}_{-3.14}$	238.9/207

Note: sono mostrati i best fit per i quattro modelli utilizzati durante l'analisi simultanea delle camere MOS1 e MOS2

(1) Modello; (2) assorbimento in unità di  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ; (3) indice spettrale della legge di potenza e sua

normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (4) energia della riga del ferro in keV. La sua larghezza è fissata a 0.01 keV; la sua normalizzazione è in unità di  $10^{-6}$ ; la EW, in keV, è corretta per il redshift; (5) temperatura kT del mekal in keV.

L'abbondanza è fissata al valore solare; (6) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

Tabella 4.5

$\text{Flusso}_{[0.5-2]}$ <sup>(1)</sup>	$\text{Flusso}_{[2-10]}$ <sup>(1)</sup>	$\text{Luminosità}_{[0.5-2]}$ <sup>(2)</sup>	$\text{Luminosità}_{[2-10]}$ <sup>(2)</sup>
$4.19 \times 10^{-14}$	$2.03 \times 10^{-13}$	1.72	4.44

Note: flussi e luminosità calcolate per il best fit del modello 4

(1) Flusso della sorgente nelle bande 0.5-2 keV e 2-10 keV in unità di  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ;

(2) luminosità intrinseca della sorgente (corretta per l'oscuramento)

per le bande 0.5-2 keV e 2-10 keV in unità di  $10^{41} \text{ ergs s}^{-1}$ ;

### 4.2.3 Analisi simultanea delle camere EPIC

Per ridurre le incertezze sui parametri, si è proceduto ad un fit simultaneo degli spettri delle camere MOS e pn. Per ogni strumento è stata introdotta una costante moltiplicativa per tenere conto delle possibili differenze nelle calibrazioni degli strumenti. La costante per la camera pn è stata fissata a 1, mentre quelle delle camere MOS sono lasciate libere di variare.

I risultati ottenuti sono mostrati nelle tabelle 4.6 e 4.7 e confermano quanto visto dall'analisi delle singole camere EPIC. Nell'ultimo modello (modello 4), con un  $\chi^2/\text{dof}$  di 293.9/240, si ottiene un valore dell'assorbimento di  $9.40^{+0.08}_{-0.04} \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ .

L'indice della legge di potenza risulta piatto, con un valore di  $1.35^{+0.10}_{-0.09}$ , ma per avere un vincolo sull'effettiva pendenza dello spettro andrebbe studiato il suo andamento ad energie superiori ai 10 keV. Questa verifica sarà fatta nel seguito utilizzando i dati del satellite *NuSTAR*, il quale copre la banda energetica 3-79 keV. Una legge di potenza piatta, insieme ad una elevata EW della riga del ferro a 6.4 keV e alla presenza di strutture in riflessione potrebbe essere indizio della presenza di un AGN CT nella sorgente. Tuttavia, si deve tenere presente che esistono Seyfert sia di tipo 1 (Matt et al., 2000) che di tipo 2 (Landi et al., 2001) con spettro intrinsecamente piatto.

In fig. 4.5 sono mostrati i contorni di confidenza per l'indice dei fotoni  $\Gamma_{PL}$  della legge di potenza e la densità di colonna  $N_{H,Z}$  e quelli per l'intensità della riga del ferro e la sua normalizzazione nel caso del modello 4. I contorni di confidenza sono calcolati iterativamente facendo variare i due parametri entro un intervallo centrato sul valore di best fit, calcolando ad ogni iterazione il valore del  $\chi^2$ . I contorni sono calcolati imponendo che il  $\Delta\chi^2$  rispetto al best fit sia minore o uguale a 9.21, 4.61 e 2.30, che corrispondono al livello di confidenza del 68%, 90% e 99%.

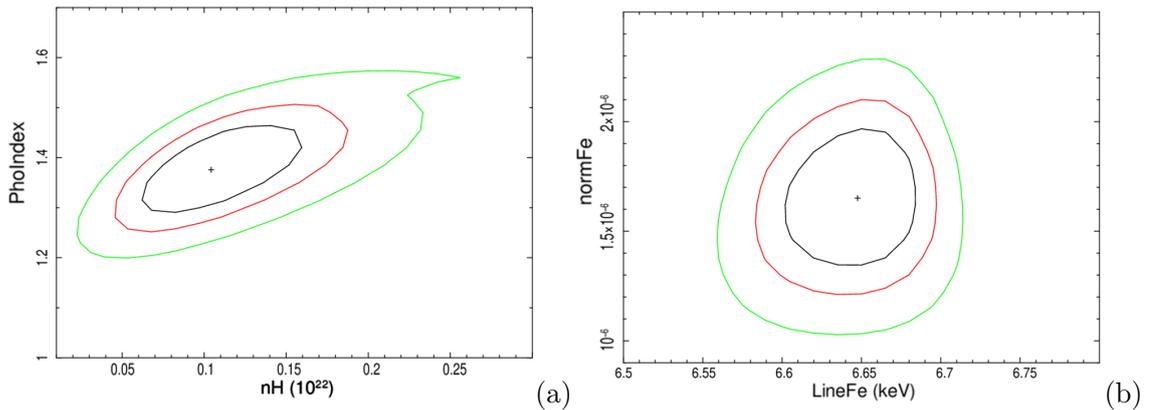


Fig. 4.5 - Contorni di confidenza al 68%, 90% e 99% per la densità di colonna  $N_{H,Z}$  e l'indice spettrale  $\Gamma_{PL}$  della legge di potenza primaria (a) e per l'energia della riga del ferro  $E_{Fe}$  e la sua normalizzazione  $Fe_{norm}$  (b).

Per la relazione  $\Gamma_{PL} - N_{H,Z}$  si vede come, al variare di questi due parametri, si è sempre nei limiti di una legge di potenza piatta e un assorbimento consistente con un AGN di tipo *Compton Thin*. L'indice della legge di potenza varia infatti approssimativamente tra 1.2 e 1.5 (al 99% di confidenza) e l'assorbimento tra  $0.5 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$  e  $2.5 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$  (sempre al 99% di confidenza).

La riga del ferro ottenuta nel best fit risulta avere un'energia nel sistema a riposo della sorgente di  $6.65 \pm 0.04 \text{ keV}$ , consistente con la riga del ferro a  $6.7 \text{ keV}$ . Si può notare inoltre che all'energia della riga del ferro, la cui larghezza è fissata a  $\sigma_{Fe} = 0.01 \text{ keV}$ , restano ancora dei residui, indicando la possibilità di una riga più larga. Questa riga larga potrebbe essere dovuta alla vicinanza di due righe, quella a  $6.7 \text{ keV}$  e quella del ferro neutro a  $6.4 \text{ keV}$  dovuta alla presenza dell'AGN.

Infine, la temperatura del mekal ottenuta nel modello 4 risulta di  $0.94_{-0.15}^{+0.10} \text{ keV}$ . Si noti che, alle energie tra 1 e 2 keV si hanno ancora molti residui, forse dovuti a righe in emissione; un secondo mekal a temperature più elevate potrebbe spiegare la presenza di queste righe, e in particolare di quella a  $6.7 \text{ keV}$ .

Nel prossimo paragrafo si cercherà di sviluppare un modello più complesso che possa essere in grado di ridurre i residui presenti nella banda soft dello spettro e dare una spiegazione plausibile alla presenza della riga del Fe XXV.

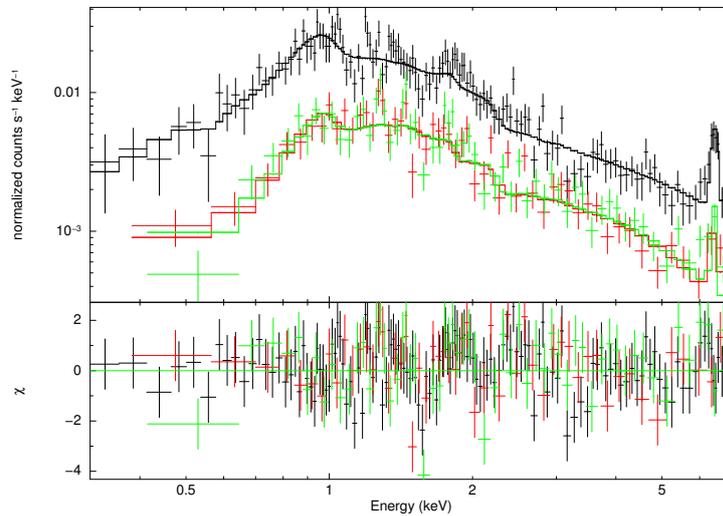


Fig. 4.6 - Best fit del modello 4 per l'analisi simultanea delle camere pn (in nero), MOS1 in (rosso) e MOS2 (in verde). I residui in unità di deviazioni standard.

Tabella 4.6

modello	$N_{H,Z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma}$	$E_{Fe}$	$A_{Fe}$	$EW_{Fe}$	kT	$A_{kT}$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)	(3)	(3)	(4)	(4)	(5)	(5)	(5)	(6)
1	$1.37 \pm 0.04$	$2.83 \pm 0.12$							441.2/245
2	$3.88 \pm 0.02$	$1.45 \pm 0.07$	$3.15^{+0.27}_{-0.25}$						435.3/244
3	$5.53 \pm 0.02$	$1.52 \pm 0.07$	$3.33^{+0.27}_{-0.25}$	$6.65 \pm 0.04$	$1.73^{+0.34}_{-0.34}$				363.3/242
4	$9.40^{+0.08}_{-0.04}$	$1.35^{+0.10}_{-0.09}$	$2.65^{+0.39}_{-0.28}$	$6.65 \pm 0.04$	$1.64 \pm 0.34$	$0.77 \pm 0.01$	$0.94^{+0.10}_{-0.15}$	$1.15^{+0.35}_{-0.31}$	293.9/240

Note: sono mostrati i best fit per i quattro modelli utilizzati durante l'analisi simultanea delle camere MOS e pn.

(1) Modello; (2) assorbimento in unità di  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ; (3) indice spettrale della legge di potenza e normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (4) energia della riga del ferro in keV (la sua larghezza è fissata a 0.01 keV), sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  ed EW corretta per il redshift; (5) temperatura kT del mekal in keV e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (6) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

Tabella 4.7

Strumento	Flusso $_{[0.5-2]}$	Luminosità $_{[0.5-2]}$	Flusso $_{[2-10]}$	Luminosità $_{[2-10]}$
	(1)	(2)	(3)	(2)
Pn	$4.18 \times 10^{-14}$	$1.68 \times 10^{41}$	$2.01 \times 10^{-13}$	$4.38 \times 10^{41}$
MOS1	$4.50 \times 10^{-14}$	$1.81 \times 10^{41}$	$2.16 \times 10^{-13}$	$4.71 \times 10^{41}$
MOS2	$4.21 \times 10^{-14}$	$1.69 \times 10^{41}$	$2.02 \times 10^{-13}$	$4.41 \times 10^{41}$

Note: flussi e luminosità calcolate per il best fit del modello 4 utilizzato nell'analisi simultanea delle camere MOS e pn

(1) flusso della sorgente in banda 0.5-2 keV in  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ;

(2) luminosità intrinseca della sorgente (corretta per l'oscuramento) per le bande 0.5-2 keV e 2-10 keV in  $\text{erg s}^{-1}$ ;

(3) flusso della sorgente in banda 2-10 keV in  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ;

## 4.3 Analisi spettrale approfondita

Nelle analisi precedenti (paragrafo 4.2) si è cercato di modellare lo spettro di IRAS 13120-5453 attraverso dei modelli di base semplici per cercare di individuare le principali *feature* presenti nello spettro. In questa sezione saranno analizzati dei modelli più complessi con lo scopo di avere una comprensione più profonda dei fenomeni fisici responsabili dell'emissione X di questa sorgente.

### 4.3.1 L'analisi del gas caldo

Nelle galassie che presentano fenomeni di *starburst* si osserva sempre un'emissione diffusa e otticamente sottile dovuta alla presenza di plasma termico, tipicamente associata a regioni di formazione stellare. In genere questa componente diffusa è ben fittata con temperature che vanno da 0.1 a 0.9 keV, ma in alcuni casi è richiesto una seconda o una terza componente a temperature più elevate (come nel caso di NGC 6240, Boller et al., 2003). Si è quindi cercato di verificare la presenza di un gas caldo con diverse temperature, la più alta delle quali potrebbe avere un'emissione a 6.7 keV e quindi spiegare la presenza di questa riga molto intensa che si osserva nello spettro della sorgente. Si è inoltre analizzata la possibilità di avere una riga larga a 6.7 keV, come già ipotizzato nel paragrafo precedente in base ai residui presenti a quelle energie.

Attraverso un fit simultaneo degli spettri delle camere MOS e pn, al fine di studiare come la componente termica contribuisca alla riga a 6.7 keV, l'analisi è stata realizzata partendo da un modello base che considera solamente l'assorbimento  $N_{H,z}$  e una legge di potenza (in tutti i modelli descritti nel seguito è considerata anche la presenza dell'assorbimento Galattico). A questo modello base si è aggiunta una prima componente di mekal (modello 1.1), la cui temperatura è risultata essere, nel best fit, di  $0.99^{+0.08}_{-0.13}$  keV, con un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  per questo modello di 361.0/242. Come si vede dalla fig. 4.7 (a) con una sola componente di mekal non viene dato nessun contributo significativo, da parte del gas caldo, alla riga del ferro ionizzata.

A questo modello si è quindi aggiunta una riga del ferro (modello 1.2) con larghezza  $\sigma$  fissata a 0.01 keV. Come ci si aspetta in base alle precedenti analisi, la riga ha un'energia a riposo di  $6.64 \pm 0.04$  keV. Lasciando libera la sua larghezza (modello 1.3), si ottiene un valore di  $0.13^{+0.05}_{-0.06}$  keV per un'energia della riga di  $6.62 \pm 0.02$  keV, con un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  di 285.7/239. Con l'aggiunta della riga si osserva inoltre un modesto irripidimento del continuo (si passa da un indice di potenza di  $1.28 \pm 0.09$  a  $1.37 \pm 0.09$  e  $1.42 \pm 0.10$  con riga stretta e larga).

E' stato verificato, tramite l'F-test<sup>11</sup>, che, con un livello di confidenza del 99.9% è possibile rigettare l'ipotesi di riga stretta. Una riga del ferro larga potrebbe indicare la

---

<sup>11</sup>L'F-Test viene utilizzato per verificare l'effettivo miglioramento del fit quando si aggiunge un'ulteriore componente al modello. Un valore alto dell'F-test indica che l'aggiunta della variabile è statisticamente significativa.

presenza di due righe strette, quella a 6.7 keV dovuta alla componente di *starburst* e quella a 6.4 keV dovuta alla presenza dell'AGN. L'EW della riga risulta notevole, con un valore di  $1.09^{+0.25}_{-0.22}$  keV. In base al grado di oscuramento ottenuto per questa sorgente, l'elevata EW è da attribuirsi probabilmente alla riga a 6.7 keV, poiché ci si aspetta, per la riga a 6.4 keV, un EW bassa, in accordo col fatto che la sorgente contiene un AGN *Compton Thin*.

Nella tabella 4.8 sono mostrati i risultati ottenuti per questi tre modelli.

Per verificare la presenza di una seconda componente termica, è stato aggiunto un secondo mekal al modello 1.1. Con il nuovo modello di best fit (modello 2.1) si sono ottenute temperature di  $0.91^{+0.13}_{-0.06}$  keV e  $5.98^{+0.79}_{-2.16}$  keV per un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  di 325.5/240.

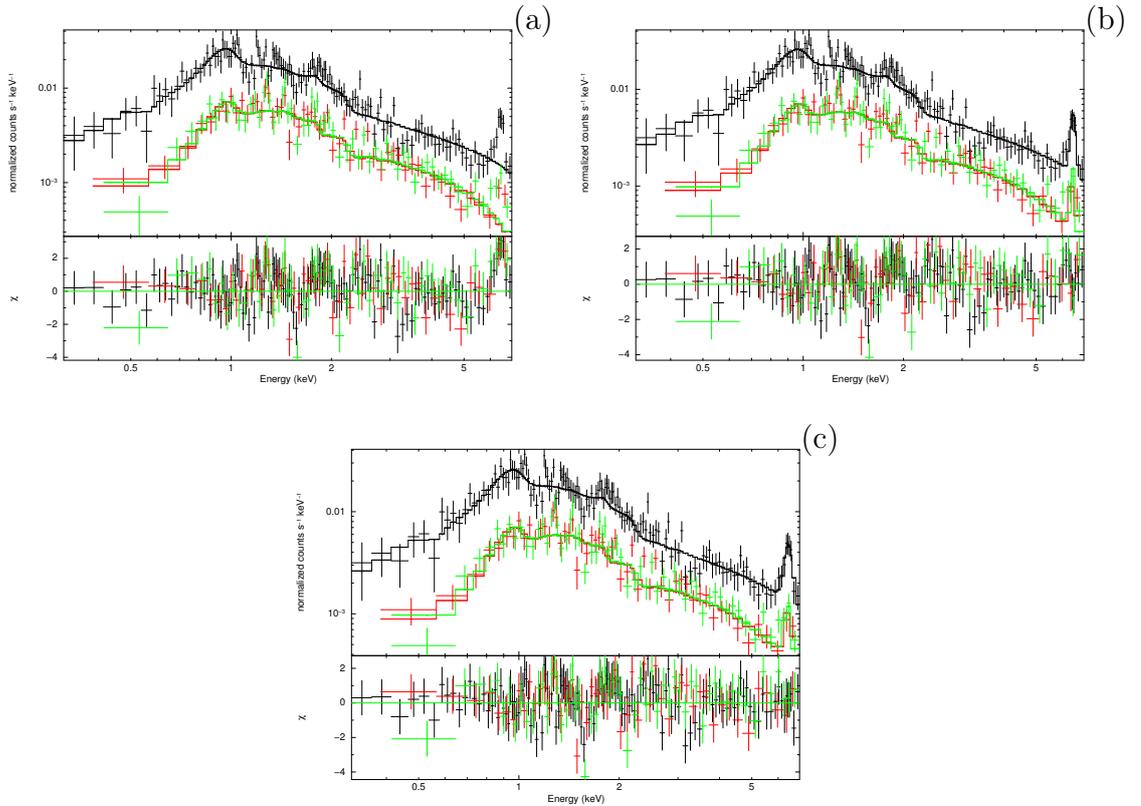


Fig. 4.7 (a) **modello 1.1:** mekal+ $N_{H,Z}$ (PL); (b) **modello 1.2:** mekal+ $N_{H,Z}$ (PL+FeLine): è stata aggiunta al modello 1.1 una riga gaussiana con larghezza  $\sigma$  fissata a 0.01 keV; (c) **modello 1.3:** mekal+ $N_{H,Z}$ (PL+FeLine) con larghezza della riga del ferro libera. Nei pannelli in basso sono rappresentati i residui in unità di deviazione standard.

Dalla fig. 4.8 (a) è possibile notare come questa volta viene dato un contributo da parte del mekal più caldo all'energia della riga ionizzata del ferro, anche se non importante come quello che effettivamente si osserva nello spettro. Aggiungendo una riga del ferro

con larghezza  $\sigma$  fissata a 0.01 keV (modello 2.2) si vede che questa volta l'energia si sposta al valore di  $6.60 \pm 0.05$  keV, per un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  di 290.7/238 e le temperature dei due mekal di  $0.96^{+0.09}_{-0.12}$  keV e  $9.57^{+26.29}_{-4.30}$  keV. Anche questa volta si è lasciata la larghezza della riga libera (modello 2.3), ottenendo un valore di  $0.17^{+0.09}_{-0.08}$  keV. Con un livello di confidenza del 99.9%, è possibile rigettare l'ipotesi di riga stretta anche per questo modello.

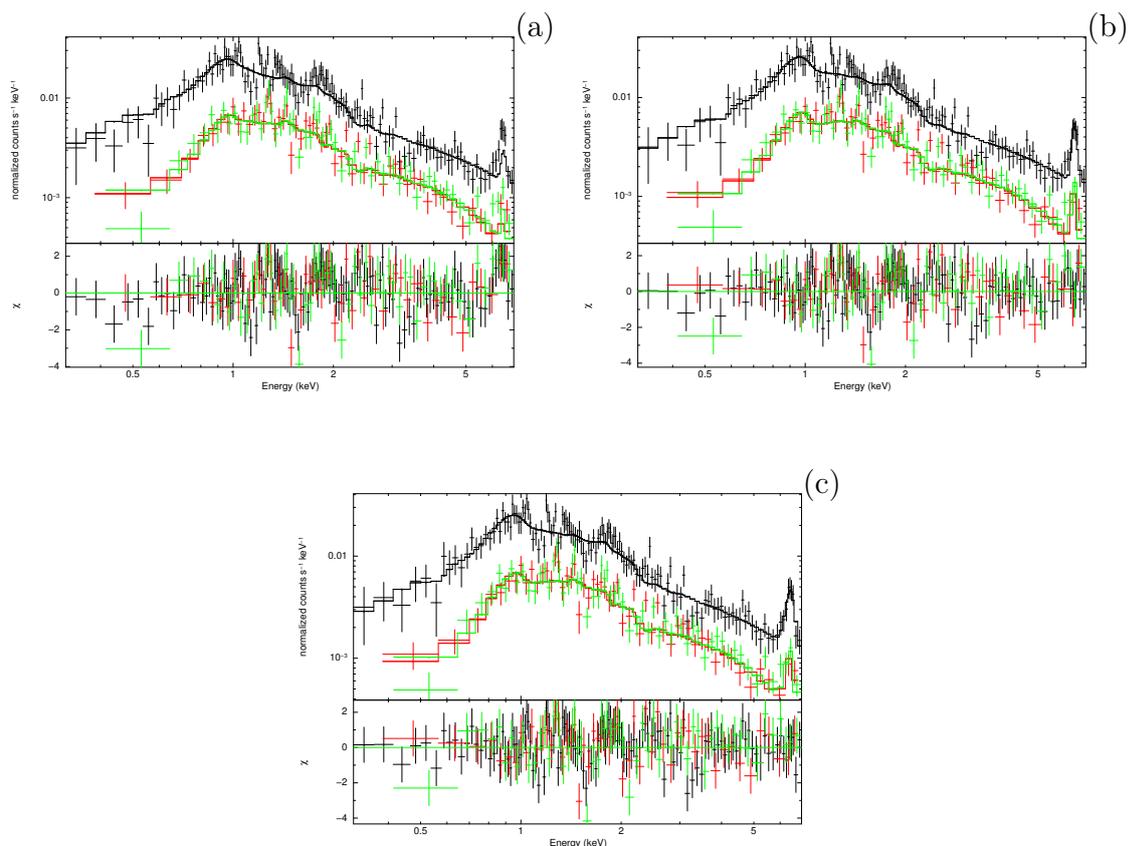


Fig. 4.8 (a) **modello 2.1** in cui è stata aggiunta una seconda componente di gas caldo. Si nota il contributo che viene dato alle energie della riga del ferro ionizzato, non così importante come quello che si osserva nello spettro; (b) **modello 2.2** in cui è stato aggiunto al modello 2.1 la riga del ferro con larghezza fissa; (c) **modello 2.3** in cui la larghezza della riga del ferro è lasciata libera. I residui sono in unità di deviazione standard.

Tabella 4.8

modello	$N_{H,z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma}$	$E_{Fe}$	$A_{Fe}$	$\sigma_{Fe}$	EW Fe	$kT[1]$	$A_{kT}[1]$	$kT[2]$	$A_{kT}[2]$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
1.1	$\mathbf{kT}_1 + \mathbf{N}_{H,z}(\mathbf{PL})$											
	$0.08^{+0.04}_{-0.05}$	$1.28 \pm 0.09$	$2.51^{+0.32}_{-0.29}$					$0.99^{+0.08}_{-0.13}$	$9.72^{+2.41}_{-2.39}$			361.0/242
1.2	$\mathbf{kT}_1 + \mathbf{N}_{H,z}(\mathbf{PL} + \mathbf{FeLine}_{\sigma=0.01\text{keV}})$											
	$1.05^{+0.06}_{-0.04}$	$1.37 \pm 0.09$	$2.74^{+0.53}_{-0.49}$	$6.64 \pm 0.04$	$1.65 \pm 0.34$		$0.77^{+0.15}_{-0.16}$	$0.97^{+0.09}_{-0.14}$	$9.10^{+2.43}_{-2.39}$			296.1/240
1.3	$\mathbf{kT}_1 + \mathbf{N}_{H,z}(\mathbf{PL} + \mathbf{FeLine}_{\sigma\text{lib}})$											
	$1.18^{+0.05}_{-0.06}$	$1.42 \pm 0.10$	$2.86^{+0.33}_{-0.45}$	$6.62 \pm 0.04$	$2.22^{+0.47}_{-0.50}$	$0.13^{+0.05}_{-0.06}$	$1.09^{+0.25}_{-0.22}$	$0.96^{+0.10}_{-0.14}$	$8.78^{+2.34}_{-2.46}$			285.7/239
2.1	$\mathbf{kT}_1 + \mathbf{kT}_2 + \mathbf{N}_{H,z}(\mathbf{PL})$											
	$3.55^{+0.44}_{-0.26}$	$0.85^{+0.26}_{-0.50}$	$0.77^{+0.45}_{-0.48}$					$0.91^{+0.13}_{-0.06}$	$7.19^{+2.26}_{-2.17}$	$5.98^{+0.79}_{-2.16}$	$6.81^{+1.69}_{-1.49}$	325.5/240
2.2	$\mathbf{kT}_1 + \mathbf{kT}_2 + \mathbf{N}_{H,z}(\mathbf{PL} + \mathbf{FeLine}_{\sigma=0.01\text{keV}})$											
	$2.72^{+4.50}_{-1.71}$	$1.26 \pm 0.31$	$1.39^{+0.83}_{-0.64}$	$6.60 \pm 0.05$	$1.37 \pm 0.34$		$0.54^{+0.18}_{-0.15}$	$0.96^{+0.09}_{-0.12}$	$9.04^{+2.72}_{-2.49}$	$9.57^{+26.29}_{-4.30}$	$5.39^{+2.62}_{-3.17}$	290.7/238
2.3	$\mathbf{kT}_1 + \mathbf{kT}_2 + \mathbf{N}_{H,z}(\mathbf{PL} + \mathbf{FeLine}_{\sigma\text{lib}})$											
	$3.58^{+4.65}_{-2.26}$	$1.37^{+0.26}_{-0.27}$	$1.83^{+1.71}_{-0.83}$	$6.58^{+0.05}_{-0.06}$	$1.95^{+0.58}_{-0.54}$	$0.17^{+0.09}_{-0.08}$	$1.15 \pm 0.27$	$0.87^{+0.16}_{-0.07}$	$8.56^{+2.03}_{-1.95}$	$6.64^{+12.70}_{-5.89}$	$4.57^{+2.42}_{-4.12}$	281.9/237

Note: sono mostrati i best fit per i modelli utilizzati durante l'analisi simultanea delle camere MOS e pn.

(1) modello; (2) assorbimento in unità di  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ; (3) indice spettrale della legge di potenza; (4) normalizzazione della legge di potenza in unità di  $10^{-5}$ ; (5) energia della riga del ferro in keV; (6) normalizzazione della riga del ferro in unità di  $10^{-6}$ ; (7) larghezza della riga del ferro in keV; (8) larghezza equivalente del ferro in unità di keV corretta per il redshift; (9) temperatura kT del primo mekal in keV. L'abbondanza è fissata al valore solare; (10) normalizzazione della seconda componente termica (mekal) in unità di  $10^{-6}$ ; (11) temperatura kT del secondo mekal in keV. L'abbondanza è fissata al valore solare; (12) normalizzazione della seconda componente termica (mekal) in unità di  $10^{-5}$ ; (13) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

Nel modello finale, si raggiunge un buon fit con due mekal di temperature  $0.87^{+0.16}_{-0.07}$  keV e  $6.64^{+12.70}_{-5.89}$  keV. Il rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  tra i modelli 1.3 e 2.3 rimane comunque molto simile; il modello contenente i due mekal a temperature diverse è preferito, rispetto a quello contenente un solo mekal, con una significatività dell'80%.

Dai contorni di confidenza mostrati nelle fig. 4.9 e 4.10 per le relazioni  $\sigma_{Fe}-E_{Fe}$  e  $\text{norm}_{Fe}-E_{Fe}$  si nota bene come la riga in emissione del ferro a 6.7 keV prodotta dal secondo mekal causi lo slittamento della componente della riga modellata con una gaussiana ad energie più basse. Per il modello 1.3 si ha un centroide della riga all'energia 6.63 keV che varia tra 6.55 e 6.7 keV al variare della normalizzazione e della larghezza della riga, la quale è compresa tra 0.02 keV e 0.28 keV al 99% di confidenza. Per il modello 2.3, il centroide si sposta all'energia di 6.59 keV, variando tra 6.45 e 6.69 keV al variare della normalizzazione e della larghezza della riga, compresa tra 0.02 e 0.4 keV, sempre al 99% di confidenza.

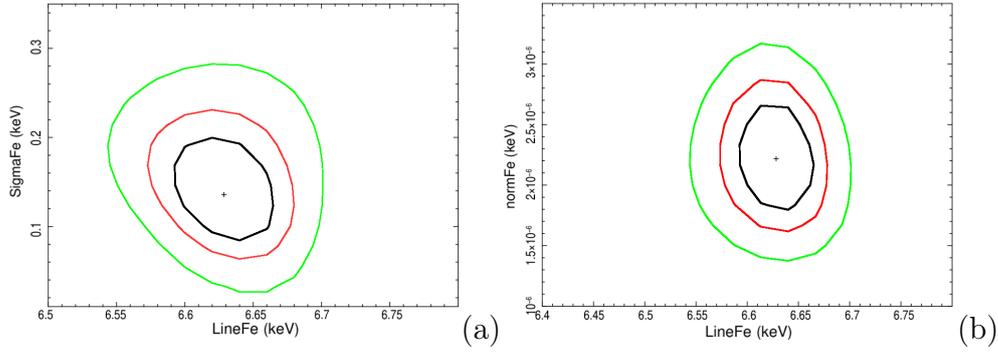


Fig. 4.9 - Contorni di confidenza del modello 1.3 per i parametri  $E_{Fe}-\sigma_{Fe}$  (a) e  $E_{Fe}-\text{NormFe}$  (b)

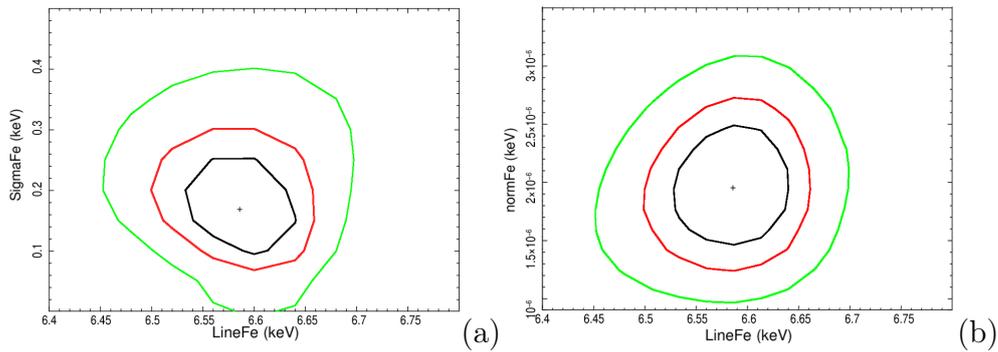


Fig. 4.10 - Contorni di confidenza del modello 2.3 per i parametri  $E_{Fe}-\sigma_{Fe}$  (a) e  $E_{Fe}-\text{NormFe}$  (b)

Inoltre nelle tabelle 4.9, 4.10 e 4.11 sono calcolate le luminosità dei due mekal e quella totale nelle bande 0.5-2 keV e 2-10 keV.

Tabella 4.9

**Luminosità in banda 0.5 - 2 keV** calcolata (1) per il primo mekal in unità di  $10^{40}$  ergs/s per i modelli 1.1,1.2, 1.3 e 2.1, 2.2, 2.3; (2) per il secondo mekal in unità di  $10^{40}$  ergs/s per i modelli 2.1, 2.2, 2.3.

(1)	(2)					
	1.1	1.2	1.3	2.1	2.2	2.3
strumento	1.1	1.2	1.3	2.1	2.2	2.3
Pn	3.66	3.50	3.42	2.96	3.52	3.66
Mos1	3.91	3.76	3.68	3.20	3.78	3.95
Mos2	3.67	3.51	3.45	3.00	3.55	3.71

Tabella 4.10

**Luminosità in banda 2-10 keV** calcolata (1) per il primo mekal in unità di  $10^{39}$  ergs/s per i modelli 1.1, 1.2, 1.3 e 2.1,2.2, 2.3; (2) per il secondo mekal in unità di  $10^{41}$  ergs/s per i modelli 2.1, 2.2, 2.3.

(1)	(2)					
	1.1	1.2	1.3	2.1	2.2	2.3
Strumento	1.1	1.2	1.3	2.1	2.2	2.3
Pn	3.73	3.35	3.14	4.33	3.25	2.53
Mos1	4.12	3.70	3.49	4.69	3.61	2.80
Mos2	3.86	3.47	3.27	4.39	3.39	2.63

Tabella 4.11: luminosità e flussi in banda soft e hard per il modello 2.3

Strumento	Luminosità <sub>[0.5-2]</sub> <sup>(1)</sup>	Luminosità <sub>[2-10]</sub> <sup>(2)</sup>	Flusso <sub>[0.5-2]</sub> <sup>(3)</sup>	Flusso <sub>[2-10]</sub> <sup>(4)</sup>
Pn	1.01	4.00	4.18	1.93
Mos1	1.11	4.33	4.52	2.09
Mos2	1.04	4.07	4.25	1.96

(1) Luminosità nella banda 0.5-2 keV e (2) 2-10 keV, in unità di  $10^{41}$  erg/s;

(3) flusso nella banda 0.5- 2 keV in unità si  $10^{-14}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>;

(4) flusso nella banda 2-10 keV in unità si  $10^{-13}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>;

Nell'ultimo modello, il primo mekal ha una luminosità, mediata tra i tre strumenti, di  $3.77 \times 10^{40}$  erg/s in banda 0.5-2 keV e di  $6.10 \times 10^{40}$  erg/s in banda 2-10 keV. Per il secondo mekal, si hanno delle luminosità per le due bande rispettivamente di  $2.65 \times 10^{39}$  erg/s e

$1.22 \times 10^{41}$  erg/s. Le luminosità in banda soft del primo e secondo mekal costituiscono dunque  $1/3$  e  $2/3$  rispettivamente della luminosità totale dello spettro, che risulta di  $1.05 \times 10^{41}$  erg/s nella banda 0.5-2 keV e  $4.13 \times 10^{41}$  erg/s in quella 2-10 keV. Da queste luminosità è possibile ricavare una stima del tasso di formazione stellare della galassia. Infatti esiste una stretta correlazione (Mineo et al., 2012) tra la luminosità X del mekal in banda 0.5-2 keV e lo SFR della galassia ospite:

$$L_{0.5-2}(\text{erg/s}) \approx (5.2 \pm 0.2) \times 10^{38} \text{SFR}(M_{\odot} / \text{yr})$$

Prendendo la media delle  $L_{0.5-2}$  dei tre strumenti della camera EPIC per il primo e secondo mekal, si ricava uno SFR di  $70 \pm 3 M_{\odot}/\text{yr}$  dalla luminosità del primo mekal e  $120 \pm 5 M_{\odot}/\text{yr}$  dalla luminosità del secondo mekal. Quest'ultimo ha un valore simile al tasso di *outflow* di questa galassia ( $\dot{M} \sim 130_{-95}^{+390} M_{\odot}/\text{yr}$ ) ottenuto dall'analisi della riga dell'OH in Sturm et al., 2011.

Un'altra relazione che lega il tasso di formazione stellare alle luminosità in banda soft e hard X è quella ottenuta da Ranalli et al. (2003), la quale è valida sia per galassie puramente *starburst* sia per galassie *starburst* contenenti un AGN di bassa luminosità:

$$\text{SFR} = 2.2 \times 10^{-40} L_{0.5-2} M_{\odot} / \text{yr}$$

$$\text{SFR} = 2.0 \times 10^{-40} L_{2-10} M_{\odot} / \text{yr}$$

Da queste, si ottengono rispettivamente 20 e 80  $M_{\odot}/\text{yr}$  dalle luminosità soft e hard X. Questi valori sono più bassi rispetto a quelli ottenuti dalla formula di Mineo et al. (2012); il motivo potrebbe essere legato al fatto che i campioni utilizzati per ottenere le relazioni sono differenti: il campione utilizzato in Mineo et al. (2012) comprende galassie di tipo *late-type* e galassie ULIRG, mentre il campione utilizzato da Ranalli et al. (2003) comprende galassie a spirali o irregolari che non presentano fenomeni di AGN. Lo SFR ottenuto da Mineo et al. (2012) è inoltre simile a quello calcolato da Sturm et al., 2011, (168  $M_{\odot}/\text{yr}$ ) utilizzando la  $L_{IR}$ .

La bassa potenza dell'AGN ottenuta dalle analisi in banda X, unitamente al fatto che questa galassia presenta una stima dello SFR (in accordo con quanto ottenuto dalla relazione di Mineo et al., 2012 e da quanto ricavato in Sturm et al., 2011) simile al tasso di *outflow*, sembra indicare che l'origine dei venti sia da attribuirsi in gran parte all'attività di formazione stellare. Un'ulteriore conferma è fornita dalla velocità di *outflow*, che per IRAS 13120-5453 è dello stesso ordine di grandezza del valore, calcolato nei modelli teorici (Martin et al., 2005), della velocità dei venti associati all'energia iniettata nell'ISM dalle esplosioni di supernovae, il quale è dell'ordine di 500, 600 km/s. Velocità più elevate richiederebbero anche la pressione di radiazione dell'AGN come motore dei venti, la quale potrebbe essere in grado di imprimere velocità anche superiori ai 1000 km/s. Tali velocità infatti si osservano nelle ULIRG contenenti AGN di alta luminosità. Nel caso di

IRAS 13120-5453 è possibile che l'attività di AGN non abbia un ruolo fondamentale nella formazione dei venti molecolari.

Attraverso i modelli 1.1-1.3 e 2.1-2.3 sviluppati nel presente paragrafo, si è visto come la presenza di una riga larga sia richiesta al 99% di confidenza, dovuta probabilmente alla presenza della riga a 6.4 keV prodotta dall'AGN e quella a 6.7 keV legata all'attività di formazione stellare. Si è potuto inoltre apprezzare come un secondo mekal a temperature più elevate sia in grado di dare un contributo alla riga del ferro a 6.7 keV, ma non così elevato come quello richiesto dallo spettro.

Oltre all'aggiunta di una componente di gas a temperature elevate, un altro modo per ottenere una riga intensa a 6.7 keV è quello di aumentare la metallicità del gas. Nel tentativo di migliorare la qualità del fit, come esercizio si è provato a raddoppiare la metallicità dei mekal fissandola a  $2Z_{\odot}$ . Si è ottenuto un best fit con un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  di 278.4/237 e temperature, per i due mekal, di  $0.87^{+0.12}_{-0.07}$  e  $7.53^{+3.67}_{-2.33}$  keV. Nella tabella seguente sono mostrati i valori ottenuti per gli altri parametri del best fit.

Tabella 4.12.

$N_{H,Z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma}$	$E_{Fe}$	$A_{Fe}$	$\sigma_{Fe}$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)			(3)		(4)
$0.41^{+0.51}_{-0.26}$	$1.41^{+0.31}_{-0.24}$	$1.72^{+1.00}_{-0.63}$	$6.53 \pm 0.08$	$1.55^{+0.63}_{-0.52}$	$0.17^{+0.07}_{-0.05}$	278.4/237

Note: valori dei parametri del best fit del modello

$N_H(\text{MEKAL}(1)+\text{MEKAL}(2)+N_{H,z}(\text{PL}+\text{LINEFe}))$  considerando una metallicità, per entrambi i mekal, di  $2Z_{\odot}$ . (1) Assorbimento in unità di  $10^{22}\text{cm}^{-2}$ ; (2) indice della legge di potenza e normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (3) energia della riga del ferro, normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  e larghezza della riga in keV; rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

L'energia della riga del ferro si sposta ad energie più vicine a quella del Fe  $K\alpha$  a 6.4 keV. Ciò è visibile anche nei contorni di confidenza per la coppia di parametri  $E_{Fe}-\sigma_{Fe}$  mostrati in figura 4.11: il centroide della riga si sposta all'energia di 6.52 keV, e, al variare della normalizzazione, è compresa, al 99% di confidenza, tra 6.34 e 6.63 keV.

Tuttavia la metallicità non è conosciuta per questo oggetto;  $2Z_{\odot}$  è un valore alto, anche se non sorprendente per una regione di formazione stellare. Si deve notare che la metallicità varia a seconda dell'elemento considerato. In una regione di formazione stellare ci si aspetta che il gas interstellare sia arricchito da supernovae di tipo *Core-Collapse* (SN II), che producono elementi di tipo  $\alpha$ , ma poco ferro.

Si sono confrontati, inoltre, diversi fit variando la metallicità dei due mekal. Ad ogni fit, la metallicità è stata congelata via via ad un valore più alto. La minima metallicità

che dovrebbero avere i due mekal, ed in particolare, quello più caldo, affinché si ottenga lo spostamento della riga aggiunta al modello a 6.4 keV entro il 99% di confidenza, è di 4-5  $Z_{\odot}$ . Questo esercizio suggerisce come l'uso, nel modello, di componenti del gas con metallicità sovrasolare possa rendere conto del complesso relativo all'emissione della riga del ferro.

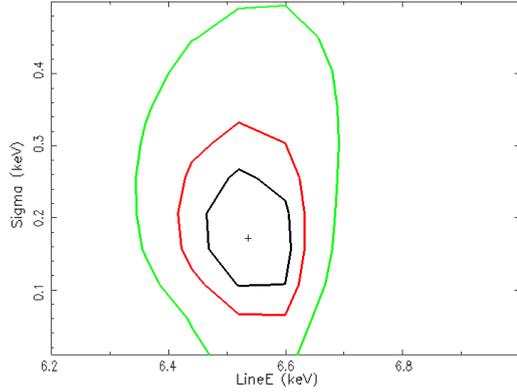


Fig. 4.11 - Contorni di confidenza per i parametri  $E_{Fe}$ -  $\sigma_{Fe}$ .

Un'ulteriore analisi è stata fatta sull'EW della riga del ferro. Si è visto che è possibile rigettare l'ipotesi di riga stretta per questa sorgente, e si è quindi ipotizzato che la larghezza della riga sia dovuta alla vicinanza di due righe, quella a 6.4 keV dovuta alla presenza dell'AGN e quella a 6.7 keV dovuta al gas caldo collisionale. Per verificare questa ipotesi, al modello 2.3, al posto di una riga larga a 6.7 keV, sono state aggiunte due righe strette (con larghezza fissata a 0.01 keV) alle energie di 6.4 e 6.7 keV. Si ottiene un buon fit con un  $\chi^2/\text{dof}$  di 282.6/236, equivalente al modello 2.3 in cui si considera una riga larga. I risultati del fit sono mostrati in tabella 4.13.

Il valore dell'energia delle due righe del ferro, nel sistema a riposo della sorgente, è di  $6.43 \pm 0.14$  keV e  $6.68^{+0.08}_{-0.04}$  keV, consistenti con la riga del ferro neutro a 6.4 keV e la riga del ferro ionizzata a 6.7 keV. Per la riga a 6.7 keV si ha una EW pari a  $0.51^{+0.03}_{-0.01}$  keV e per la riga a 6.4 keV una EW di  $0.14^{+0.15}_{-0.01}$  keV. Questa modellistica della riga è in accordo con quanto ipotizzato: la riga a 6.7 keV, prodotta dall'elevata temperatura del gas caldo collisionale (quindi la cui origine è legata ai fenomeni di formazione stellare) ha una EW più intensa; la riga del ferro, legata alla presenza dell'AGN nella galassia, ha una EW più bassa, consistente con un AGN di tipo *Compton Thin*.

Si è inoltre analizzata la possibilità di un blend delle righe Fe XXV (6.7 keV) e Fe XXVI (6.9 keV), le quali sono entrambe emesse dal gas caldo collisionale e sono state risolte nello spettro di alcune ULIRG, come per esempio NGC 6240, la cui emissione nel soft è dovuta ad un gas caldo con tre diverse temperature (Boller et al., 2003). Tuttavia

la riga larga presente nello spettro non arriva a coprire le energie della riga del Fe XXVI; infatti il tentativo di modellare lo spettro con due righe strette, una a 6.7 keV e una a 6.9 keV risulta in un fit non accettabile.

Per quanto riguarda la legge di potenza, il suo indice piatto potrebbe essere legato alla presenza di strutture in riflessione, le quali, modificando la forma spettrale alle più alte energie, rendono apparentemente più piatto lo spettro. La possibilità, in base al modello utilizzato precedentemente, di una riga del ferro neutro a 6.4 keV con una EW non elevata suggerisce che un forte contributo da un'eventuale componente di riflessione, come possibile spiegazione di uno spettro piatto, è inverosimile. Si è quindi provato ad utilizzare dei modelli di riflessione attraverso il codice *MYTorus*, il quale modella l'assorbimento e la riflessione nel caso di oggetti CT. Non sono stati ottenuti dei fit accettabili e fisicamente validi: lo spettro non richiede una componente di riflessione.

Tabella 4.13

$N_{H,Z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma}$	$E_{Fe6.4}$	$A_{Fe6.4}$	$EW_{Fe6.4}$	$E_{Fe6.7}$	$A_{Fe6.7}$	$EW_{Fe6.7}$
(1)	(2)			(3)			(4)	
$0.20^{+0.22}_{-0.10}$	$1.46^{+0.16}_{-0.13}$	$3.05^{+0.75}_{-2.20}$	$6.43 \pm 0.14$	$6.45^{+7.99}_{-3.24}$	$0.14^{+0.15}_{-0.01}$	$6.68^{+0.08}_{-0.04}$	$1.52^{+0.79}_{-0.32}$	$0.51^{+0.03}_{-0.01}$

Tabella 4.13

kT[1]	$A_{kT}[1]$	kT[2]	$A_{kT}[2]$	$\chi^2/\text{dof}$
(5)		(6)		(7)
$1.02^{+1.80}_{-0.13}$	$9.43^{+3.34}_{-8.47}$	$0.42^{+0.46}_{-0.19}$	$2.65^{+3.22}_{-2.38}$	282.62/236

Note: (1) assorbimento in unità di  $10^{22}\text{cm}^{-2}$ ; (2) indice della legge di potenza e sua normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (3) energia della riga del ferro in keV, sua normalizzazione in unità di  $10^{-7}$  ed EW in keV; (4) energia della riga del ferro in keV, sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  ed EW in keV; (5) temperatura e normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  del primo mekal; (6) temperatura e normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  del secondo mekal; (7) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

### 4.3.2 La ricerca di righe in emissione

Anche con la presenza di un gas caldo collisionale a due diverse temperature, rimangono ancora dei residui nello spettro, come si può notare dalla fig. 4.12 (modello 2.3 analizzato nel paragrafo 4.3.1).

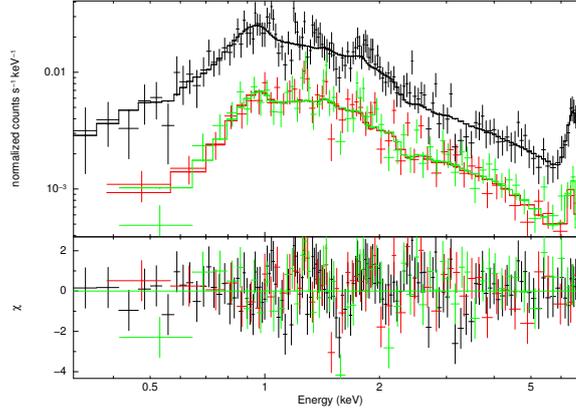


Fig. 4.12 - Best fit del modello 2.3 (analizzato nel paragrafo 4.3.1) in cui si notano i residui presenti nella parte soft dello spettro.

Potrebbe quindi esserci un'ulteriore sorgente di righe in emissione, ovvero del gas fotoionizzato illuminato dall'emissione dell'AGN oscurato. Per riprodurre le principali righe presenti soprattutto alle basse energie, invece di utilizzare un modello più complesso sono state aggiunte al modello 2.3 (ottenuto nel paragrafo precedente) delle righe gaussiane con larghezza  $\sigma$  fissata a 0.01 keV, utilizzando il parametro *gaussian* di XSPEC. Di seguito sono riportati i risultati di questo approccio 'fenomenologico' allo spettro.

Con l'aggiunta della prima riga si ottiene, nel modello di best fit, un valore dell'energia pari a  $1.90^{+0.03}_{-0.04}$  keV, con un EW di  $0.06^{+0.02}_{-0.05}$  keV. Le temperature dei due mekal ottenute sono pari a  $1.03^{+1.33}_{-0.13}$  keV e  $0.49^{+0.41}_{-0.15}$  keV per un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  di 266.7/235. L'energia di questa riga corrisponde al Mg XI. Dai contorni di confidenza in fig. 4.13 per la relazione  $E_{line1} - \text{norm}_{line1}$  si vede che, al variare della normalizzazione della riga, la sua energia varia tra 1.75 a 1.95 keV al 99% di confidenza. Entro gli errori, questa riga potrebbe essere identificata anche con la riga del Si XIII a 1.85 keV. Questa riga infatti sembra essere molto più intensa nelle ULIRG che contengono un AGN, rispetto a quelle che mostrano solamente fenomeni di *starburst* (Iwasawa et al., 2011). Infatti, a quelle energie, lo spettro del gas caldo collisionale, che emette nel soft X, ha un contributo minore. E' quindi proprio a queste energie che si potrebbe notare un ulteriore contributo da parte dell'AGN oscurato. La significatività della presenza della riga in emissione, calcolata con l'F-test, è del 99.99%.

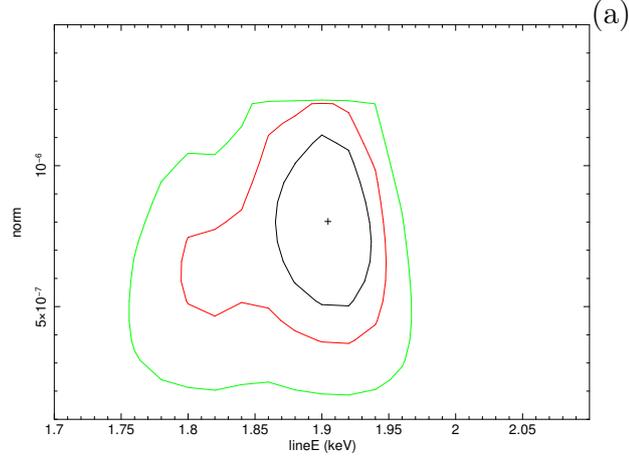


Fig. 4.13 - Contorni di confidenza  $E_{line1}$ -  $norm_{line1}$  per la prima riga aggiunta al modello 2.3.

Aggiungendo una seconda riga, la prima slitta ad un valore di  $1.92^{+0.03}_{-0.02}$  keV e per la seconda riga si ottiene un'energia di  $1.78^{+0.03}_{-0.04}$  keV, la quale è riconducibile agli elementi Fe XXIV e Si VII. Con un valore di 259.2/233 si ha un miglioramento del rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  rispetto al modello precedente, con una significatività del 99.97%. Con l'aggiunta di una terza riga, si ha un ulteriore miglioramento del fit ( $\chi^2/\text{dof}$  di 241.7/231). Si ottiene un'energia di questa di  $1.27 \pm 0.01$  keV, identificabile con i seguenti elementi: Fe XX, Fe XXI, o Ne XI, Ne X. La riga è richiesta con una significatività maggiore del 99.99%.

Infine, si è aggiunta un'ultima riga, che è risultata avere un'energia pari a  $1.42 \pm 0.02$  keV, corrispondente al Fe XXI o Fe XXII. Con un  $\chi^2/\text{dof}$  di 227.2/229, si ha un miglioramento maggiore del 99.99% di confidenza secondo l'F-test. In questo modello finale, le temperature ottenute dei due mekal sono di  $0.78^{+0.09}_{-0.13}$  e  $2.23^{+2.35}_{-0.76}$  keV. La temperatura del mekal più caldo è leggermente più bassa rispetto a quanto ottenuto nel modello 2.3 a causa dell'aggiunta delle righe in emissione; vi è anche un irripidimento della legge di potenza, con un indice di  $1.65^{+0.40}_{-0.35}$ . Entrambi sono concordi, entro gli errori, con le analisi precedenti. L'assorbimento ottenuto è inoltre di un ordine di grandezza maggiore rispetto ai risultati precedenti ( $1.56^{+1.26}_{-0.70} \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ ).

In tabella 4.14 sono mostrati i risultati dei best fit dei quattro modelli ora discussi e in fig. 4.15 i contorni di confidenza per i parametri  $E_{line}$ -  $norm_{line}$  per questi modelli.

Le righe ottenute dall'ultimo modello possono identificarsi con:

Mg XI ( $1.92 \pm 0.03$  keV); Fe XXIV, Si VII ( $1.76 \pm 0.03$  keV); Fe XXI, Fe XXII ( $1.42 \pm 0.02$  keV); Fe XX, Fe XXI, Ne IX, Ne X ( $1.26 \pm 0.01$  keV). E' da notare che, mentre nel modello 1 la riga ottenuta poteva essere consistente con la riga del Si XIII osservata in molte ULIRG, nel modello finale questa assume un'energia più elevata, non consistente con il Si XIII. Questo potrebbe essere dovuto al fatto che, a quelle energie, sono presenti sia le righe del Si che del Mg XI-XII. Sfortunatamente, la risoluzione spettrale delle camere

EPIC non permette una chiara distinzione tra le righe in emissione, alcune delle quali potrebbero essere molto vicine tra loro e non distinguibili singolarmente.

Le righe identificate sono consistenti con quelle osservate in altre galassie, come la ULIRG NGC 6240 (Boller et al., 2003) e la *starburst* NGC 253 (Pietsch et al., 2001). Per entrambi questi oggetti, il soft X è modellato da un gas caldo collisionale a tre componenti.

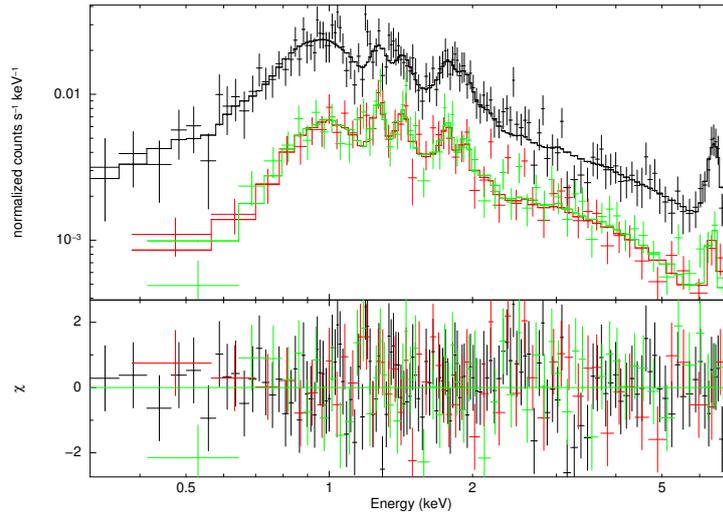


Fig. 4.14 - Best fit del modello 4 in cui sono aggiunte quattro righe gaussiane in emissione.

Un contributo ulteriore alle righe in emissione potrebbe essere dovuto alla fotoionizzazione del gas da parte dell'emissione dell'AGN. Nel caso di sorgenti ionizzanti non oscurate, sono previste EW delle righe in emissione nella parte soft dello spettro dell'ordine di 10-50 eV (Netzer et al., 1996). All'aumentare dell'oscuramento, a causa della soppressione del continuo, sono invece predette EW più elevate. Le EW delle righe in emissione trovate, ed in particolare quella della riga a 1.9 keV sono dell'ordine di 60-70 eV, leggermente più elevate rispetto all'EW delle righe osservate negli spettri delle sorgenti non oscurate, in accordo con un grado di oscuramento, della sorgente esaminata, non elevato. Inoltre, se presente emissione da parte di gas fotoionizzato, un contributo è dato anche per la riga a 6.7 keV del Fe XXV, come nel caso di NGC 1068 (Nietzer & Turner, 1997).

Purtroppo la bassa statistica non permette una diagnosi più dettagliata in grado di poter separare il contributo da parte del plasma collisionale da quello del gas fotoionizzato.

In fig. 4.14 è mostrato il best fit del modello 4, contenente tutte le righe trovate.

Tabella 4.14

(1)	kT [1]	$A_{kT}$ [1]	kT [2]	$A_{kT}$ [2]	$E_{line1}$	$A_{line1}$	EW <sub>2</sub>	$E_{line2}$	$A_{line2}$	EW <sub>2</sub>	$E_{line3}$	$A_{line3}$
	(2)		(3)		(4)			(5)			(6)	
1	$1.03^{+1.33}_{-0.13}$	$9.18^{+3.00}_{-8.60}$	$0.49^{+0.41}_{-0.15}$	$2.28^{+3.71}_{-1.14}$	$1.90^{+0.03}_{-0.04}$	$0.80 \pm 0.33$	$0.06^{+0.02}_{-0.05}$					
2	$1.05^{+1.90}_{-0.05}$	$9.25^{+2.83}_{-4.62}$	$0.53^{+0.30}_{-0.29}$	$2.21^{+0.76}_{-1.10}$	$1.78^{+0.03}_{-0.04}$	$0.53 \pm 0.31$	$0.04^{+0.02}_{-0.03}$	$1.92^{+0.03}_{-0.02}$	$0.71^{+3.33}_{-3.40}$	$0.06 \pm 0.03$		
3	$2.48^{+2.94}_{-1.09}$	$0.32^{+0.17}_{-0.25}$	$0.79^{+0.09}_{-0.15}$	$9.56^{+2.70}_{-4.41}$	$1.77 \pm 0.03$	$0.96^{+0.79}_{-0.51}$	$0.05^{+0.05}_{-0.05}$	$1.92 \pm 0.03$	$1.01^{+0.51}_{-0.70}$	$0.06^{+0.04}_{-0.03}$	$1.27 \pm 0.01$	$0.43^{+7.98}_{-2.78}$
4	$2.23^{+2.35}_{-0.76}$	$0.30^{+2.26}_{-1.26}$	$0.78^{+0.09}_{-0.13}$	$9.76^{+1.91}_{-2.06}$	$1.76 \pm 0.03$	$1.62^{+2.31}_{-0.86}$	$0.06^{+0.18}_{-0.04}$	$1.92 \pm 0.03$	$1.58^{+1.77}_{-0.77}$	$0.07^{+0.08}_{-0.04}$	$1.26 \pm 0.01$	$1.23^{+5.02}_{-0.82}$

Tabella 4.14

(1)	EW <sub>3</sub>	$E_{line4}$	$A_{line4}$	EW <sub>4</sub>	$E_{Fe}$	$\sigma_{Fe}$	$A_{Fe}$	EW <sub>Fe</sub>	$\Gamma$	$A_{\Gamma}$	$N_{H,z}$	$\chi^2/\text{dof}$		
	(7)				(8)				(9)				(10)	(11)
1					$6.62^{+0.03}_{-0.04}$	$0.13^{+0.07}_{-0.05}$	$2.21^{+0.47}_{-0.51}$	$0.76^{+0.32}_{-0.21}$	$1.40^{+0.15}_{-0.11}$	$2.75^{+0.61}_{-0.39}$	$0.15^{+0.18}_{-0.08}$	$266.7/235$		
2					$6.62^{+0.03}_{-0.04}$	$0.13^{+0.06}_{-0.05}$	$2.17^{+0.47}_{-0.50}$	$1.05 \pm 0.23$	$1.35^{+0.13}_{-0.11}$	$2.56^{+0.51}_{-0.38}$	$0.13^{+0.15}_{-0.17}$	$259.2/233$		
3	$0.08^{+0.16}_{-0.05}$				$6.61^{+0.03}_{-0.04}$	$0.16^{+0.09}_{-0.07}$	$2.21^{+0.60}_{-0.64}$	$1.00 \pm 0.28$	$1.42^{+0.30}_{-0.36}$	$2.63^{+1.50}_{-1.38}$	$0.92^{+0.76}_{-0.56}$	$241.7/231$		
$\mathcal{S}_4$	$0.12^{+0.48}_{-0.08}$	$1.42 \pm 0.02$	$3.96^{+11.44}_{-2.58}$	$0.06^{+0.18}_{-0.04}$	$6.61^{+0.04}_{-0.05}$	$0.16^{+0.07}_{-0.09}$	$2.38^{+0.63}_{-0.60}$	$1.10^{+0.30}_{-0.29}$	$1.65^{+0.40}_{-0.35}$	$3.87^{+2.93}_{-1.73}$	$1.56^{+1.26}_{-0.70}$	$227.2/229$		

Note:

(1) modello; (2) temperatura kT del primo mekal in keV e normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (3) temperatura del secondo mekal in keV e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (4) energia della prima riga in keV, sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  e sua larghezza equivalente, in keV, corretta per il redshift; (5) energia della seconda riga in keV, sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  e sua larghezza equivalente, in keV, corretta per il redshift; (6) energia della terza riga in keV, sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  e sua larghezza equivalente, in keV, corretta per il redshift; (7) energia della quarta riga in keV, sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  e sua larghezza equivalente, in keV, corretta per il redshift (8) energia della riga del ferro in keV, sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  e sua larghezza equivalente, in keV, corretta per il redshift; (9) indice spettrale della legge di potenza e sua normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (10) assorbimento in unità di  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ; (11) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

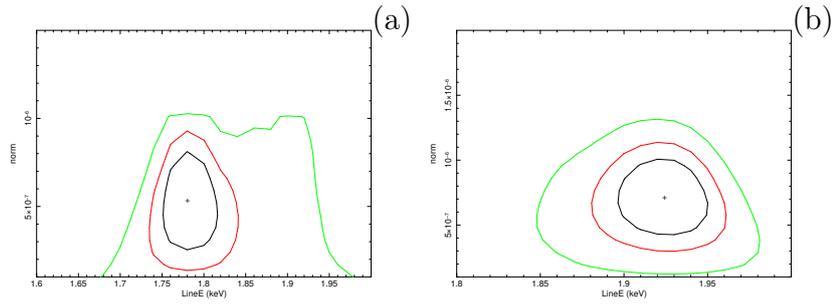


Fig. 4.15 - Contorni di confidenza (normLine - EnergyLine) per il modello 2 per le righe a 1.78 (a), 1.92 (b) keV ;

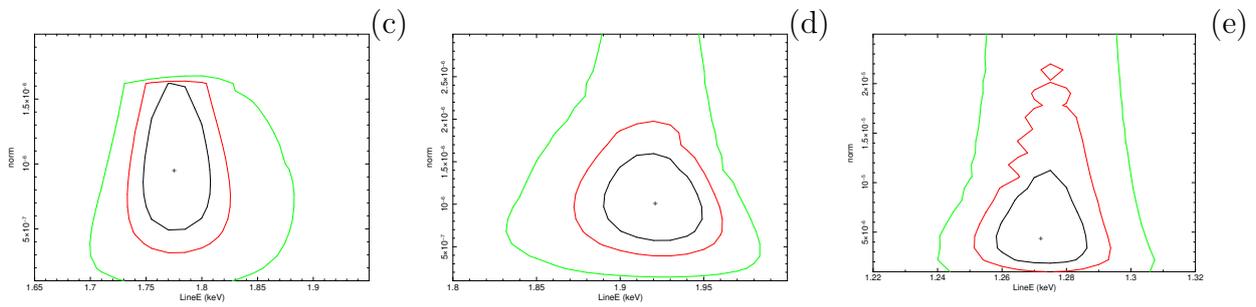


Fig. 4.15 - Contorni di confidenza per il modello 3 per le righe a 1.78 (c), 1.92 (d), 1.27 (e) keV ;

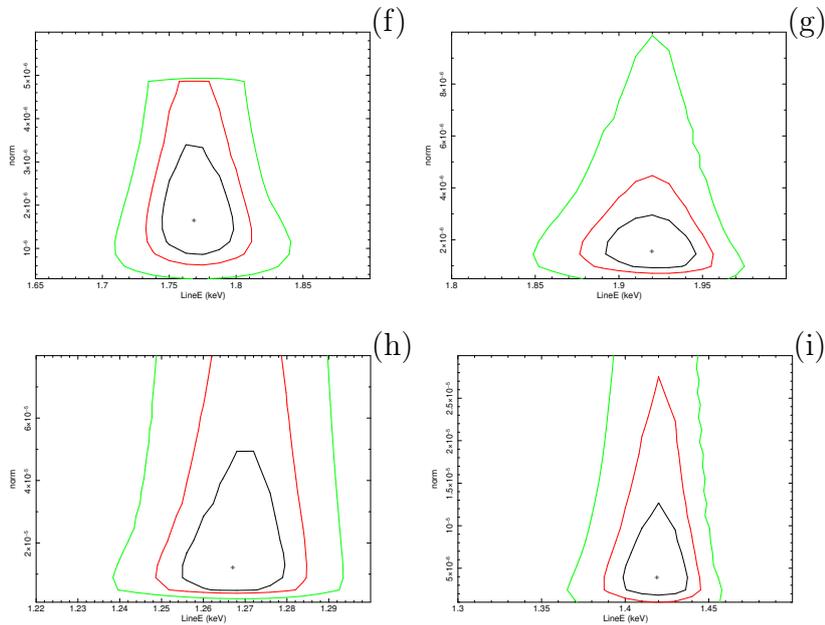


Fig. 4.15 - Contorni di confidenza per il modello 4 per le righe a 1.76 (f), 1.92 (g), 1.27 (f), 1.42 (i) keV.

Analizzando i residui tra 1 e 2 keV, si nota come le righe a 1.77 e 1.90 keV (fig. 4.16) siano presenti in tutte e tre le camere EPIC.

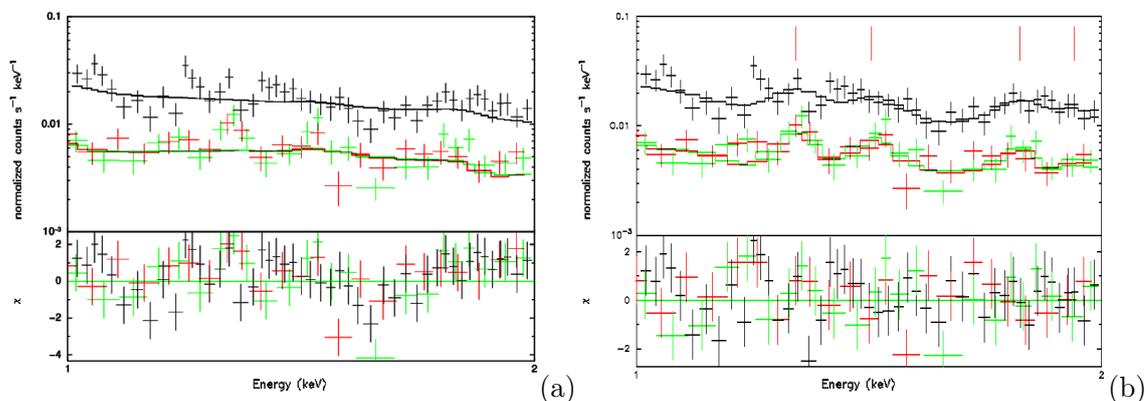


Fig. 4.16 - Analisi dei residui tra 1 e 2 keV nel modello non contenente le righe (a) e nel modello contenente le quattro righe, indicate con le bande rosse (b).

Si è quindi fatto un confronto tra il modello 2.3 (in tabella 4.15 indicato come modello 1), il quale non contiene righe in emissione, con i modelli 1a, ovvero il modello 2.3 a cui è aggiunta una riga fissata all'energia di 1.90 keV e 1b, ovvero il modello 2.3 a cui è aggiunta una riga fissata all'energia di 1.75 keV<sup>12</sup>. Lo scopo è quello di confrontare la significatività del modello contenente una riga in emissione, rispetto al modello non contenente righe, per le righe a 1.77 e 1.90 keV (poiché dal grafico dei residui sono quelle che risultano presenti in tutte e tre le camere EPIC).

I risultati ottenuti sono mostrati in tabella 4.15.

La riga a 1.75 keV è richiesta con una significatività del 99.98%, mentre la riga a 1.90 keV con una significatività >99.99%. Come già sottolineato prima, un'identificazione precisa delle righe trovate è un'operazione di una certa difficoltà dovuta alla moderata risoluzione spettrale delle camere EPIC: alle energie vicine al valore di 1.90 keV potrebbe esserci infatti un blend di più righe, quella del Si XIII, che è osservata in particolare nelle ULIRG contenenti un AGN, e quelle del Mg XI, XII. In base a quanto ottenuto dal confronto della significatività dei due modelli, la riga a 1.90 keV risulta il miglior candidato come riga emessa da parte del gas fotoionizzato dall'AGN.

<sup>12</sup>Le righe sono state fissate in modo tale da non avere uno spostamento dell'energia della riga durante il fit.

Tabella 4.15

modello (1)	kT [1] (2)	$A_{kT}[1]$	kT [2]	$A_{kT}[2]$	$E_{line}$	$A_{line}$	$EW_{line}$	$E_{Fe}$	$\sigma_{Fe}$	$A_{Fe}$	$EW_{Fe}$
				(3)		(4)				(5)	
1	$0.87^{+0.16}_{-0.07}$	$8.56^{+2.03}_{-1.95}$	$6.64^{+2.03}_{-1.95}$	$4.57^{+2.03}_{-1.95}$	1.90	$8.07 \pm 3.35$	$0.06^{+0.03}_{-0.05}$	$6.58^{+0.05}_{-0.06}$	$1.95^{+0.58}_{-0.54}$	$0.17^{+0.09}_{-0.08}$	$1.15 \pm 0.27$
1.a	$0.49^{+0.24}_{-0.15}$	$2.28^{+3.71}_{-0.14}$	$1.03^{+22.36}_{-1.13}$	$0.91^{+0.30}_{-0.45}$	1.75	$4.94^{+0.39}_{-0.34}$	$0.03 \pm 0.02$	$6.62^{+0.03}_{-0.04}$	$0.13^{+0.07}_{-0.05}$	$2.21^{+0.50}_{-0.47}$	$0.70^{+0.25}_{-0.10}$
1.b	$0.94^{+0.10}_{-0.13}$	$8.94^{+2.85}_{-2.33}$	$7.55^{+23.58}_{-6.33}$	$5.15^{+2.03}_{-4.42}$				$6.58 \pm 0.06$	$0.15^{+0.10}_{-0.07}$	$1.81^{+0.55}_{-0.50}$	$1.08^{+0.23}_{-0.26}$

Tabella 4.15

modello (1)	$\Gamma$	Ar	$N_{H,z}$	$\chi^2/\text{dof}$
		(6)	(7)	(8)
1	$1.37^{+0.26}_{-0.27}$	$1.83^{+1.74}_{-0.83}$	$3.58^{+4.65}_{-2.26}$	$281.9/237$
1.a	$1.40^{+0.15}_{-0.12}$	$2.76^{+0.61}_{-0.39}$	$0.15^{+0.18}_{-0.08}$	$266.8/236$
1.b	$1.23^{+0.37}_{-0.27}$	$1.35^{+0.61}_{-0.39}$	$0.27^{+2.39}_{-0.58}$	$276.2/236$

(1) modello; (2) primo mekal: temperatura in keV e costante di normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (3) secondo mekal: temperatura in keV e costante di normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (4) riga gaussiana: energia in keV, la costante di normalizzazione in unità di  $10^{-7}$  e la larghezza equivalente in keV; (5) riga del ferro: energia in keV, la larghezza in keV, la costante di normalizzazione in unità di  $10^{-6}$  e la larghezza equivalente in keV; (6) legge di potenza: indice e costante di normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (6) assorbimento in unità di  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ; (7) rapporto tra  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

### 4.3.3 Possibili strutture in assorbimento nella banda soft X

I residui alle basse energie del modello contenente le quattro righe gaussiane (fig. 4.17 (a)) indicano che potrebbe essere presente un assorbimento intrinseco nello spettro, non dovuto a fenomeni strumentali. Si è verificata questa ipotesi utilizzando il modello *gabs* di XSPEC (ossia una riga gaussiana con normalizzazione negativa) nel modello contenente le quattro righe analizzato nel paragrafo precedente. Si è così ottenuta un'energia della *feature* di  $1.56^{+0.06}_{-0.05}$  keV con una profondità della riga di  $0.06^{+0.86}_{-0.05}$ . I risultati ottenuti sono mostrati in tabella 4.16 e il best fit è mostrato in figura 4.17 (b).

Il valore del rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  del modello contenente la riga in assorbimento (224.1/226) ha un valore che differisce di poco da quello del modello senza righe in assorbimento (227.2/229), anche se vi è una riduzione nei residui del modello.

Tra tutti gli elementi, le righe in assorbimento del ferro appartenenti alla Shell L (come Fe XX) sono quelle che si avvicinano di più all'energia della riga osservata. Tuttavia, la riga è richiesta con una bassa significatività, del 64%. L'utilizzo di strumenti con risoluzione spettrale maggiore potrebbe confermare o meno la presenza di righe in assorbimento nello spettro e fornire uno studio più dettagliato dei parametri ad esse legati.

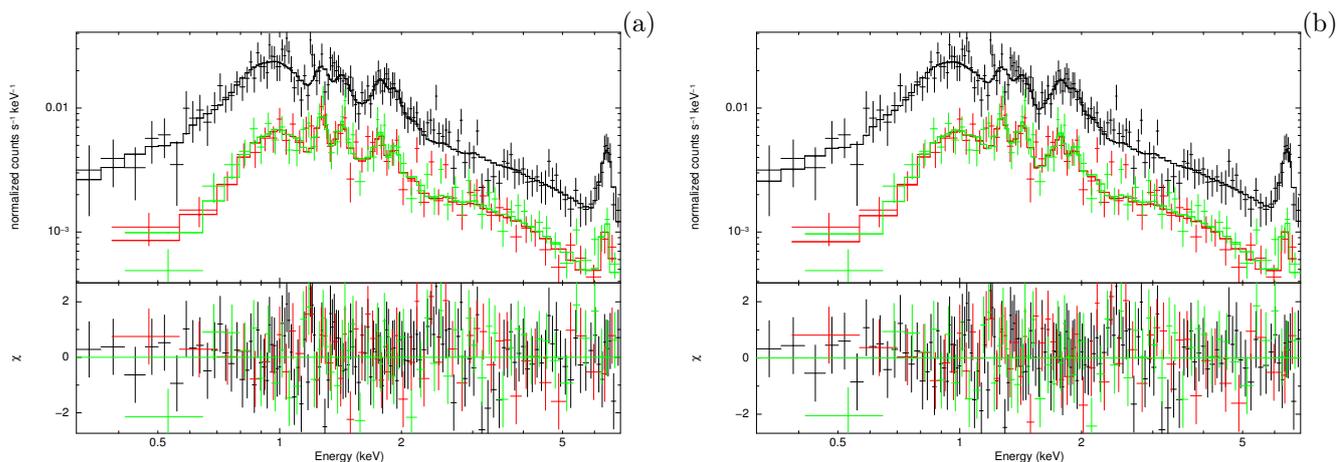


Fig 4.17 - Best fit del modello con le quattro righe gaussiane (a) e del modello contenente sia le righe gaussiane che una riga in assorbimento (b).

Tabella 4.16

$\Gamma$	$A_{\Gamma}$	$E_{Fe}$	$\sigma_{Fe}$	$A_{Fe}$	$kT(1)$	$A_{kT}(1)^{(1)}$	$kT(2)$	$A_{kT}(2)^{(2)}$	Line1	$A_{line1}$
	(1)		(2)		(3)		(4)		(5)	
$1.52^{+0.34}_{-0.43}$	$3.10^{+2.11}_{-1.87}$	$6.61^{+0.04}_{-0.07}$	$0.16^{+0.10}_{-0.07}$	$2.30^{+0.60}_{-0.76}$	$0.78^{+0.10}_{-0.42}$	$9.78^{+1.82}_{-2.06}$	$2.29^{+4.56}_{-1.10}$	$2.89^{+1.84}_{-1.94}$	$1.44^{+0.05}_{-0.02}$	$1.89^{+4.98}_{-1.39}$

Line2	$A_{line2}$	Line3	$A_{line3}$	Line4	$A_{line4}$	$N_{H,z}$	$\chi^2/\text{dof}$
	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)		
$1.77 \pm 0.03$	$1.04^{+1.09}_{-0.61}$	$1.92 \pm 0.03$	$1.08^{+1.11}_{-0.59}$	$1.26 \pm 0.01$	$5.20^{+1.79}_{-4.21}$	$1.04^{+0.91}_{-0.81}$	$224.1/226$

Note:

- (1) indice spettrale della legge di potenza e normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ;
- (2) energia della riga del ferro in keV, larghezza della riga in keV e normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ;
- (3) temperatura del primo mekal in keV e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ;
- (4) temperatura del secondo mekal in keV e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ;
- (5), (6), (7) e (8) energia della riga in keV e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ;
- (9) assorbimento in unità di  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ; (10)  $\chi^2/\text{dof}$ .

#### 4.3.4 Il modello *diskline*

Per spiegare la riga del ferro e la sua apparente complessità si è analizzata l'ipotesi di riga da disco relativistico, la quale presenta una struttura allargata ed altamente asimmetrica, con la presenza spesso di un doppio corno (si veda paragrafo 1.2). Per modellare la riga si è adoperato il codice *diskline* all'interno di XSPEC, il quale modella il profilo di riga proveniente da un disco di accrescimento relativistico attorno ad un buco nero di Schwarzschild.

Nel fit simultaneo delle tre camere EPIC, il modello utilizzato è il seguente:  $(\text{MEKAL}(1) + \text{MEKAL}(2) + N_{H,z}(\text{diskline} + \text{PL}))$ . Per il raggio interno ed esterno del disco, i valori sono stati fissati rispettivamente a 10 e 1000  $R_g$ , e l'indice di emissività  $q$  del disco ad un valore di 2 (dove l'emissività ha un andamento  $r^{-q}$ ). I valori ottenuti per questo modello sono mostrati in tabella 4.17, mentre in fig. 4.18 è mostrato il modello di best fit ed i residui. Si è ottenuta una inclinazione del disco  $<30$  gradi rispetto alla linea di vista e un'energia della riga del ferro di  $6.47^{+0.06}_{-0.10}$  keV. Il  $\chi^2/\text{dof}$  per questo modello è simile a quello ottenuto inserendo una riga larga alle energie di 6.7 keV. Con l'attuale statistica dei dati non è possibile discriminare tra una riga del ferro da disco relativistico e una riga larga dovuta alla vicinanza della riga a 6.4 keV e 6.7 keV. Quest'ultima ipotesi tuttavia sembra essere quella più plausibile, essendo concorde con quanto osservato per altre galassie ULIRG.

Tabella 4.17

$N_{H,Z}$ (1)	$\Gamma$ (2)	$A_\Gamma$	kT(1)	$A_{kT(1)}$ (3)	$\Theta$ (4)
$0.39^{+0.69}_{-0.25}$	$1.46^{+0.59}_{-0.29}$	$1.70^{+1.14}_{-0.70}$	$0.94^{+0.10}_{-0.13}$	$9.14^{+3.06}_{-2.56}$	$<30$

$E_{Fe}$ (5)	$A_{Fe}$	kT(2)	$A_{kT(2)}$ (6)	$\chi^2/\text{dof}$ (7)
$6.47^{+0.06}_{-0.10}$	$2.17^{+0.57}_{-0.47}$	$9.45^{+39.17}_{-6.16}$	$5.45^{+3.26}_{-3.77}$	279.8/237

(1) Densità di colonna in unità di  $10^{22}$   $\text{cm}^{-2}$ ; (2) indice della legge di potenza e sua normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (3) temperatura in keV del primo mekal e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (4) inclinazione del disco in gradi; (5) energia della riga del ferro in keV, sua EW corretta per il redshift e normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (6) temperatura in keV del secondo mekal e sua normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (7)  $\chi^2/\text{dof}$ .

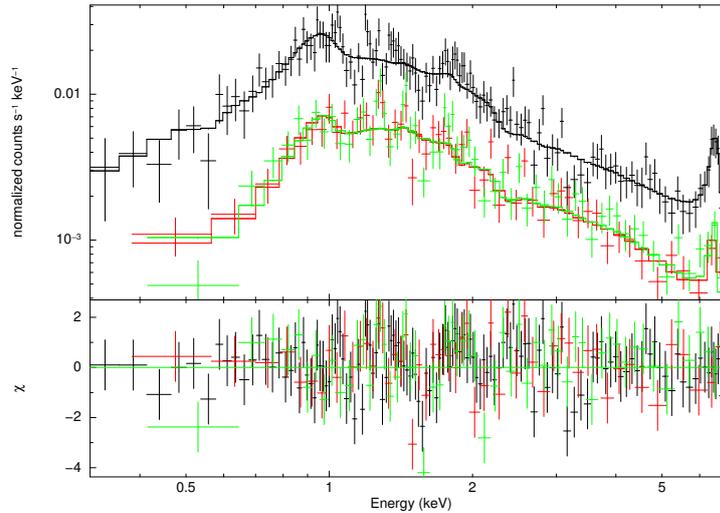


Fig 4.18 - Best fit del modello  $\text{MEKAL}(1) + \text{MEKAL}(2) + N_{H,z}(\text{diskline} + \text{PL})$  contenente la riga da disco relativistico.

## 4.4 Riduzione dei dati del satellite *Chandra*

Per la riduzione dei dati del satellite Chandra si è utilizzato il software CIAO versione 4.7. La camera usata per l'osservazione è la ACIS-S in modalità VFAINT.

Tramite lo script *chandra\_repro* si sono riprocessati i dati grezzi (livello 1) ottenendo un nuovo file di eventi (livello 2). Successivamente, dopo aver ristretto la banda energetica a 0.3-7.2 keV tramite il comando *dmcopy*, sono state selezionate e rimosse tutte le sorgenti brillanti presenti nel campo. Si è così potuto procedere alla creazione della curva di luce del *background* utilizzando il tool *dmextract*. Una volta rimossi gli intervalli temporali che presentavano un eccesso di conteggi, si sono trovati e applicati i *Good Time Intervals* (GTI). Si sono quindi estratti, utilizzando il task *specextract*, gli spettri della sorgente e del *background* (con raggio di estrazione di 2.5" e 9"). Infine i conteggi dello spettro della sorgente sono stati "raggruppati" in un minimo di 10 conteggi per bin.

Il tempo di esposizione finale, dopo la riduzione dati, è risultato essere di 14.5 ks, con un tasso di conteggi di  $1.91 \times 10^{-2}$  ct/s. Si è quindi potuto procedere con l'analisi dello spettro.

### 4.4.1 Analisi spettrale dei dati *Chandra*

Per l'analisi dello spettro è stato utilizzato il software XSPEC versione 12.8.2. Fissando l'assorbimento Galattico al valore di  $N_H = 2.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , si è modellato lo spettro con una legge di potenza (modello 1). Si è così ottenuto un indice di  $1.38_{-0.18}^{+0.19}$ , per un  $\chi^2/\text{dof}$  di 25.1/23. Successivamente è stata aggiunta una componente di assorbimento (modello

2) ottenendo un valore  $<0.47 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$  per un  $\chi^2/\text{dof}$  di 24.2/22 e un valore di  $1.57^{+0.42}_{-0.32}$  per l'indice della legge di potenza. I valori trovati, anche se ricavati da dati con bassa statistica, sono in accordo con quanto ottenuto dall'analisi dei dati del satellite *XMM-Newton*. In tabella 4.18 sono mostrati i valori dei parametri ottenuti nei best fit dei due modelli, mostrati in fig. 4.19. Si può notare che la feature della riga del ferro non è visibile nello spettro, in quanto l'area efficace di *Chandra* ha un declino a quelle energie. Inoltre, la bassa statistica non permette di porre dei vincoli sull'eventuale presenza di una componente termica.

Tabella 4.18

modello	$\Gamma$	$A_\Gamma$	$N_{H,Z}$	$E_1$	$A_{E_1}$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)		(3)	(4)		(5)
1	$1.38^{+0.19}_{-0.18}$	$3.08^{+0.54}_{-0.51}$				25.1/23
2	$1.57^{+0.42}_{-0.32}$	$3.98^{+2.71}_{-1.32}$	$<4.71$			24.2/22
3	$1.44^{+0.43}_{-0.22}$	$3.24^{+0.80}_{-2.30}$	$<3.24$	$1.80^{+0.12}_{-0.04}$	$1.91^{+1.41}_{-1.42}$	

(1) Modello; (2) indice della legge di potenza e sua normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (3) densità di colonna in unità di  $10^{21} \text{cm}^{-2}$ ; (4) energia della riga in keV e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (5) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

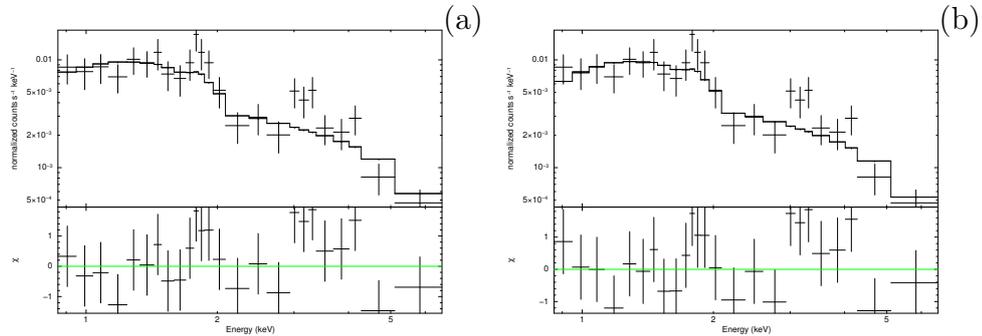


Fig. 4.19 - Sono mostrati i best fit del modello 1 (a) e 2 (b) con i relativi residui in unità di deviazione standard.

Nelle precedenti analisi degli spettri è stata evidenziata la presenza di una riga la cui energia è molto vicina a quella della riga del Si XIII (1.85 keV). Dai residui dello spettro, in fig. 4.19, si nota un eccesso proprio a queste energie: modellando la riga attraverso il modello *gaussian* di XSPEC, si ottiene un'energia di  $1.80^{+0.12}_{-0.04}$  keV (la larghezza è stata fissata al valore di 0.01 keV). Il best fit di questo modello (modello 3 in tabella 4.18) e i residui sono mostrati in fig. 4.20.

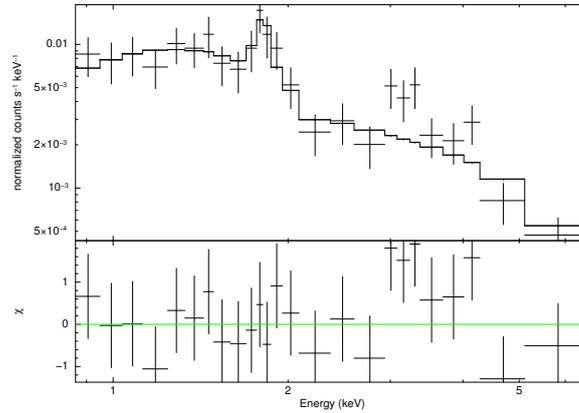


Fig. 4.20 - Best fit e residui per il modello 3 contenente una riga gaussiana.

La riga trovata è consistente, entro gli errori, con la riga del Si XIII ed è richiesta con una significatività del 89% secondo l’F-test. Dai residui si nota che potrebbero essere presenti altre righe alle più alte energie, ma sulla base dei dati attuali non è possibile indagare ulteriormente questa possibilità.

I risultati ottenuti con l’analisi dei dati del satellite *Chandra* sono in accordo con quanto trovato con l’analisi dei dati del satellite *XMM-Newton* entro gli errori: si ottiene dal best fit una legge di potenza piatta, un assorbimento con un upper limit di  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  e una riga ad energie compatibili con la riga del Si XIII. Tuttavia, la bassa statistica non permette di poter modellare anche la componente del gas caldo collisionale, e la bassa copertura alle alte energie non permette di studiare la riga del ferro a 6.7 keV. Per questi motivi, è stato deciso di non utilizzare i dati *Chandra* in simultanea con i dati *XMM-Newton*.

## 4.5 Riduzione e analisi dei dati *NuSTAR*

L'analisi dei dati ottenuti tramite il satellite *NuSTAR* permette di estendere lo studio della sorgente IRAS 13120-5453 ad energie superiori ai 10 keV (infatti la banda energetica nominale di *NuSTAR* va dai 3 ai 79 keV).

I dati del satellite sono stati ridotti attraverso il pacchetto software Nustardas distribuito dall'*High Energy Astrophysics Archive Research Center* (HEASARC) della NASA. Si è utilizzato il task *nupipeline* per la calibrazione e il filtraggio dei dati e il task *nuproducts* per l'estrazione degli spettri e la creazione delle matrici di risposta per entrambi i rivelatori FPMA e FPMB.

Sono stati estratti gli spettri da tre regioni con raggio di estrazione crescente centrato sulla sorgente: 30", 45", 60". Questi spettri sono stati poi confrontati; sebbene lo spettro estratto con raggio di estrazione di 60" presentasse il maggior numero di conteggi netti, si è preferito privilegiare lo spettro con il miglior rapporto segnale rumore, che è risultato essere quello con raggio di estrazione di 30". Per l'estrazione dello spettro del *background* sono state scelte tre regioni adiacenti alla sorgente in esame, lontane da altre possibili sorgenti.

Si è scelto di analizzare la banda 3-24 keV, in quanto è la banda che massimizza il rapporto segnale rumore. Infine, i conteggi degli spettri sono stati raggruppati tramite il task *grppha* in modo tale da avere un minimo di 20 conteggi per bin. Per la loro analisi si è utilizzato sempre il software XSPEC versione 12.8.2. Gli spettri dei rivelatori FPMA e FPMB sono stati fittati simultaneamente attraverso l'utilizzo di una costante moltiplicativa, al fine di tener conto di possibili differenze nella calibrazione degli strumenti. La costante è stata fissata a 1 per il data set di FPMA e lasciata libera di variare per il data set di FPMB.

Nel primo modello (modello 1) è stata considerata solamente una legge di potenza, ottenendo un valore dell'indice di  $1.35_{-0.44}^{+0.43}$ , per un  $\chi^2/\text{dof}$  di 14.3/9. Si nota, dalla curva dei residui, la possibile presenza della riga del ferro. Nel modello 2 quindi è stata aggiunta una riga del ferro la cui energia è fissata al valore di 6.7 keV in base a quanto ottenuto dalle analisi dei dati del satellite XMM-*Newton*. La sua risoluzione spettrale, di  $\sim 150$  eV alle energie della riga del ferro, permette infatti di conoscere in modo più preciso l'energia della riga rispetto a *NuSTAR*, che ha una risoluzione di  $\sim 400$  eV ad energie attorno ai 10 keV. Fissando la larghezza della riga a 0.01 keV, si ottiene un rapporto  $\chi^2/\text{dof}$  di 13.3/8.

In tabella 4.19 sono mostrati i best fit per i modelli 1 e 2.

La pendenza della legge di potenza si trova in accordo con quanto ottenuto tramite l'analisi dei dati del satellite XMM-*Newton*. Dai residui alle più alte energie (attorno ai 20 keV) si nota che potrebbero essere presenti delle strutture in riflessione nello spettro.

Tabella 4.19

modello	$\Gamma$	$A_{\Gamma}$	$A_{Fe}$	$\chi^2/\text{dof}$
(1)	(2)	(3)	(4)	
1	$1.35^{+0.43}_{-0.44}$	$2.92^{+3.86}_{-1.79}$		14.3/9
2	$1.27^{+0.47}_{-0.53}$	$2.43^{+3.80}_{-1.68}$	$1.01^{+1.80}_{-1.00}$	13.3/8

Note: (1) modello; (2) indice della legge di potenza e sua normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (3) normalizzazione della riga del ferro (la cui energia è stata fissata a 6.7 keV) in unità di  $10^{-6}$ ; (4) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

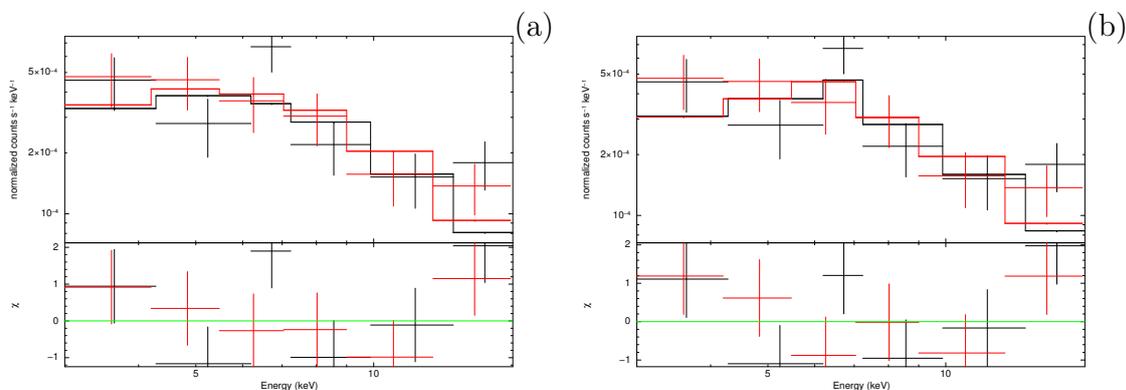


Fig. 4.21 - Best fit e residui per il modello 1 (a) e il modello 2 (b)

## 4.6 Analisi simultanea dei dati *NuSTAR* e *XMM-Newton*

Al fine di ottenere dei vincoli ancora più forti sulla forma spettrale della sorgente e di operare un'analisi su larga banda, si sono uniti i data set del satellite *XMM-Newton* con quelli del satellite *NuSTAR*. E' stato utilizzato il seguente modello:  $\text{MEKAL}(1) + \text{MEKAL}(2) + N_{H,z}(\text{LineFe} + \text{PL})$ , ottenendo un  $\chi^2/\text{dof}$  di 298.9/247. L'indice della legge di potenza ( $1.42^{+0.14}_{-0.11}$ ) e il valore dell'assorbimento ( $1.81^{+1.91}_{-0.92} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) ottenuti dal best fit sono consistenti con le analisi precedenti. Si è ottenuto un valore per le temperature dei due mekal di  $0.48^{+0.31}_{-0.25}$  e  $1.01^{+11.33}_{-0.14}$  keV: gli errori sono consistenti con un mekal di temperatura sufficientemente alta da poter fornire un contributo alla riga del ferro, come trovato dalle analisi precedenti.

In fig. 4.22 sono mostrati il best fit e i residui.

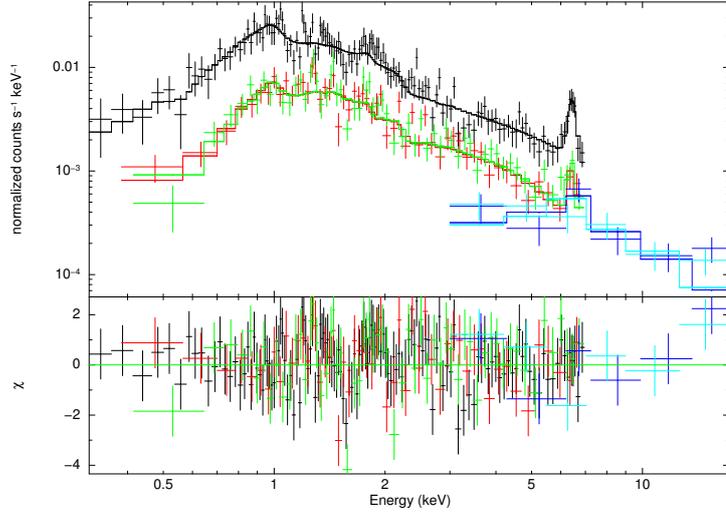


Fig. 4.22 - Best fit e residui per il modello contenente i dati *NuSTAR* e XMM. In azzurro sono rappresentati i dati ottenuti dal rivelatore FPMA e in blu quelli ottenuti dal FPMB. In nero i dati ottenuti dalla camera pn, in rosso quelli ottenuti dalla camera MOS1 e in verde quelli ottenuti dalla camera MOS2.

Tabella 4.20

kT(1)	$A_{kT}(1)$	kT(2)	$A_{kT}(2)$	$N_{H,Z}$	$\Gamma$	$A_{\Gamma}$
(1)		(2)		(3)		(4)
$1.01^{+11.33}_{-0.14}$	$9.17^{+3.15}_{-4.58}$	$0.48^{+0.31}_{-0.25}$	$2.33^{+3.86}_{-2.20}$	$1.81^{+1.91}_{-0.92}$	$1.42^{+0.14}_{-0.11}$	$2.92^{+0.39}_{-0.63}$

Tabella 4.19

$E_{Fe}$	$\sigma_{Fe}$	$A_{Fe}$	$\chi^2/\text{dof}$
(5)			(6)
$6.62^{+0.03}_{-0.04}$	$0.12^{+0.06}_{-0.05}$	$2.09^{+0.44}_{-0.47}$	298.9/247

Risultati del best fit dell'analisi simultanea dei dati XMM-*Newton* e *NuSTAR*. Note: (1) temperatura in keV del primo mekal e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (2) temperatura in keV del secondo mekal e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (3) assorbimento in unità di  $10^{21}\text{cm}^{-2}$ ; (4) legge di potenza, indice e sua normalizzazione in unità di  $10^{-5}$ ; (5) energia della riga del ferro, larghezza e sua normalizzazione in unità di  $10^{-6}$ ; (6) rapporto tra il  $\chi^2$  e i gradi di libertà.

E' stata verificata inoltre la possibilità di strutture in riflessione anche alle alte energie, che potrebbero essere responsabili dell'indice piatto della legge di potenza, attraverso il codice *MYTorus*. Tuttavia non si sono ottenuti dei valori fisicamente validi dal best fit:

lo spettro non necessita di una componente di riflessione. Purtroppo la banda energetica considerata non permette di indagare la possibile presenza di riflessione alle più alte energie, la quale potrebbe essere un indizio di un AGN fortemente oscurato.

In definitiva, le analisi effettuate hanno riguardato la banda 0.3-24 keV e da queste è stato possibile verificare:

- La presenza di una riga larga con  $EW \sim 1$  keV all'energia del ferro ionizzato Fe XXV.
- La presenza di due componenti di gas caldo a diverse temperature, la più alta delle quali ( $> 5$  keV) è in grado di dare un contributo all'emissione a 6.7 keV: ma, per avere una riga intensa come quella presente nello spettro, occorrono metallicità super-solari, di almeno  $4-5 Z_{\odot}$ .
- Una legge di potenza il cui indice è leggermente più piatto ( $\sim 1.4 - 1.5$ ) rispetto al valore che si osserva in media in un AGN ( $\sim 1.8$ ), assorbita da una densità di colonna lungo la linea di vista di  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ : l'AGN è quindi caratterizzato da moderato oscuramento.
- La possibilità di fittare la riga larga a 6.7 keV con due righe strette, una a 6.4 keV dovuta all'AGN e una a 6.7 keV dovuta alla presenza di gas caldo riscaldato dall'attività di formazione stellare. In base a questa modellistica, si hanno per la riga a 6.4 keV e per quella a 6.7 keV delle EW rispettivamente di  $\sim 0.10$  keV e  $\sim 0.50$  keV. La bassa EW della riga a 6.4 keV ottenuta in questo modello potrebbe confermare il non elevato grado di oscuramento della sorgente.
- Sono state individuate le principali righe in emissione presenti nella parte soft dello spettro; in particolare la riga all'energia di  $\sim 1.90$  keV, individuata sia nello spettro di *Chandra* che di *XMM-Newton*, potrebbe essere un buon candidato come riga emessa da parte del gas fotoionizzato dall'emissione dell'AGN.
- E' stata individuata una possibile riga in assorbimento che potrebbe essere dovuta a materiale in *outflow*, ma con una bassa significatività del modello: la statistica non permette di indagare a fondo su questa possibilità.
- E' stata inoltre indagata la possibilità di riga a 6.7 keV da disco relativistico, ma con l'attuale statistica dei dati non è possibile individuare l'origine della riga in modo certo, in quanto questo modello è statisticamente equivalente ai precedenti analizzati.

Ulteriori informazioni sui parametri fisici di IRAS 13120-5453 saranno ottenuti nel prossimo capitolo attraverso l'analisi della SED in banda IR. Questa permetterà di derivare alcuni parametri fondamentali come il grado di oscuramento lungo la linea di vista e di separare il contributo alla  $L_{IR}$  da parte della *starburst* e dell'AGN. Inoltre, sarà possibile ottenere una stima della Luminosità X da poter confrontare con quella ottenuta dalle dai dati in banda X analizzati in questo capitolo.

# Capitolo 5

## Analisi in banda IR

L'analisi multibanda dello spettro è uno strumento fondamentale per avere una visione completa dei meccanismi fisici in atto in una galassia. In particolare nelle ULIRG i fenomeni dell'accrescimento attorno al SMBH e dell'attività di *starburst* sono potenti emettitori nell'IR: l'analisi della SED in questa particolare banda dello spettro elettromagnetico è quindi di fondamentale importanza per comprendere il legame tra questi due processi. Al variare della lunghezza d'onda, si possono trovare i seguenti contributi alla SED:

- L'emissione della popolazione stellare della galassia ospite (0.3 - 5  $\mu m$ , ottico/NIR). Questa emissione è dovuta al riprocessamento della radiazione stellare da parte dal gas e delle polveri che compongono il mezzo interstellare. Sono presenti inoltre righe in assorbimento o emissione a diverse lunghezze d'onda (dovute al fenomeno della fotoionizzazione o eccitazione del gas) o righe di PAH in banda IR.
- L'emissione da parte dell'AGN (6 - 20  $\mu m$ , MIR). L'emissione dell'AGN è riprocessata dal toro molecolare ed è poi riemessa nell'IR. La maggior parte di questa in particolare è concentrata alle lunghezze d'onda del MIR, dove si osservano anche righe in assorbimento come quelle a 9.7 e 18  $\mu m$  dovute alla presenza di silicati e grafite nei grani di polvere. La misura della profondità di queste righe può dare una stima della densità di colonna del materiale lungo la linea di vista. Inoltre un'analisi dello spettro a queste lunghezze d'onda può fornire un'indicazione della luminosità totale dell'AGN.
- L'emissione della componente di starburst (5 - 1000  $\mu m$ , FIR/sub-mm). L'emissione ottica e UV delle stelle è reirradiata nell'IR dalla polvere presente nelle regioni di formazione stellare, con un picco attorno ai 100  $\mu m$ . Sono anche presenti righe di emissione dovute alle molecole PAH e assorbimenti da parte dei silicati a 9.7  $\mu m$ .

Nel prossimo paragrafo sarà descritto il codice di SED *fitting* utilizzato nel presente lavoro di tesi (Feltre et al., 2012), il quale tiene conto di queste tre componenti dello spettro.

### 5.1 Il codice di SED *fitting*

Il codice di SED *fitting* utilizzato per questo lavoro di tesi considera i tre contributi principali alla SED nell'IR di un AGN (popolazione stellare, componente di SB e di AGN) descritte nel paragrafo precedente. Una volta inserita la fotometria come file di input, si può scegliere come riprodurre le tre componenti in modi diversi<sup>13</sup>.

<sup>13</sup>Nella versione del codice utilizzata non sono stati implementati gli errori associati ai valori riportati.

### 5.1.1 Componente stellare

Per simulare l'emissione totale delle stelle che appartengono alla galassia sono utilizzati dei modelli di sintesi di popolazioni stellari semplici (o Simple Stellar Population, SSP) (Walcher et al., 2011). Per la costruzione di questi modelli sintetici è indispensabile avere:

- un ampio set di isocrone, le quali determinano i punti occupati dalle stelle di una data popolazione sul diagramma H-R. Per costruirle si utilizzano griglie di tracce evolutive, create modellando l'evoluzione di stelle in un dato range di massa e contenuto metallico.

- un'ampia libreria di spettri stellari che coprano un ampio range di massa, età e metallicità. Questi spettri possono essere empirici, ottenuti cioè tramite osservazioni, oppure teorici utilizzando modelli di atmosfere stellari. Grazie a questi è possibile conoscere il flusso di ogni stella della popolazione.

- una Initial Mass Function (IMF),  $\psi(M)$ , che descrive la distribuzione di massa di una popolazione stellare le cui stelle sono nate tutte nella stessa epoca

Lo spettro finale della SSP sarà dato da:

$$L_\nu(t, Z) = \int \psi(M) L_\nu(M, t, Z) dM$$

con  $L_\nu(t, Z)$  il flusso emesso per unità di frequenza e unità di massa. Il codice di SED *fitting* utilizza gli spettri ottenuti da Bressan et al. (1998) costruiti utilizzando le tracce evolutive di Padova (1994). Le librerie di spettri utilizzate per ottenere lo spettro ottico sono quelle di Jacoby et al. (1984) nell'intervallo 3500 - 7500 Å e quelle di Kurucz (1993) negli intervalli 90 - 3500 Å e 7500 - 10<sup>9</sup> Å. L'IMF è quella di Salpeter con la massa delle stelle appartenente al range 0.15 - 120 M<sub>⊙</sub>. Nel codice viene tenuto conto anche del riprocessamento della luce stellare da parte di polveri e gas presenti nel mezzo interstellare (ISM, InterStellar Medium) risolvendo le equazioni del trasferimento radiativo. Anche se gas e polveri nella realtà sono mescolati tra loro, nel codice sono trattati come componenti separate, poiché le loro proprietà di assorbimento hanno una dipendenza dalla lunghezza d'onda differente.

Per la modellizzazione della componente stellare, è possibile scegliere tra i due metodi:

- 1) un set di templates stellari per rappresentare le diverse possibili storie di formazione stellare (SFH) a seconda del tipo di galassia (spirale, ellittica, S0, ecc) con l'aggiunta di alcune particolari SFH come per esempio formazioni stellari troncate, SFH tipiche di un *post-starburst*, e *starburst* di diverse intensità.

- 2) Una SFH costruita appositamente per la sorgente, in accordo con la legge di Schmidt:

$$SFR(t) = \left(\frac{T_G - t}{T_G}\right) \exp\left(-\frac{T_G - t}{T_G \cdot \tau_\beta}\right)$$

Dove  $T_G$  è l'età della galassia (o l'età di formazione della prima popolazione stellare), che è possibile in base al redshift della sorgente o fornirla come input, e  $\tau_\beta$  la durata dell'attività di *starburst* normalizzata all'età della galassia.

Viene anche tenuto conto degli effetti della possibile estinzione della luce stellare da parte della polvere. Il flusso intrinseco  $F_{\lambda_{int}}$  emesso della sorgente subisce un'attenuazione secondo la legge:

$$F_{\lambda_{oss}} = F_{\lambda_{int}} 10^{-0.4E(B-V)k(\lambda)}$$

dove  $F_{\lambda_{oss}}$  è il flusso osservato dopo il riprocessamento da parte della polvere e  $E(B-V)$  è l'eccesso di colore tra la banda B e V, ovvero la misura dell'arrossamento della sorgente (l'attenuazione ha una dipendenza dalla lunghezza d'onda: è maggiore nel blu rispetto al rosso, è maggiore cioè alle lunghezze d'onda più corte).  $k(\lambda)$  parametrizza la curva di estinzione, espressa come:

$$k(\lambda) = \frac{A_\lambda}{E(B-V)}$$

dove  $A_\lambda = 2.5 \log(F_{\lambda_{oss}} / F_{\lambda_{int}})$  è l'estinzione in funzione della lunghezza d'onda, ed è una misura della quantità di luce assorbita o scatterata dalla polvere lungo la linea di vista.

La misura della pendenza della curva di estinzione è data dalla quantità adimensionale:

$$R_V = \frac{A_V}{E(B-V)}$$

Il codice di SED *fitting* dà la possibilità di scegliere tra cinque diverse curve di estinzione, quella ottenuta per la Via Lattea ( $R_V = 3.1$ , Cardelli et al., 1989), quella con  $R_V = 4.0$ , 5.0, quella derivata empiricamente per le galassie di tipo *starburst* da Calzetti et al. (1994) con  $R_V = 4.5$  e quella della Piccola Nube di Magellano (o Small Magellanic Cloud, SMC). In fig. 5.1 sono mostrate diverse curve di estinzione. Si nota che queste curve vanno dal vicino IR al vicino UV, ed in alcuni casi si nota un bump alla lunghezza d'onda di 2175Å, dovuto alla presenza di grafite nei grani di polvere.

I grandi grani di grandi dimensioni ( $\geq 0.1 \mu m$ ) sono responsabili dell'estinzione nell'ottico/NIR, i grani di piccole dimensioni ( $\leq 0.016 \mu m$ ) dell'estinzione nella banda UV. La curva di estinzione può variare da regione a regione della galassia e dipendere dall'ambiente: regioni con densità minori presentano un  $R_V$  minore, un bump a 2175Å più

pronunciato e una curva di estinzione più ripida nell'UV, il che implica la presenza di grani di polvere di piccole dimensioni; regioni più dense hanno un  $R_V$  maggiore, un bump a  $2175\text{\AA}$  più debole e una curva di estinzione più piatta nell'UV, implicando la presenza di grani di polvere di grandi dimensioni.

La curva di estinzione della SMC è più piatta nell'UV e ha un bump a  $2175\text{\AA}$  molto più debole rispetto a quella della Via Lattea. Questo suggerisce la presenza di grani di piccole dimensioni, conseguenza della maggiore attività di formazione stellare in questa galassia rispetto alla Via Lattea, e quindi della maggior efficacia nella distruzione dei grani di polvere. La curva di estinzione derivata da Calzetti et al. (1994) ha un valore che si avvicina molto a quella della SMC, implicando dimensioni dei grani piccole per le galassie *starburst*.

Il codice inoltre richiede anche di specificare metallicità della galassia e la legge di estinzione. Per la metallicità è possibile scegliere tra  $Z=0.05$  (sovrasolare),  $Z=0.02$  (solare) e  $Z=0.004$  (sotto solare), per la legge di estinzione di può scegliere un andamento costante o esponenziale in funzione dell'età della SSP. Questi due parametri sono mantenuti fissi durante il fit.

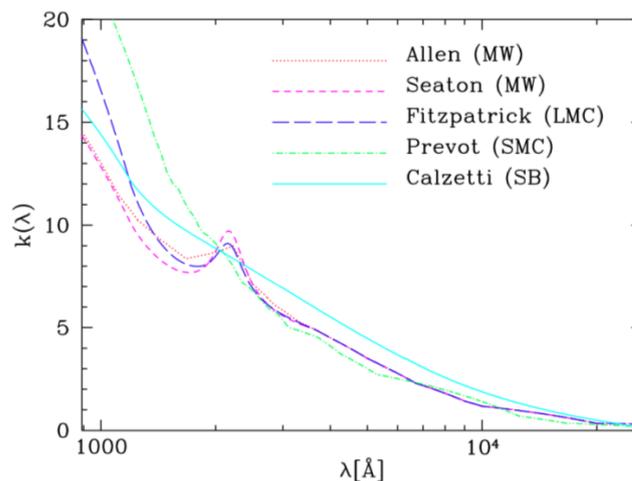


Fig. 5.1 - Curve di estinzione  $k(\lambda)$  per diverse leggi di estinzione (dal manuale di Hyperz, <http://webast.ast.obs-mip.fr/hyperz/>).

### 5.1.2 Componente di AGN

La componente di AGN prevede l'emissione nel MIR da parte del toro e per modellarla vi è bisogno dei seguenti ingredienti:

- la scelta della geometria della polvere attorno alla sorgente centrale, la quale avrà un raggio interno  $R_{in}$  e un raggio esterno  $R_{out}$ .  $R_{in}$  dipende dalla temperatura di sublimazione dei grani e dalla luminosità della sorgente centrale secondo la legge  $R_{in} \propto L^{1/2}$  (Barvainis, 1987);
- composizione (in genere principalmente silicati e grafite) e distribuzione (generalmente la distribuzione radiale e verticale sono rappresentate con leggi di potenza) dei grani di polvere;
- la luminosità della sorgente primaria. Anche questa viene rappresentata con delle leggi di potenza;
- risolvere le equazioni del trasporto radiativo dell'emissione proveniente dalla sorgente centrale.

Il codice permette di modellare l'emissione da parte del toro assumendo una distribuzione della polvere di tipo *smooth*, la quale si basa sul codice di Fritz et al. (2006) oppure di tipo *clumpy*, basata sul codice di Nenkova et al. (2008).

La distribuzione di Fritz et al. (2006) considera grani di polvere composti di 53% di grafite e 47% di silicati con una distribuzione delle dimensioni dei grani di polvere di tipo MRN (Mathis et al., 1977), simile a quella della Via Lattea. Scegliendo di modellizzare il toro con il codice di Fritz et al. (2006), viene esplorata una griglia di 2400 modelli, al variare dell'angolo di apertura del toro, del rapporto  $R_{in}/R_{out}$ , della profondità ottica equatoriale a  $9.7 \mu m$  ( $\tau_{9.7}$ ) e dell'inclinazione rispetto alla linea di vista. Inoltre, per riprodurre meglio le osservazioni, come la profondità dell'assorbimento dei silicati, sono considerate le due diverse temperature di sublimazione dei silicati e dei grafiti: per questo il raggio al quale corrisponde la sublimazione dei grani di polvere ha un valore diverso per grafiti e silicati.

Il codice di Nenkova et al. (2008) adotta la stessa composizione e distribuzione del modello *smooth* e una distribuzione angolare gaussiana delle nubi di polvere. La SED totale è ottenuta sommando l'emissione delle nubi illuminate direttamente o indirettamente dalla sorgente centrale. E' esplorata una griglia di modelli al variare della larghezza della distribuzione angolare gaussiana delle nubi, del rapporto  $R_{in}/R_{out}$ , del numero di nubi lungo una data direzione e della profondità ottica in banda V ( $\tau_V$ ) a  $0.55 \mu m$ .

Per modellare l'emissione del toro, in questo lavoro di tesi sono stati utilizzati i modelli di tipo *smooth*, i quali in genere forniscono una buona riproduzione dei dati (si veda Feltre et al., 2012).

### 5.1.3 Componente di *starburst*

Per la componente di *starburst*, è possibile scegliere tra le seguenti opzioni:

- 1) templates di galassie *starburst*. E' possibile scegliere tra templates che si basano sulle galassie *starburst* più note come Arp220, M82 e M83. A causa della natura empirica

di questi templates, l'unica informazione che si può derivare è il contributo della componente di SB alla luminosità totale nell'IR. Per derivare altri parametri della polvere calda come la temperatura o la massa, vi è bisogno di un approccio più rigoroso.

2) Emissione di corpo nero modificata. Il codice utilizza una griglia di temperature di corpo nero modificato che va dai 10 ai 70 K. Il vantaggio di questo metodo è che si possono ricavare direttamente la temperatura e la massa della polvere.

#### 5.1.4 Best fit e output del codice

Il codice verifica come prima cosa la presenza di dati nella parte FIR della SED a lunghezze d'onda superiori ai  $24 \mu m$  (nel sistema a riposo della sorgente) e procede con un primo fit per la componente di *starburst*. Come secondo passo viene verificata la presenza della componente stellare fino ad  $1.6 \mu m$  (per AGN di tipo 1 questa componente viene sovrastata dall'emissione nel continuo del disco di accrescimento). Se il  $\chi^2$  ridotto è minore di una certa soglia che può essere inserita come input, anche la componente stellare viene inclusa nel fit. Una volta che i modelli per l'emissione della componente stellare e di *starburst* che riproducono nel miglior modo possibile i dati sono stati fissati, il codice procede con la scelta di un certo numero, fissato precedentemente in input, di modelli di emissione da parte dell'AGN che meglio riproducono i dati osservati. Infine, vengono variate simultaneamente le costanti di normalizzazione delle componenti di emissione presenti nel fit.

E' inoltre possibile inserire come input lo spettro ottenuto dallo *InfraRed Spectrograph* (IRS) a bordo di *Spitzer*. Il codice trasforma questo spettro in punti fotometrici da aggiungere a quelli già presenti in input. Lo spettro viene suddiviso in 20 bande e per ciascuna viene calcolato il flusso medio e il relativo errore, il quale è calcolato utilizzando la teoria di propagazione degli errori e corrisponde alla deviazione standard del flusso.

Tra gli output che fornisce il codice di SED *fitting* citiamo i seguenti:

- La luminosità di accrescimento, ovvero l'emissione nell'ottico, UV e soft X proveniente dal disco di accrescimento ( $L_{acc}$ ).
- La luminosità nell'IR  $L_{IR}$  ottenuta integrando il flusso sul modello tra 3 e  $1000 \mu m$ .
- I contributi delle diverse componenti (quella stellare, di SB e di AGN) alla  $L_{IR}$ . Si deve sottolineare che la frazione di AGN potrebbe essere sovrastimata in quanto viene fittata prima la componente di AGN e successivamente quella di *starburst*.
- Il raggio interno ed esterno del toro (il loro calcolo varia a seconda del modello utilizzato, *smooth* o *clumpy*) e l'angolo di apertura del toro  $\theta$ .
- La profondità ottica del toro lungo la linea di vista a  $9.7 \mu m$  e in banda V ( $\tau_{9.7}$  e  $\tau_V$ ).
- La densità di colonna  $N_H$  lungo la linea di vista.
- Il covering factor (CF), definito come la frazione dell'emissione nucleare intercettata dal toro.

- Massa del toro, considerando sia la polvere che il gas, e massa e temperatura della polvere fredda, derivata dal fit nel FIR con l'emissione di corpo nero modificata.
- La massa stellare totale della galassia e l'estinzione  $E(B-V)$ .

## 5.2 Analisi in banda IR

I dati fotometrici della sorgente IRAS 13120-5453, ottenuti unendo i dati presenti in letteratura, sono elencati in tabella 5.1: per ogni satellite sono indicate la lunghezza d'onda, la densità di flusso e l'errore su quest'ultima.

2MASS			
filtro	$\lambda(\mu m)$	$S_\lambda[\times 10^4 \mu Jy]$	$\sigma[\times 10^3 \mu Jy]$
j	1.235	1.40	1.38
h	1.662	2.50	2.68
k	2.159	3.80	2.40
WISE			
filtro	$\lambda(\mu m)$	$S_\lambda[\mu Jy]$	$\sigma[\mu Jy]$
wise w1	3.4	$3.84 \times 10^4$	$1.66 \times 10^3$
wise w2	4.6	$4.70 \times 10^4$	$1.73 \times 10^3$
wise w3	12	$3.80 \times 10^5$	$8.41 \times 10^3$
wise w4	22	$2.15 \times 10^6$	$3.20 \times 10^4$
Spitzer			
filtro	$\lambda(\mu m)$	$S_\lambda[\mu Jy]$	$\sigma[\times 10 \mu Jy]$
IRAC Ch1	3.6	$3.03 \times 10^4$	1.83
IRAC Ch2	4.5	$3.72 \times 10^4$	1.11
IRAC Ch3	5.8	$1.19 \times 10^5$	4.08
IRAS			
filtro	$\lambda(\mu m)$	$S_\lambda[\mu Jy]$	$\sigma[\mu Jy]$
IRAS 25	25	$2.98 \times 10^6$	$2.10 \times 10^4$
IRAS 60	60	$41.11 \times 10^6$	$6.60 \times 10^4$
Herschel			
strumento	$\lambda(\mu m)$	$S_\lambda[\times 10^6 \mu Jy]$	$\sigma[\times 10^6 \mu Jy]$
PACS	70	46.71	6.83
PACS	100	48.88	6.99
PACS	160	35.01	5.91
strumento	$\lambda(\mu m)$	$S_\lambda[\times 10^6 \mu Jy]$	$\sigma[\times 10^5 \mu Jy]$
SPIRE	250	12.67	8.86
SPIRE	350	4.21	2.94
SPIRE	500	1.27	0.88
ISO			
filtro	$\lambda(\mu m)$	$S_\lambda[\mu Jy]$	$\sigma[\mu Jy]$
ISO 170	170	$30.52 \times 10^6$	$0.15 \times 10^6$

Tabella 5.1

Fotometria IRAS 13120-5453.

Per ogni satellite, sono elencati i filtri, la lunghezza d'onda, la densità di flusso e l'errore sulla densità di flusso.

Una volta raccolti i dati fotometrici<sup>14</sup>, si è proceduto con un primo fit (modello I), utilizzando per la componente stellare dei modelli di SSP con una legge di Schmidt per la SFH e dei templates per la componente di *starburst*. Una volta fissata la metallicità al valore solare, per la curva di estinzione è stata scelta quella di Calzetti et al. (1994), poiché è quella che riproduce meglio le curve di estinzione delle *starburst*, con un andamento costante in funzione dell'età della SSP. Si è scelto un modello di toro di tipo *smooth*, e il redshift di formazione della galassia è stato fissato al valore di 6. Il  $\chi^2_R$  ottenuto per questo modello è di 19.8; nonostante questo valore sia alto, il modello riproduce comunque in modo ragionevole i dati, i quali potrebbero avere errori associati troppo piccoli. In tabella 5.2 sono riportati i parametri più importanti derivati dal best fit. Per questo modello si ottiene un angolo di vista rispetto al piano equatoriale del toro pari a 0 gradi, angolo per cui si ha un oggetto di tipo II. La frazione di AGN  $f_{AGN}$ , ovvero il contributo dell'AGN alla  $L_{IR}$ , è di circa il 5%. Solo nella finestra 4 - 6  $\mu m$  si ha un contributo del 60 - 70%, mentre a tutte le altre lunghezze d'onda non si ha un contributo dominante. Questo valore non elevato della  $f_{AGN}$  è in accordo con quanto trovato dalle analisi nell'infrarosso di Farrah et al. (2007), ovvero un contributo da parte dell'AGN alla  $L_{IR}$  minore del 10%.

Si noti come nel modello di best fit siano presenti due strutture in assorbimento da parte dei silicati, una a 9.7 e una a 18  $\mu m$ : quello a 9.7  $\mu m$  potrebbe essere presente anche nello spettro della sorgente, ma non quello a 18  $\mu m$ , in cui si nota che il punto fotometrico si discosta di molto dal modello.

Tabella 5.2

$R_{in}$	$R_{out}$	$\tau_{9.7}$	$M_{Dust}$	$\alpha$	$N_H$	$L_{ACC}$	$M_*$	$T_{gal}$	E(B-V)	$L_{IR}$	ST	$f_{AGN}$	$\chi^2_R$
(1)	(1)	(2)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
<b>Modello I</b>													
1.75	175.4	10	1540000	0	3.7	1.81	1.95	11.8	0.75	1.45	Arp 220	0.054	19.8
<b>Modello II (con spettro IRS)</b>													
1.1	111.4	7.04	2013	10.1	2.6	0.73	1.95	11.8	0.75	1.35	Arp 220	0.010	12.2

Note: (1),(2) e (3) sono i parametri del toro: (1) raggio interno ed esterno in pc e spessore ottico a 9.7  $\mu m$ ; (2) massa della polvere in masse solari; (3) angolo di vista (espresso in gradi) calcolato rispetto al piano equatoriale; (4) densità di colonna lungo la linea di vista in unità di  $10^{23} \text{ cm}^{-2}$ , calcolata in base alla profondità ottica  $\tau_{9.7}$  assunto un rapporto gas/polveri uguale a quello Galattico; (5) luminosità bolometrica dovuta all'accrescimento in unità di  $10^{46} \text{ erg/s}$ ; (6) massa stellare in unità di  $10^{11} M_{\odot}$ ; (7) età di formazione della galassia (ovvero età della SSP più antica) in Gyr; (8) estinzione totale della popolazione stellare; (9) luminosità totale nell'IR calcolata integrando il modello tra 8 e 1000  $\mu m$  (nel sistema a riposo della sorgente) in unità di  $10^{12} L_{\odot}$ ; (10) template della *starburst*; (11) contributo dell'AGN, in percentuale, alla luminosità totale nell'IR; (12)  $\chi^2$  ridotto

<sup>14</sup>I dati in banda ottica per questa sorgente sono disponibili dal catalogo USNO-B1, ma non sono stati utilizzati in quanto non attendibili. Non si hanno inoltre dati della SDSS in quanto la copertura di questa survey non comprende la zona di cielo in cui si trova IRAS 13120-5453.

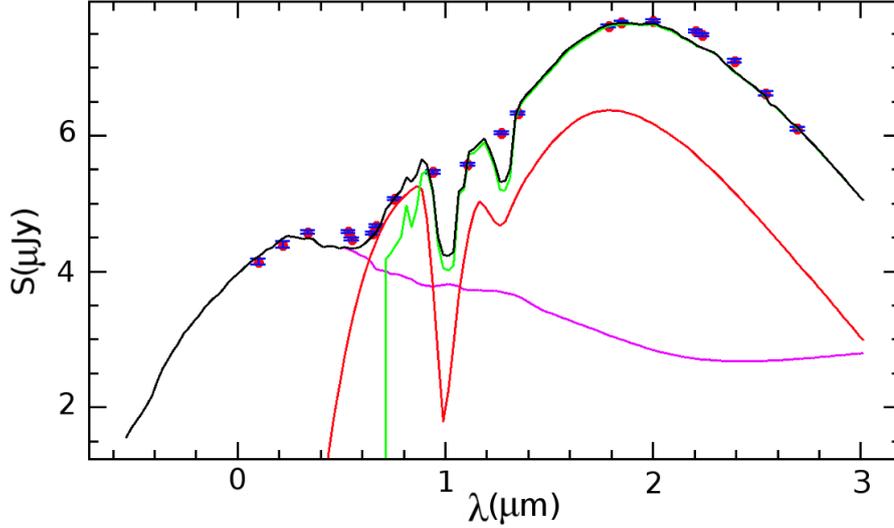


Fig. 5.2 - Best fit del modello I, con la densità di flusso (in  $\mu Jy$ ) e la lunghezza d'onda (in  $\mu m$ ) nel sistema di riferimento dell'osservatore in scala logaritmica. In viola è rappresentata la componente stellare, in rosso l'AGN e in verde la componente di *starburst*. In nero è rappresentata la SED totale.

Questo è dovuto all'utilizzo dei templates di *starburst*, che presentano una struttura in assorbimento a quella lunghezza d'onda chiaramente non presente nello spettro della sorgente. Da questo primo modello di best fit si ottiene, assumendo un rapporto gas/polveri uguale a quello Galattico, un assorbimento pari a  $3.7 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ , di due ordini di grandezza superiore a quanto ottenuto dalle analisi in banda X. L'elevato assorbimento, che inoltre comporta un'elevata luminosità bolometrica di accrescimento, pari a  $1.81 \times 10^{46} \text{ erg/s}$ , è dovuto al profondo assorbimento nel modello di best fit a  $9.7 \mu m$ , che dipende dal valore della profondità ottica  $\tau_{9.7}$ . Come si vede dalla fig. 5.2, alle lunghezze d'onda vicine a  $9.7 \mu m$  non si hanno punti fotometrici, quindi non è possibile quantificare l'assorbimento nello spettro. Si è quindi proceduto con un secondo fit (modello II) inserendo in input lo spettro ottenuto da IRS a bordo di *Spitzer*. Questo infatti permette di avere dei vincoli più stretti sul modello, in quanto copre la banda  $5 - 35 \mu m$ , in cui sono presenti gli assorbimenti a  $9.7$  e  $18 \mu m$ . I risultati sono mostrati in tabella 5.2. Si ottiene un  $\chi^2_R$  minore rispetto al fit precedente (12.2). Lo spettro IRS da conferma di quanto supposto precedentemente: non sono presenti strutture in assorbimento a  $18 \mu m$ , mentre quella a  $9.7 \mu m$  nello spettro è meno profonda rispetto al modello di best fit (fig. 5.3). Si ottiene sempre un angolo piccolo rispetto al piano equatoriale del toro (10.1 gradi) ed un assorbimento leggermente minore ( $2.6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  per un  $\tau_{9.7}$  di 7.01) e quindi una  $L_{ACC}$  più piccola ( $0.73 \times 10^{46} \text{ erg/s}$ ) rispetto al modello precedente. La frazione di AGN nel FIR risulta del 10%.

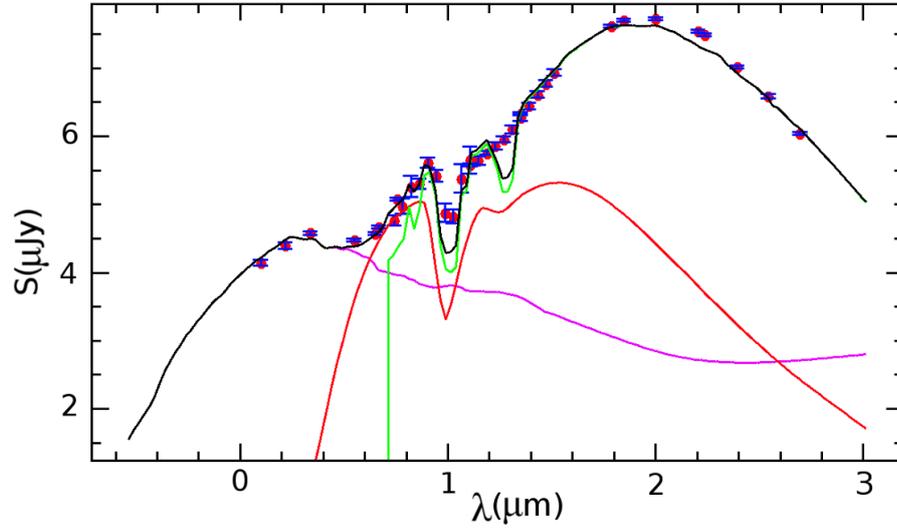


Fig. 5.3 - Best fit del modello II in cui è stato inserito lo spettro IRS, con la densità di flusso (in  $\mu Jy$ ) e la lunghezza d'onda (in  $\mu m$ ) nel sistema di riferimento dell'osservatore in scala logaritmica. In viola è rappresentata la componente stellare, in rosso l'AGN e in verde la componente di *starburst*. In nero è rappresentata la SED totale. Densità di flusso e lunghezze d'onda sono quelle osservate

Dal momento che questo modello non è in accordo con lo spettro osservato, poichè si ottiene una *feature* troppo profonda dei silicati a  $9.7 \mu m$  per la componente di AGN, si sono analizzati dei modelli con un valore della profondità ottica  $\tau_{9.7}$  sempre più piccolo. In fig. 5.4 sono mostrati questi modelli al variare di  $\tau_{9.7}$  e in tabella 5.3 sono riportati i valori dei parametri ottenuti nel best fit. Il redshift di formazione è fissato a  $z=6$ .

Un buon accordo tra i dati fotometrici e il modello si ha per  $\tau_{9.7} \leq 3,2$ . Al diminuire della profondità ottica, diminuiscono anche i valori del raggio interno ed esterno del toro, il suo assorbimento, la  $L_{AGN}$  dell'AGN e la frazione di AGN  $f_{AGN}$ .

Il modello con  $\tau_{9.7} \leq 2$  è quello riproduce meglio la *feature* a  $9.7 \mu m$ . L'assorbimento previsto in base a questa ha una densità di colonna di  $N_H = 7.35 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , la quale è di un ordine di grandezza maggiore rispetto a quanto ottenuto dalle analisi in banda X.

Si è inoltre provato a variare, partendo dal modello con  $\tau_{9.7} \leq 3$ , la curva di estinzione. Non è stato notato nessun cambiamento significativo dei fit, ma quello che considera la curva di estinzione di Calzetti et al. (1994) rimane il miglior fit in termini di  $\chi_R^2$ , come ci si aspetta per una galassia *starburst*. Anche variando il redshift di formazione delle stelle nel range  $z=6 - 2$  non si notano differenze particolari tra i vari fit.

Dalla luminosità nell'IR dovuta ottenuta per il modello III,  $L_{IR} = 1.36 \times 10^{12} L_{\odot}$ , sottraendo il contributo dovuto all'AGN, il quale è fornito dalla  $f_{AGN}$ , si è calcolato il tasso di formazione stellare, secondo la formula di Kennicutt (1998) per le galassie *starburst*:

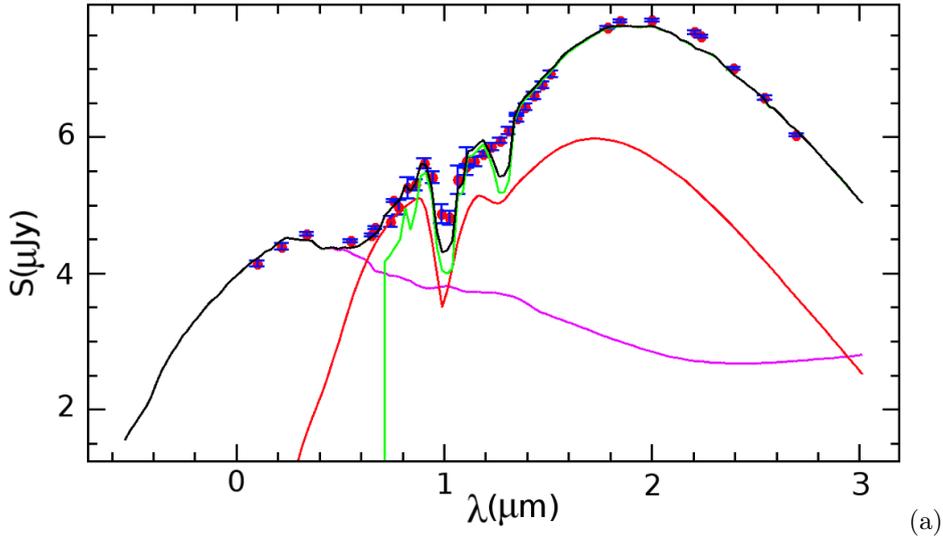
$$SFR(M_{\odot} / yr) = 4.5 \times 10^{-44} L_{IR[8-1000\mu m]}$$

ottenendo un valore di  $120 M_{\odot}/yr$ , il cui ordine di grandezza è in accordo con quanto ottenuto utilizzando la formula di Mineo et al., 2012 (si veda paragrafo 4.3.1), ovvero  $120 \pm 5 M_{\odot}/yr$  e con il valore calcolato in Sturm et al., 2011, di  $168 M_{\odot}/yr$ .

Tabella 5.3

$\chi^2_R$	$\tau_{9.7}$	$R_{in}$	$R_{out}$	$M_{Dust}$	$\alpha$	$N_H$	$L_{ACC}$	$M_*$	$L_{IR}$	$f_{AGN}$
(1)	(2)	(2)	(2)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
<b>Modello I con <math>\tau_{9.7} \leq 6</math></b>										
12.9	6	3.6	36.1	540300	0	$2.2 \times 10^{23}$	0.77	1.95	$1.39 \times 10^{12}$	0.032
<b>Modello II con <math>\tau_{9.7} \leq 3</math></b>										
12.2	3	2.4	24.9	426600	0	$1.1 \times 10^{23}$	0.37	1.85	$1.37 \times 10^{12}$	0.019
<b>Modello III con <math>\tau_{9.7} \leq 2</math></b>										
14.5	2	2.0	20.2	186500	0	$7.3 \times 10^{22}$	0.24	1.48	$1.36 \times 10^{12}$	0.016

Note: (1)  $\chi^2$  ridotto; (2) spessore ottico a 9.7 micron; (3) raggio interno ed esterno in pc; (4) massa della polvere in  $M_{\odot}$ ; (5) angolo di vista (espresso in gradi) calcolato rispetto al piano equatoriale; (6) densità di colonna lungo la linea di vista in  $cm^{-2}$ ; (7) luminosità bolometrica dovuta all'accrescimento in unità di  $10^{46}$  erg/s; (8) massa stellare in unità di  $10^{11} M_{\odot}$ ; (9) luminosità totale nell'IR calcolata integrando il modello tra 8 e  $1000 \mu m$  (nel sistema a riposo della sorgente) in  $L_{\odot}$ ; (10) contributo dell'AGN, in percentuale, alla luminosità totale nell'IR.



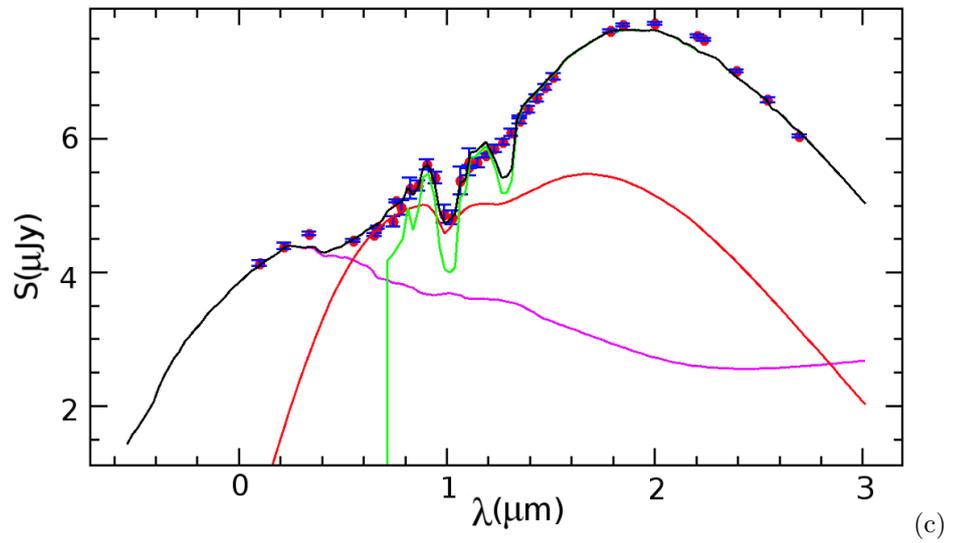
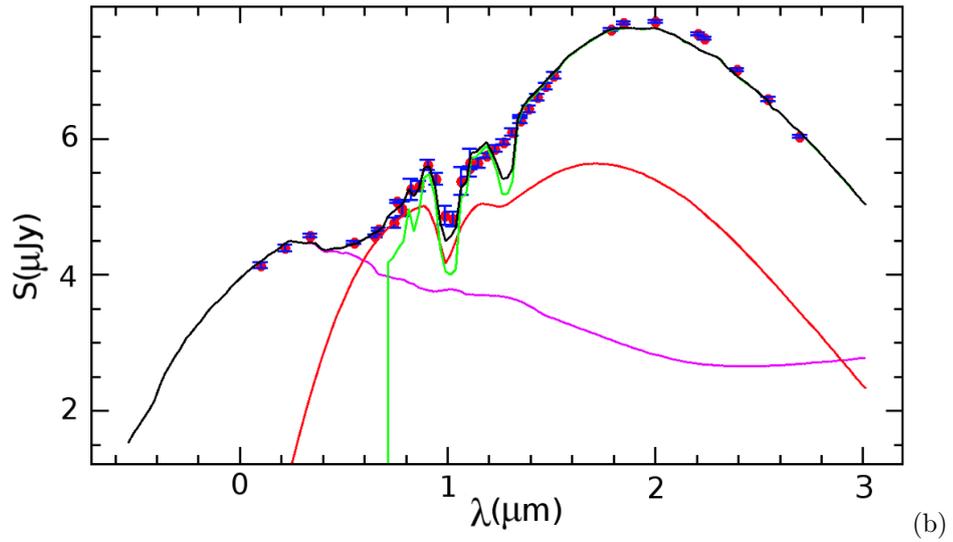


Fig. 5.4 - Modelli I (a) con  $\tau_{9.7} \leq 6$ , modello II (b) con  $\tau_{9.7} \leq 3$  e modello III (c) con  $\tau_{9.7} \leq 2$ .

### 5.3 La luminosità X stimata attraverso la luminosità dell'AGN nel MIR

Da alcuni dei valori ottenuti grazie all'analisi nell'IR è possibile stimare la luminosità X e confrontarla con quella ottenuta precedentemente dalle analisi degli spettri in banda X.

E' possibile ricavare una prima stima della luminosità nella banda 2-10 keV dalla luminosità dell'AGN alle lunghezze d'onda di 5.8 e 12.2  $\mu m$ , le quali correlano entrambe con la  $L_{2-10keV}$  secondo le seguenti relazioni<sup>15</sup>:

$$\log(L_{2-10keV}) = 0.85 \times \log(\lambda L_{5.8\mu m}) + 7.785 \quad (1) \text{ da Lanzuisi et al. (2009)}$$

$$\log\left(\frac{L_{12.2\mu m}}{10^{43} \text{ ergs}^{-1}}\right) = (0.19 \pm 0.05) + (1.11 \pm 0.07) \log\left(\frac{L_{2-10keV}}{10^{43} \text{ ergs}^{-1}}\right) \quad (2) \text{ da Gandhi et al. (2009)}$$

Queste correlazioni sono in accordo con il Modello Unificato degli AGN, secondo il quale una parte dell'emissione del disco di accrescimento (il quale emette alle lunghezze d'onda dell'ottico, UV e soft X) è riprocessata dal toro e riemessa nell'IR; un'altra parte interagisce con gli elettroni caldi dell'Hot Corona e da origine ad emissione nella banda soft e hard X. All'aumentare quindi della  $L_X$ , che è una misura della luminosità di accrescimento intrinseca dell'AGN, si deve avere un aumento dell'emissione nell'IR, la quale non è altro che il riprocessamento dell'emissione del disco da parte del toro.

Sono stati presi i valori della densità di flusso dovuta alla componente di AGN alle lunghezze d'onda di 5.8 e 12.2  $\mu m$  ottenuti dal best fit del modello III, che è quello che riproduce meglio la feature in assorbimento a 9.7  $\mu m$ ; si hanno, rispettivamente,  $S_{5.8\mu m}=0.075$  Jy e  $S_{12.3\mu m}=0.075$  Jy. Questi valori sono stati quindi trasformati<sup>16</sup> nelle rispettive luminosità:  $L_{5.8\mu m}=7.54 \times 10^{43}$  erg/s e  $L_{12.3\mu m}=4.26 \times 10^{43}$  erg/s.

Dalle relazioni (1) e (2) sono state ottenute rispettivamente  $1.11 \times 10^{45}$  erg/s e  $2.44 \times 10^{43}$  erg/s per la banda 2-10 keV, le quali sono di alcuni ordini di grandezza superiori a quanto trovato dalle analisi in banda X (dall'analisi simultanea dei dati XMM-Newton e NuSTAR si ottiene  $L_{2-10}=4.41 \times 10^{41}$  erg/s).

Un altro metodo per stimare la luminosità X consiste nell'utilizzare la correzione bolometrica, definita come il rapporto tra la luminosità bolometrica e quella relativa a una

<sup>15</sup>La relazione (1) è ottenuta da un campione di Dusty Obscured Galaxies, galassie che presentano una grande quantità di polvere che assorbe la luce nel visibile e la riemette nell'IR. Queste presentano alti rapporti MIR/Ottici ( $F_{24\mu m}/F_R > 2000$ ) e intense densità di flusso nel MIR ( $F_{24\mu m} > 1.3$  mJy); una gran parte sono candidati come AGN oscurati. La relazione (2) è ottenuta da un campione locale di 41 Seyfert 1 e 2 rilevate tramite il VLT Imager and Spectrometer for mid-Infrared (VISIR) nella banda 8-13  $\mu m$ .

<sup>16</sup>Per passare dal flusso alla luminosità è stata utilizzata la formula Hogg et al., 1998:  $L_\nu = \frac{4\pi D_L^2 S_\nu}{1+z}$

certa banda dello spettro ( $k_{bol} = \frac{L_{bol}}{L_{band}}$ ), in questo caso la banda 2-10 keV. La luminosità bolometrica ottenuta dal SED *fitting* per il modello III risulta di  $0.24 \times 10^{46}$  erg/s. Utilizzando la relazione ricavata da Lusso et al. (2012) per gli AGN di tipo II, si è ottenuta una correzione bolometrica di  $k_{bol}=18.7$ , alla quale corrisponde una  $L_{2-10keV}$  di  $1.28 \times 10^{44}$  erg/s, anch'essa, come le precedenti  $L_{2-10keV}$  stimate, di vari ordini di grandezza superiori a quella ottenuta dalla banda X.

Un altro parametro importante da poter stimare è il rapporto di Eddington, il quale esprime il rapporto fra la luminosità bolometrica di un oggetto e la sua luminosità di Eddington<sup>17</sup> ( $\lambda_{EDD} = \frac{L_{BOL}}{L_{EDD}}$ ) ed è legato al tasso di accrescimento dell'AGN. Per ottenere la  $L_{EDD}$ , si è stimata la massa del buco nero al centro di IRAS 13120-5453 utilizzando l'equazione (8) in Sani et al., (2011):

$$\log M_{BH}/M_{\odot} = (8.16 \pm 0.06) + (0.79 \pm 0.08) \times [\log M_{\star}/M_{\odot} - 11] \quad (3)$$

la quale lega la massa del buco nero alla massa delle stelle della galassia ospite, che dal best fit del modello III risulta pari a  $M_{\star} = 1.85 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Si ottiene un valore, per la massa del buco nero, di  $2 \times 10^8 M_{\odot}$ , dal quale si ricava un rapporto di Eddington di 0.1. Considerando l'ordine di grandezza della massa del buco nero ottenuta dalla relazione (3), il redshift della sorgente e la luminosità X ottenuta dalla correzione bolometrica, risulta che il buco nero sta accrescendo ad un tasso considerevole. Infatti, nello studio di Lusso et al., 2012, la parte del campione che presenta questo range di valori della luminosità X, del redshift e della massa del buco nero ha in media un rapporto di Eddington di 0.01. Dallo studio di questa sorgente attraverso le bande X e IR emergono quindi due scenari differenti: in banda X l'AGN sembra essere di bassa potenza; in banda IR, l'AGN ha invece una luminosità elevata e sta accrescendo ad un tasso relativamente elevato. Le luminosità X ottenute dalla banda IR grazie a tre metodi differenti sono tutte concordi con l'essere di alcuni ordini di grandezza superiori alla luminosità calcolata nelle analisi in banda X. Questa estrema differenza potrebbe essere dovuta al fatto che in banda X l'assorbimento sia stato sottostimato e quindi anche la luminosità; questo vorrebbe dire che il modello utilizzato per riprodurre lo spettro non è ancora del tutto adeguato. Oppure ancora, questa differenza potrebbe essere dovuta al fatto che il modello utilizzato in banda IR per riprodurre i dati abbia delle incertezze grandi sui valori ottenuti, le quali al momento non possono essere quantificate. A tal proposito, sono stati considerati i 30 modelli che meglio riproducono l'emissione IR del toro nel caso del modello III, che è quello utilizzato per ricavare le luminosità in banda 2-10 keV. In questi 30 modelli,

<sup>17</sup>La luminosità di Eddington fornisce un limite superiore alla luminosità che può generare il disco di accrescimento ed è legata alla massa del buco nero secondo la formula  $L_{EDD} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M_{BH}}{M_{\odot}}$  erg/s.

l'angolo di vista del toro ha un valore di 0 oppure 60 gradi rispetto al piano equatoriale, e un assorbimento che va da un minimo di  $3.7 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$  (associato ad una profondità ottica  $\tau_{9.7}$  pari a 0 e consistente con quanto trovato in banda X) ad un massimo di  $7.5 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ . Tuttavia, anche considerando un assorbimento consistente con quanto ottenuto dalle analisi in banda X, la luminosità bolometrica associata a questo, di  $2 \times 10^{44}$  erg/s, fornisce, attraverso la correzione bolometrica, una  $L_{2-10} = 1.7 \times 10^{43}$  erg/s. Questi valori molto alti della  $L_X$  prevista dalla relazione della correzione bolometrica potrebbero esser dovuti al fatto che il campione utilizzato nello studio comprende oggetti con una  $L_X > 10^{43}$  erg/s, mentre l'oggetto considerato ha una  $L_X$  di due ordini di grandezza più piccola: la relazione della correzione bolometrica ricavata in Lusso et al., 2012, potrebbe non essere valida per gli AGN poco luminosi.

# Capitolo 6

## Discussione e conclusioni

L'interruzione dell'attività di formazione stellare nelle galassie attraverso l'azione di venti guidati dalla potenza dell'AGN e/o dall'attività di *starburst* è una fase prevista dalla maggior parte dei modelli di coevoluzione tra i buchi neri super massicci e la galassia ospite. La recente scoperta di venti molecolari massivi negli AGN e nelle ULIRG locali ha fornito una prova forte a favore dell'azione del *feedback* negativo nelle galassie in cui è in atto la formazione stellare. La svolta importante compiuta da questi studi è la conferma che questi venti influenzano anche la parte dell'ISM in cui si formano le stelle, cioè il gas molecolare freddo. È emerso che i venti molecolari presenti nelle galassie ULIRG mostrano velocità di 800 - 1000 km/s, con tassi di *outflow* decine di volte superiori al tasso di formazione stellare della galassia. Questo potrebbe confermare l'ipotesi di venti guidati dall'AGN, tuttavia è ancora poco chiaro se l'origine sia da attribuirsi totalmente all'AGN oppure all'attività di formazione stellare o ad entrambi. Tra queste galassie, IRAS 13120-5453 rappresenta un caso particolare, in quanto il tasso di *outflow* è dello stesso ordine di grandezza del tasso di formazione stellare. Da precedenti studi risulta che in questa galassia sono presenti sia un'intensa attività di formazione stellare nelle regioni centrali, sia un AGN oscurato. Scopo di questa tesi è stato quindi quello di analizzare le proprietà fisiche di questo oggetto attraverso l'analisi in banda X, la quale permette di conoscere la luminosità intrinseca dell'AGN e il suo grado di oscuramento, e in banda IR, la quale permette di quantificare il contributo che l'attività di AGN e di *starburst* forniscono alla luminosità nell'IR.

### Risultati in banda X

L'analisi in banda X è stata effettuata utilizzando tutti i dati disponibili per questa sorgente, ovvero quelli provenienti dai satelliti XMM-Newton, Chandra e NuSTAR. Dalle analisi dei dati XMM sono stati ottenuti i seguenti risultati:

- *Componente di starburst*. Nello spettro è stata risolta una riga del ferro possibilmente larga la cui energia corrisponde alla riga del ferro ionizzata a 6.7 keV (Fe XXV). È stato mostrato come sia possibile modellarla con due righe strette, una a 6.4 keV dovuta alla presenza dell'AGN ed una a 6.7 keV alla presenza di gas caldo la cui elevata temperatura è dovuta all'intensa attività di formazione stellare. Lo spettro in banda soft è stato quindi modellato con due componenti termiche a diverse temperature, la più alta delle quali ha una riga di emissione a 6.7 keV. Questa però non è così intensa come quella osservata nello spettro: sono necessarie delle metallicità super-solari, dell'ordine di 4-5  $Z_{\odot}$  per avere una riga sufficientemente intensa come richiesto dallo spettro. Ciò non è sorprendente, trattandosi di una galassia che si trova in una fase di intensa formazione stellare, ma

al momento non possiamo supportare questa conclusione sulla base delle informazioni disponibili per questa sorgente.

- *Componente di AGN.* E' stato possibile modellare la componente di AGN dello spettro con una legge di potenza il cui indice in fotoni  $\Gamma$  è risultato essere leggermente più piatto ( $\sim 1.5$ ) rispetto a quello medio degli AGN ( $\sim 1.8$ ). La legge di potenza è assorbita da materiale la cui densità di colonna lungo la linea di vista (dell'ordine di  $10^{21}$   $\text{cm}^{-2}$ ) permette di classificare l'AGN come moderatamente oscurato. Il modello utilizzato inoltre non richiede l'aggiunta di una componente di riflessione alle più alte energie, la quale avrebbe potuto giustificare la pendenza piatta (anche se non in modo estremo) della legge di potenza. L'ipotesi è che quindi l'indice della legge di potenza sia intrinseco; indici più piatti rispetto al valore medio osservato negli AGN vengono ricavati, anche se raramente, sia in Seyfert 1 che in Seyfert 2.

- L'ordine di grandezza della luminosità intrinseca totale della sorgente nella banda 0.5-10 keV è di  $10^{41}$  erg/s, con un valore di  $4.4 \times 10^{41}$  erg/s nella banda 2-10 keV ottenuto dall'analisi simultanea dei dati XMM-Newton e NuSTAR. IRAS 13120-5453 ospita pertanto un AGN di bassa luminosità; in banda soft, 2/3 di questa è dovuta alla presenza del gas con temperatura più elevata. E' stato possibile ricavare dalla luminosità di questa componente termica ad elevate temperature un tasso di formazione stellare dello stesso ordine di grandezza del tasso di *outflow* della galassia, ovvero dell'ordine di  $\sim 100 - 150$   $\text{M}_{\odot}/\text{yr}$ . La bassa potenza dell'AGN e l'elevato tasso di formazione stellare sembrano indicare che l'origine dei venti possa essere attribuito in gran parte all'attività di formazione stellare.

- Le righe a 6.4 keV e a 6.7 keV con cui è stata modellata la riga larga presente nello spettro risultano avere EW diverse: in base a questa modellistica, la EW della riga a 6.7 keV è maggiore della EW della riga a 6.4 keV: una EW bassa della riga a 6.4 keV, insieme ad una densità di colonna dell'ordine di  $10^{21}$   $\text{cm}^{-2}$  e all'assenza di strutture in riflessione potrebbero confermare la natura non troppo oscurata della sorgente.

- Lo spettro in banda soft è stato inoltre modellato con quattro righe in emissione individuate nel grafico dei residui. Queste potrebbero essere dovute a emissione da parte di gas fotoionizzato dall'AGN. La riga con la più alta significatività ha risultato avere un'energia di circa 1.90 keV, dovuta probabilmente alla sovrapposizione delle righe Mg XI, Mg XII e Si XIII. In particolare la riga del Si XIII potrebbe essere legata alla presenza di un AGN (è infatti generalmente più intensa nelle ULIRG che ospitano un AGN).

Dalle analisi dei dati *Chandra* è stato possibile confermare quanto ottenuto con l'analisi dei dati XMM. Lo spettro è stato modellato con una legge di potenza piatta ed un

assorbimento dell'ordine di  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . La bassa statistica dei dati e la limitata area efficace alle energie superiori a 5 keV non ha permesso di modellare lo spettro con una componente termica e con una riga del ferro, ma è stato possibile individuare una riga la cui energia è molto vicina alla riga del Si XIII, confermando la presenza di questa riga nello spettro della sorgente.

Le analisi sono state estese alle alte energie grazie all'utilizzo dei dati *NuSTAR*, i quali sono stati analizzati prima singolarmente e poi uniti con quelli *XMM-Newton* e *Chandra*. È stato così possibile confermare quanto ottenuto con i dati *XMM-Newton* e *Chandra*. Lo spettro ha confermato avere, anche con i dati *NuSTAR*, una pendenza piatta della legge di potenza ed è stato possibile confermare che non è richiesta una componente di riflessione.

In definitiva, dalle analisi in banda X, IRAS 13120-5453 risulta una sorgente poco oscurata. L'elevata temperatura del seconda componente termica con cui è stato modellato lo spettro suggerisce che la galassia stia subendo intensi processi di formazione stellare. Dalla luminosità di questa componente termica è possibile stimare il tasso di formazione stellare, che è dello stesso ordine di grandezza del tasso di *outflow*: indizio, questo, di un ruolo predominante dell'attività di formazione stellare nella produzione degli *outflow* osservati in questa galassia; infatti, l'AGN risulta di bassa potenza, con una luminosità, in banda X, dell'ordine di  $10^{41} \text{ erg/s}$ . Il *feedback* in atto in questa galassia potrebbe essere quindi di tipo *starburst driven*, diverso da quello che si pensa sia in atto nelle altre ULIRG.

### Risultati in banda IR

L'analisi in banda IR è di fondamentale importanza in quanto gli episodi di formazione stellare e quelli di accrescimento attorno al SMBH contribuiscono entrambi alla luminosità nell'IR. Per quantificare il loro contributo, sono stati uniti i dati fotometrici disponibili ed è stato utilizzato un codice di SED *fitting* che considera i contributi alla luminosità IR da parte della galassia ospite, dell'AGN e della *starburst*. L'attività di *starburst* fornisce il contributo più significativo alla luminosità IR. Dalla profondità ottica dell'assorbimento a  $9.7 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{9.7}$ , dovuto ai silicati presenti nei grani di polvere, è stato possibile quantificare l'assorbimento lungo la linea di vista del toro. È stato dimostrato come un buon fit si possa ottenere con piccoli valori della profondità ottica ( $\tau_{9.7} \leq 2, 3$ ), confermando la natura non troppo oscurata della sorgente in esame. Tuttavia, dai valori ottenuti dal *best fit*, utilizzando tre metodi differenti sono state stimate delle luminosità X troppo elevate rispetto al valore ottenuto dalle analisi dei dati in banda X: probabilmente si hanno delle grosse incertezze sui valori ottenuti dal best fit.

Nonostante le analisi effettuate in questo lavoro di tesi, rimangono degli interrogativi ancora aperti sulle proprietà fisiche di questa galassia: l'AGN è poco oscurato come emerge dalle analisi in banda X, o l'assorbimento è stato sottostimato, come potrebbero suggerire i risultati in banda IR? AGN molto oscurati presentano EW di  $\sim 1 \text{ keV}$ , lo stesso valore

ottenuto per la EW della riga presente nello spettro a 6.7 keV. Se l'intensa EW della riga larga a 6.7 keV fosse dovuta in gran parte al ferro neutro a 6.4 keV, potrebbe essere questo indizio di un AGN molto più oscurato di quanto stimato dai modelli utilizzati? Le analisi in banda IR indicano però che un forte grado di oscuramento è inverosimile, visto il basso valore della profondità della struttura in assorbimento a  $9.7 \mu m$  ( $\tau_{9.7}=1.2$  dallo studio di González-Alfonso et al., 2015). Un altro interrogativo riguarda la reale potenza dell'AGN. Negli spettri ottenuti nella banda 10 - 37  $\mu m$  (Farrah et al., 2007) non è presente la riga del [O IV], e quella del [Ne V] è piuttosto debole, indice questo di una debole attività dell'AGN: questo sembra confermare quanto ottenuto dalla banda X.

In futuro, osservazioni con i satelliti *XMM-Newton* e *NuSTAR* più profonde rispetto a quelle disponibili al momento potranno consentire di effettuare un'analisi spettrale ancora più dettagliata. Sarà così possibile riprodurre lo spettro con modelli più complessi rispetto a quelli utilizzati in questo lavoro di tesi. Questo consentirà di poter rilevare eventuali righe in assorbimento legate alla presenza di venti, possibili strutture in riflessione, conoscere l'origine delle righe in emissione individuate nella parte soft dello spettro, il reale grado di oscuramento e la luminosità dell'AGN.

**Prospettive future** Capire la formazione dei venti e il ruolo che questi hanno nel sopprimere la formazione stellare nelle galassie è di fondamentale importanza nell'ambito dell'evoluzione e formazione delle galassie. Future osservazioni nella banda millimetrica grazie all'interferometro ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) permetteranno di aumentare il numero di galassie conosciute in cui è in atto la produzione di venti molecolari. Sarà inoltre possibile studiare nel dettaglio i parametri fisici di questi venti come le dimensioni delle regioni interessate, l'energia cinetica, il tasso e la velocità di *outflow*. In parallelo, effettuare un'analisi in banda X come quella eseguita in questo lavoro di tesi su un più ampio campione permetterà di ottenere informazioni sulle condizioni fisiche di queste galassie. Sarà così possibile rispondere a quesiti fondamentali come le condizioni in cui si sviluppano i venti, il ruolo e l'influenza che l'AGN e la *starburst* hanno nella loro produzione e sulla galassia ospite.

## Riferimenti bibliografici

- [1] Alexander, D. M.; Bauer, F. E.; Brandt, W. N.; Garmire, G. P.; Hornschemeier, A. E.; Schneider, D. P.; Vignali, C. “*Resolving the source populations that contribute to the X-ray background: The 2 Ms Chandra Deep Field-North Survey*” 2003 AN, 324, 8
- [2] Antonucci, R. “*Unified models for active galactic nuclei and quasars*” 1993 ARA&A, 31, 473
- [3] Arnaud, K. A. “*XSPEC: The First Ten Years*” 1996 ASPC, 101, 17
- [4] Balestra, I.; Boller, Th.; Gallo, L.; Lutz, D.; Hess, S. “*XMM-Newton spectral properties of the ultraluminous IRAS galaxy Mrk 273*” 2005 A&A, 442, 469
- [5] Barvainis, R. “*Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei*” 1987 ApJ, 320, 537
- [6] Boller, Th.; Keil, R.; Hasinger, G.; Costantini, E.; Fujimoto, R.; Anabuki, N.; Lehmann, I.; Gallo, L. “*XMM-Newton observation of the ULIRG NGC 6240. The physical nature of the complex Fe K line emission*” 2003 A&A, 411, 63
- [7] Bressan, A.; Granato, G. L.; Silva, L. “*Modelling intermediate age and old stellar populations in the Infrared*” 1998 A&A, 332, 135
- [8] Calzetti, Daniela; Kinney, Anne L.; Storchi-Bergmann, Thaisa “*Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: The ultraviolet and optical extinction law*” 1994 ApJ, 429, 582
- [9] Cappi, M.; Persic, M.; Bassani, L.; Franceschini, A.; Hunt, L. K.; Molendi, S.; Palazzi, E.; Palumbo, G. G. C.; Rephaeli, Y.; Salucci, P. “*Diffuse thermal emission from very hot gas in starburst galaxies*” 1999 A&A, 350, 777
- [10] Cardelli, Jason A.; Clayton, Geoffrey C.; Mathis, John S. “*The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*” 1989 ApJ, 345, 245
- [11] Cohen, M. “*IRAS LRS spectroscopy of galaxies*” 1992 AJ, 103, 1734
- [12] Comastri, A.; Setti, G.; Zamorani, G.; Hasinger, G. “*The contribution of AGNs to the X-ray background*” 1995 A&A, 296, 1
- [13] Czerny, B.; Elvis, M. “*Constraints on quasar accretion disks from the optical/ultraviolet/soft X-ray big bump*” 1987 ApJ, 321, 305
- [14] Di Matteo, T.; Springel, V.; Hernquist, L. “*Energy input from quasars regulates the growth and activity of black holes and their host galaxies*” 2005 Nature, 433, 604

- [15] Done, Chris; Madejski, Greg M.; Życki, Piotr T.; Greenhill, Lincoln J. “*Simultaneous Chandra and Rossi X-Ray Timing Explorer Observations of the Nearby Bright Seyfert 2 Galaxy NGC 4945*” 2003 ApJ, 588, 763
- [16] Fabian, A. C.; Iwasawa, K.; Reynolds, C. S.; Young, A. J. “*Broad Iron Lines in Active Galactic Nuclei*” 2000 PASP, 112, 1145
- [17] Farrah, D.; Bernard-Salas, J.; Spoon, H. W. W.; Soifer, B. T.; Armus, L.; Brandl, B.; Charmandaris, V.; Desai, V.; Higdon, S.; Devost, D.; Houck, J. “*High-Resolution Mid-Infrared Spectroscopy of Ultraluminous Infrared Galaxies*” 2007 ApJ, 667, 149
- [18] Feltre, A.; Hatziminaoglou, E.; Fritz, J.; Franceschini, A. “*Smooth and clumpy dust distributions in AGN: a direct comparison of two commonly explored infrared emission models*” 2012 MNRAS, 426, 120
- [19] Ferrarese, L. ; Merritt, D. “*A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies*” 2000 ApJ, 539, 9
- [20] Fritz, J.; Franceschini, A.; Hatziminaoglou, E. “*Revisiting the infrared spectra of active galactic nuclei with a new torus emission model*” 2006 MNRAS, 366, 767
- [21] Gandhi, P. “*Resolved Mid-Infrared Imaging of Seyferts: an Isotropic Probe of AGN Luminosity*” 2009 ASPC, 418, 475
- [22] Georgantopoulos, I.; Dasyra, K. M.; Rovilos, E.; Pope, A.; Wu, Y.; Dickinson, M.; Comastri, A.; Gilli, R.; Elbaz, D.; Armus, L.; Akylas, A. “*X-ray observations of highly obscured  $\tau_{9.7 \mu\text{m}} > 1$  sources: an efficient method for selecting Compton-thick AGN?*” 2011 A&A, 531, 116
- [23] Giacconi, Riccardo; Gursky, Herbert; Paolini, Frank R.; Rossi, Bruno B. “*Evidence for X Rays From Sources Outside the Solar System*” 1962 PhRvL, 9, 439
- [24] Gilli, R. “*The X-ray background and the deep X-ray surveys*” 2004 AdSpR, 34, 2470
- [25] González-Alfonso, E.; Fischer, J.; Sturm, E.; Graciá-Carpio, J.; Veilleux, S.; Meléndez, M.; Lutz, D.; Poglitsch, A.; Aalto, S.; Falstad, N. “*High-lying OH Absorption, [C II] Deficits, and Extreme L FIR/M H<sub>2</sub> Ratios in Galaxies*” 2015 ApJ, 800, 69
- [26] Greene, J. E.; Ho, L. C.; Barth, A. J. “*Black Holes in Pseudobulges and Spheroidals: A Change in the Black Hole-Bulge Scaling Relations at Low Mass*” 2008 ApJ, 688, 159
- [27] Gregory, P. C.; Vavasour, J. D.; Scott, W. K.; Condon, J. J. “*The Parkes-MIT-NRAO (PMN) map catalog of radio sources covering -88 deg less than delta less than -37 deg at 4.85 Ghz*” 1994 ApJS, 90, 173

- [28] Haardt, F.; Maraschi, L. “*Two Phase Accretion Disks as a Model for the X-ray Emission from Seyfert Galaxies*” 1991 LNP, 385, 218
- [29] Hernquist, L. “*Tidal triggering of starbursts and nuclear activity in galaxies*” 1989 Nature, 340, 687
- [30] Higdon, S. J. U.; Armus, L.; Higdon, J. L.; Soifer, B. T.; Spoon, H. W. W. “*A Spitzer Space Telescope Infrared Spectrograph Survey of Warm Molecular Hydrogen in Ultraluminous Infrared Galaxies*” 2006 ApJ, 648, 323
- [31] Hogg D. “*Distance measures in cosmology*” [arXiv:astro-ph/9905116]
- [32] Hopkins, Philip F.; Hernquist, Lars; Cox, Thomas J.; Kereš, Dušan A “*Cosmological Framework for the Co-Evolution of Quasars, Supermassive Black Holes, and Elliptical Galaxies. I. Galaxy Mergers and Quasar Activity*” 2008 ApJS, 175 356
- [33] Iwasawa, K.; Sanders, D. B.; Evans, A. S.; Trentham, N.; Miniutti, G.; Spoon, H. W. W. “*Fe K emission in the ultraluminous infrared galaxy Arp 220*” 2005 MNRAS, 357, 565
- [34] Iwasawa, K.; Sanders, D. B.; Evans, A. S.; Mazzarella, J. M.; Armus, L.; Surace, J. A. “*High-Ionization Fe K Emission From Luminous Infrared Galaxies*” 2009 ApJ, 695, 103
- [35] Iwasawa, K.; Sanders, D. B.; Teng, S. H.; U, Vivian; Armus, L.; Evans, A. S.; Howell, J. H.; Komossa, S.; Mazzarella, J. M.; Petric, A. O. “*C-GOALS: Chandra observations of a complete sample of luminous infrared galaxies from the IRAS Revised Bright Galaxy Survey*” 2011 A&A, 529, 106
- [36] Jacoby, G. H.; Hunter, D. A.; Christian, C. A. “*A library of stellar spectra*” 1984 ApJS, 56, 257
- [37] Kalberla, P. M. W.; Burton, W. B.; Hartmann, D.; Arnal, E. M.; Bajaja, E.; Morras, R.; Poeppel, W. G. L. “*VizieR Online Data Catalog: Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI*” 2005 A&A, 440, 775
- [38] Kellermann, K. I.; Sramek, R.; Schmidt, M.; Shaffer, D. B.; Green, R. “*VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey*” 1989 AJ, 98, 1195
- [39] Kennicutt R. “*Star Formation in galaxies along the Hubble Sequence*” 1998 ARA&A, 36, 189
- [40] Kim D. C.; Evans A. S.; Vavilkin T.; Armus L.; M. Mazzarella J.; Sheth K. ; Surace J. A. ; Haan S. ; Howell J. H.; Díaz-Santos T. ; Petric A.; Iwasawa K. ;Privon G. C.

- ; Sanders D. B. “*Hubble Space Telescope ACS Imaging of the GOALS sample: quantitative structural properties of nearby Luminous Infrared Galaxies with  $L_{IR} > 10^{11.4} L_{\odot}$* ” ApJ, 768, 2
- [41] Kinkhabwala, A.; Sako, M.; Behar, E.; Kahn, S. M.; Paerels, F.; Brinkman, A. C.; Kaastra, J. S.; van der Meer, R. L. J.; Gu, M. F.; Liedahl, D. A. “*Soft X-ray Spectroscopy of NGC 1068 with XMM-Newton RGS and Chandra LETGS*” [arXiv:astro-ph/0203021]
- [42] Kormendy, J.; Richstone, D. “*The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei*” 1995 ARA&A, 33, 581
- [43] Krolik, J. H.; Begelman, M. C. “*The Dynamical State of the Obscuring Torus in Seyfert Galaxies*” 1986 BAAS, 18, 903
- [44] Kurucz, R. L. “*SYNTHE spectrum synthesis programs and line data*” 1993
- [45] Landi, R.; Bassani, L.; Malaguti, G.; Cappi, M.; Comastri, A.; Dadina, M.; Di Cocco, G.; Fabian, A. C.; Palazzi, E.; Palumbo, G. G. C.; Trifoglio, M. “*BeppoSAX view of NGC 526A: A Seyfert 1.9 galaxy with a flat spectrum*” 2001 A&A, 379, 46
- [46] Lanzuisi, G.; Piconcelli, E.; Fiore, F.; Feruglio, C.; Vignali, C.; Salvato, M.; Gruppioni, C. “*Revealing X-ray obscured quasars in SWIRE sources with extreme mid-IR/optical flux ratios*” 2009 A&A, 498, 67
- [47] Lebedev, S. V.; Ciardi, A.; Ampleford, D. J.; Bland, S. N.; Bott, S. C.; Chittenden, J. P.; Hall, G. N.; Rapley, J.; Jennings, C. A.; Frank, A. “*Magnetic tower outflows from a radial wire array Z-pinch*” 2005 MNRAS, 361, 97
- [48] Lusso, E.; Comastri, A.; Simmons, B. D.; Mignoli, M.; Zamorani, G.; Vignali, C.; Brusa, M.; Shankar, F.; Lutz, D.; Trump, J. R. “*Bolometric luminosities and Eddington ratios of X-ray selected active galactic nuclei in the XMM-COSMOS survey*” 2012 MNRAS, 425, 623
- [49] Maiolino, R.; Risaliti, G. “*X-ray Absorption in Active Galactic Nuclei*” 2007 ASPC, 373, 447
- [50] Martin L. “*Mapping Large-Scale Gaseous Outflows in Ultraluminous Galaxies with Keck II ESI Spectra: Variations in Outflow Velocity with Galactic Mass*” 2005 ApJ, 621, 1
- [51] Mathis, J. S.; Rumpl, W.; Nordsieck, K. H. “*The size distribution of interstellar grains*” 1977 ApJ, 217, 425

- [52] Matt, G. “*The broad band spectrum and variability of Seyfert 1*” [arXiv:astro-ph/0007105]
- [53] Matt, G.; Guainazzi, M.; Maiolino, R. “*Changing Face: from Compton-thick to Compton-thin (or viceversa)*” 2003 ASPC, 290, 163
- [54] Mineo, S.; Gilfanov, M.; Sunyaev, R. “*X-ray emission from star-forming galaxies - II. Hot interstellarmedium*” 2012 MNRAS, 426, 1870
- [55] Miyoshi, M.; Moran, J.; Herrnstein, J. ; Greenhill, L.; Nakai, N.; Diamond, P.; Inoue, M. “*Evidence for a black hole from high rotation velocities in a sub-parsec region of NGC4258*” 1995 Nature, 373, 127
- [56] Nandra, K.; Pounds, K. A. “*GINGA Observations of the X-Ray Spectra of Seyfert Galaxies*” 1994 MNRAS, 268, 405
- [57] Nardini, E.; Risaliti, G.; Watabe, Y.; Salvati, M.; Sani, E. “*The role of nuclear activity as the power source of ultraluminous infrared galaxies*” 2010 MNRAS, 405, 2505
- [58] Nenkova, Maia; Sirocky, Matthew M.; Nikutta, Robert; Ivezić, Željko; Elitzur, Moshe “*AGN Dusty Tori. II. Observational Implications of Clumpiness*” 2008 ApJ, 685, 160
- [59] Netzer, H. “*X-Ray Lines in Active Galactic Nuclei and Photoionized Gases*” 1996 ApJ, 473, 781
- [60] Netzer, H; Turner, T. J. “*Soft X-Ray Lines and Gas Composition in NGC 1068*” 1997 ApJ, 488, 694
- [61] Pietsch, W.; Roberts, T. P.; Sako, M.; Freyberg, M. J.; Read, A. M.; Borozdin, K. N.; Branduardi-Raymont, G.; Cappi, M.; Ehle, M.; Ferrando, P. “*XMM-Newton observations of : Resolving the emission components in the disk and nuclear area*” 2001 A&A, 365, 174
- [62] Ranalli, P.; Comastri, A.; Setti, G. “*The 2-10 keV luminosity as a Star Formation Rate indicator*” 2003 A&A, 399, 39
- [63] Rich, J. A.; Kewley, L. J.; Dopita, M. A. “*Galaxy Mergers Drive Shocks: An Integral Field Study of GOALS Galaxies*” 2015 ApJ, 221, 28
- [64] Risaliti, G.; Elvis, M. “*A Panchromatic View of AGN*” 2004 ASSL, 308, 187
- [65] Sanders, D. B.; Soifer, B. T.; Elias, J. H.; Madore, B. F.; Matthews, K.; Neugebauer, G.; Scoville, N. Z. “*Ultraluminous infrared galaxies and the origin of quasars*” 1988 ApJ, 325, 74

- [66] Sani, E.; Marconi, A.; Hunt, L. K.; Risaliti, G. “*The Spitzer/IRAC view of black hole-bulge scaling relations*” 2011 MNRAS, 413, 1479
- [67] Shakura, N. I.; Sunyaev, R. A. “*Black holes in binary systems. Observational appearance*” 1973 A&A, 24, 337
- [68] Sturm, E.; González-Alfonso, E.; Veilleux, S.; Fischer, J.; Graciá-Carpio, J.; Hailey-Dunsheath, S.; Contursi, A.; Poglitsch, A.; Sternberg, A.; Davies, R. “*Massive Molecular Outflows and Negative Feedback in ULIRGs Observed by Herschel-PACS*” 2011 ApJ, 733, 16
- [69] Veilleux, S.; Meléndez, M.; Sturm, E.; Gracia-Carpio, J.; Fischer, J.; González-Alfonso, E.; Contursi, A.; Lutz, D.; Poglitsch, A.; Davies, R. “*Fast Molecular Outflows in Luminous Galaxy Mergers: Evidence for Quasar Feedback from Herschel*” 2013 ApJ, 776, 27
- [70] Walcher, J.; Groves, B.; Budavári, T.; Dale, D. “*Fitting the integrated spectral energy distributions of galaxies*” 2011 Ap&SS, 331, 1