



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

TESI DI LAUREA

NATURA DEL CANDIDATO BUCO NERO DI MASSA INTERMEDIA ESO 243-49 HLX-1

Relatore: Prof. ENRICO MARIA CORSINI

Correlatore: Dr. LUCA ZAMPIERI

Laureanda: SARA FEDERLE

Matricola: 596355-SA

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

Indice

1	Scopo e schema della Tesi	3
2	Introduzione	5
2.1	Proprietà osservative delle sorgenti X ultraluminose	5
2.2	Buchi neri nelle sorgenti X ultraluminose	9
3	Possibili candidati buchi neri di massa intermedia	13
3.1	NGC 1365 X-1	13
3.2	NGC 5408 X-1	13
3.3	M 51 ULX-7	14
3.4	NGC 2276-3c	16
3.5	ESO 243-49 HLX-1	18
3.6	M 82 X-1	18
4	ESO 243-49 HLX-1	21
4.1	Caratteristiche fisiche della sorgente ESO 243-49 HLX-1	21
4.2	Prime indagini sulla natura di HLX-1	21
4.3	Scoperta della riga $H\alpha$	23
4.4	Outburst ricorrenti	24
4.5	Natura della controparte ottica di HLX-1	27
4.6	Lo scenario della fusione con una galassia di massa più piccola	27
4.7	Il disco di accrescimento	28
5	Analisi fotometrica delle osservazioni HST di ESO 243-49 HLX-1	29
5.1	Osservazioni	29
5.2	Analisi dei dati	31
6	Conclusioni	35
	Bibliografia	36

*A Simone,
ti voglio bene fratello!*

Scopo e schema della Tesi

In questa Tesi sono analizzate le osservazioni ottiche della sorgente ESO 243-49 HLX-1 effettuate con l'*Hubble Space Telescope* (HST) per determinare se l'emissione della sua controparte ottica sia dovuta ad un ammasso stellare o ad un disco di accrescimento irradiato. La Tesi è articolata nel modo seguente:

- nel Capitolo 2 vengono descritte alcune proprietà osservative delle sorgenti X ultraluminose (ULX, dall'inglese *Ultraluminous X-ray Sources*) e vengono passati in rassegna i principali scenari di formazione dei buchi neri di massa intermedia (IMBH, dall'inglese *Intermediate-Mass Black Holes*);
- nel Capitolo 3 vengono presentate le caratteristiche principali di alcune sorgenti X ultraluminose che si pensa contengano buchi neri di massa intermedia;
- nel Capitolo 4 si descrivono in dettaglio le caratteristiche della sorgente ESO 243-49 HLX-1;
- nel Capitolo 5 viene descritta la tecnica della fotometria di apertura e vengono presentati i risultati ottenuti dall'analisi delle immagini HST di ESO 243-49 HLX-1;
- nel Capitolo 6 si riassumono le proprietà della sorgente HLX-1 e si presentano le conclusioni a cui siamo arrivati.

Introduzione

In questo capitolo vengono definite le sorgenti X ultra luminose e si dà una descrizione delle caratteristiche del loro spettro in banda X (Sezione 2.1). Si fornisce inoltre una panoramica dei diversi tipi di buchi neri che si ritiene possano essere presenti nelle ULX e dei diversi processi che portano alla loro formazione (Sezione 2.2).

2.1 Proprietà osservative delle sorgenti X ultraluminose

Nel 1981, grazie ad una mappatura del cielo condotta con il satellite per l'astronomia X *Einstein*, sono state scoperte delle sorgenti X , situate fuori dal centro di galassie vicine, con una luminosità, calcolata nell'ipotesi di emissione isotropa della radiazione, $L_X > 10^{39}$ erg s⁻¹. Successivamente, con osservazioni fatte grazie ai satelliti ROSAT (*Röntgensatellit*) e ASCA (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*), è risultato chiaro che queste sorgenti X hanno una luminosità apparente ben al di sopra del limite di Eddington per normali buchi neri di massa stellare. Questo limite è stato teorizzato da Sir Arthur Eddington nel 1917. In pratica Eddington scoprì che per non espandersi a causa della pressione di radiazione, una stella di massa M non può avere una luminosità superiore ad un certo valore (limite di Eddington). Analogamente nel caso di oggetti compatti in accrescimento sferico la luminosità non può essere superiore al limite di Eddington, altrimenti la forza di gravità agente su di una coppia protone-elettrone (diretta verso l'interno) viene superata dalla forza di radiazione (diretta verso l'esterno). Il limite di Eddington è dato dall'espressione (Frank et al. 2002)

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_t} \approx 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{erg s}^{-1} \quad (2.1)$$

dove σ_t è la sezione d'urto di Thomson, m_p è la massa del protone e M è la massa dell'oggetto compatto.

Sorgenti galattiche contenenti stelle di neutroni e buchi neri di massa stellare con masse di $\sim 5 - 15 M_\odot$ soddisfano il limite di Eddington. Invece le ULX, hanno una luminosità nella banda X superiore a 10^{39} erg s⁻¹, che è la luminosità di Eddington per buchi neri di massa stellare ($M_{\text{BH}} \sim 10 M_\odot$).

Le ULX possono essere identificate con oggetti molto diversi tra loro in base alle caratteristiche osservate. Alcune di queste sorgenti mostrano un'elevata variabilità in banda X su scale di tempo inferiori al minuto, mentre altre mostrano variazioni di luminosità su intervalli temporali molto più lunghi (giorni, mesi o addirittura anni). La variabilità conferma la natura compatta della sorgente. Come detto le ULX sono molto più luminose (di un fattore compreso tra 10 e 100 volte) dei sistemi binari galattici contenenti buchi neri (BHB, *Black Hole Binaries*), che al massimo di luminosità raggiungono 10^{39} erg s⁻¹.

Visto che il limite di Eddington è proporzionale alla massa, questo ci dice che le ULX potrebbero contenere buchi neri 10 – 100 volte più massicci rispetto ai normali buchi neri di massa stellare, che hanno $M_{\text{BH}} \sim 10 M_{\odot}$. Questo collocherebbe le nostre sorgenti in una nuova categoria di buchi neri, i buchi neri di massa intermedia, con masse comprese tra 10^2 e 10^5 masse solari. Tuttavia alcuni modelli mostrano che il limite di Eddington può essere superato di un fattore ~ 10 e che la luminosità potrebbe essere inferiore a causa dell'instaurarsi di *beaming* geometrico a grandi tassi di accrescimento. In questo caso i buchi neri di massa intermedia non sarebbero necessari per spiegare l'elevata emissione in X . Una combinazione di accrescimento a livelli super-Eddington e di emissione con *beaming* geometrico da parte di un buco nero di massa stellare può spiegare la luminosità delle ULX fino a $\sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$.

Altri oggetti che possono apparire come ULX sono (Feng & Soria 2011):

- giovani supernove, soprattutto di tipo II, ovvero le supernove formate dal collasso di una stella massiccia (di solito una supergigante rossa con massa $8 M_{\odot} < M < 16 M_{\odot}$ che ha un involucro ricco di idrogeno. Questi oggetti si trovano tipicamente nei bracci a spirale delle galassie, ovvero nelle zone in cui avviene la formazione stellare. Hanno uno spettro dominato da righe di idrogeno, con la presenza di righe di calcio, ossigeno e magnesio. Nel caso interagiscano con il mezzo circumstellare, le supernove di tipo II possono raggiungere luminosità nella banda X di $\sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. Il loro spettro in X di solito è termico e soffice, ed il flusso X non mostra variabilità caotica;
- giovani pulsar. Esse possono essere più luminose di $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ ma il numero di queste sorgenti è probabilmente molto piccolo;
- nuclei galattici attivi (AGN, dall'inglese *Active Galactic Nuclei*) che si trovano dietro a galassie più vicine. Nelle prime osservazioni possono essere identificati come ULX, ma dall'analisi dello spettro è possibile misurare il loro *redshift* e capire se è diverso da quello della galassia a cui erano stati associati. Il numero di questi oggetti di sfondo è molto alto nelle galassie ellittiche massicce, in cui rappresenta il 44% delle sorgenti trovate. Nelle galassie a spirale questo numero scende al 14%;
- nebulose irrisolte;
- ammassi stellari giovani;
- ammassi globulari irrisolti.

Nel seguito escluderemo questi oggetti e ci concentreremo esclusivamente sui buchi neri, definendo le sorgenti X ultraluminose nel modo seguente:

Le ULX sono buchi neri in accrescimento non nucleari, quindi situati al di fuori del nucleo della propria galassia, con un picco di luminosità, assumendo che l'emissione sia isotropa, al di sopra del limite di Eddington per semplici buchi neri di massa stellare. Le ULX hanno quindi luminosità tipiche di $L_X > 3 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, che è il limite di Eddington per buchi neri stellari massicci ($M_{\text{BH}} \sim 20 M_{\odot}$).

Come per le sorgenti X galattiche, anche le ULX si dividono in binarie X di grande massa (HMXB, *High-Mass X-ray Binaries*) e in binarie X di piccola massa (LMXB, *Low-Mass X-ray Binaries*). Si nota che le HMXB si trovano principalmente nelle galassie irregolari o in quelle a spirale, mentre le LMXB sono situate nelle galassie ellittiche, in quelle lenticolari, nello sferoide delle spirali o negli ammassi globulari. Le HMXB hanno una stella compagna calda e massiccia, di solito di tipo OB, con un'età $< 10^7$ yr, mentre le LMXB hanno una stella compagna di piccola massa (spesso nella fase di gigante o subgigante) con età $> 10^9$ yr. Alcune sorgenti sono invece associate ad estese nebulose ad emissione. Si nota inoltre che la luminosità delle ULX dipende dal tipo di sistema in cui si trovano: le sorgenti trovate nelle galassie ellittiche hanno $L_X < 2 \times 10^{39}$ erg s $^{-1}$, mentre nelle galassie a spirale un terzo delle sorgenti ha luminosità $> 4 - 5 \times 10^{39}$ erg s $^{-1}$, e circa il 10% hanno $L_X > 10^{40}$ erg s $^{-1}$. Da quanto visto finora le ULX sono quindi oggetti compatti che stanno accrescendo materia da una stella compagna in un sistema binario (Feng & Soria 2011).

Grazie alle osservazioni fatte con i satelliti e i telescopi per l'astronomia X è stato possibile compilare dei cataloghi di sorgenti X ultra luminose. Dai dati ottenuti sembra possibile che alcune ULX siano buchi neri di massa intermedia.

Gli spettri delle sorgenti ultraluminose nella banda 0.3 – 10 keV (Figura 2.1) possono essere divisi in due gruppi: quelli descritti da una legge di potenza semplice e quelli più complessi (che mostrano per esempio una leggera curvatura in tutta la banda, o che diventano più ripidi sopra i ~ 2 keV, o che hanno un eccesso soffice sotto i ~ 2 keV). Si osservano spesso due componenti nello spettro delle ULX: un eccesso soffice sotto i 2 keV e una componente con una significativa curvatura sopra i 2 keV. Queste caratteristiche sono considerate indicatori di uno stato ultra luminoso (vedi Figura 2.1). Andiamo quindi ad analizzare i diversi tipi di spettri e componenti osservati (Feng & Soria 2011):

- Spettri a legge di potenza. Molte ULX hanno uno spettro in banda X descritto da una singola legge di potenza assorbita. L'indice spettrale del fotone ha una distribuzione allargata con un picco a $\Gamma \approx 1.8 - 2.0$. Alcune sorgenti hanno indice più duro ($\Gamma \approx 1$), mentre altre hanno indice più soffice ($\Gamma \approx 3$). Si nota che l'indice della legge di potenza tende ad essere più duro a luminosità crescenti. Alcune delle sorgenti dure hanno mostrato forti variazioni nel flusso nel corso delle osservazioni, pur mantenendo l'indice spettrale costante. Si riscontra un comportamento simile nei buchi neri Galattici nello stato duro. La luminosità X in questo stato di solito è $L_X < 0.03 L_{\text{Edd}}$, ma durante la transizione tra lo stato duro e quello soffice può arrivare al 30% della luminosità di Eddington. Quindi se le ULX con spettro X a legge di potenza hanno le stesse proprietà osservate nei buchi neri galattici nello stato duro, allora la loro massa deve essere $M_{\text{BH}} > 10^3 M_{\odot}$. Lo spettro duro dei buchi neri galattici può essere dovuto all'emissione di una corona calda attorno al disco di accrescimento oppure ad una combinazione di emissione di sincrotrone ed effetto Compton inverso alla base di un getto.
- Sorgenti supersoffici. Le sorgenti che hanno questi spettri emettono la maggior parte dell'energia al di sotto dei 2 keV. Lo spettro delle ULX supersoffici è dominato da una

componente di corpo nero freddo che va dalle decine ad un centinaio di elettrovolt. Queste sorgenti mostrano grande variabilità su tempi scala lunghi, con luminosità che variano anche di un fattore 10^3 . Nessuna ULX supersoffice ha mai mostrato una transizione ad uno spettro dominato da una legge di potenza.

- **Eccesso soffice.** Molte ULX mostrano dei residui in eccesso a basse energie (< 2 keV) quando lo spettro viene descritto con una legge di potenza. Questo eccesso può essere descritto utilizzando una componente di disco con una temperatura al raggio interno di $0.1 - 0.4$ keV (Figura 2.1). Questa componente risulta analoga a quelle utilizzate nei buchi neri binari galattici, tranne per il fatto che nelle ULX il disco è più freddo e luminoso che nei buchi neri di massa stellare nello stato alto. Per un disco di accrescimento standard esteso fino all'ultima orbita circolare stabile attorno al buco nero, la temperatura del disco interno T_{in} è una funzione della massa del buco nero M_{BH} e della luminosità totale L (Feng & Soria 2011):

$$T_{\text{in}} = 1.2 \left(\frac{\xi}{0.41} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{1.7} \right) \alpha^{-1/2} \left(\frac{L}{L_{\text{Edd}}} \right)^{1/4} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \text{keV} \quad (2.2)$$

dove α dipende dallo spin del buco nero ($\alpha = 1$ per un buco nero di Schwarzschild, mentre $\alpha = 1/6$ per un buco nero di Kerr), ξ è un fattore di correzione che tiene conto dell'assenza di momento torcente nell'orbita più interna e κ è il fattore di indurimento dello spettro (rispetto al corpo nero con la stessa temperatura). Quindi l'elevata luminosità del disco e la sua bassa temperatura sembrerebbero suggerire che le ULX siano buchi neri di massa intermedia in accrescimento. Infatti per un buco nero di una binaria X galattica che ha una temperatura di 1 keV e una luminosità di $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ la massa risulta essere di $10 M_{\odot}$, mentre le ULX hanno temperature tipiche di $0.1 - 0.4$ keV e luminosità di $10^{39} - 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ che, in base all'Equazione (2.2), equivarrebbero ad una massa di $M_{\text{BH}} \approx 10^3 - 10^4 M_{\odot}$. Tuttavia non è detto che l'eccesso soffice sia dovuto all'emissione da un disco di accrescimento freddo. Questo modello va verificato con ripetute osservazioni delle ULX. In caso l'emissione sia dovuta al disco interno e che esso si estenda fino all'ultima orbita stabile permessa attorno al buco nero, allora ci si aspetta che la luminosità del disco sia $L_{\text{disc}} \propto T_{\text{in}}^4$. Se invece il disco interno non si estende fino all'ultima orbita circolare stabile, non è possibile stimare la massa del buco nero dall'Equazione (2.2).

- **Presenza di una corona.** La componente di più alta energia nello spettro delle ULX può venire descritta con un modello di comptonizzazione da parte di un gas ionizzato (corona). La temperatura di qualche keV e la profondità ottica maggiore di 1 suggeriscono la presenza di una corona tiepida e otticamente spessa.
- **Il modello p-free.** Ad elevati tassi di accrescimento il trasporto di energia advettivo domina rispetto al raffreddamento radiativo ed il disco di accrescimento viene detto *advection dominated slim disc*. Il profilo radiale della temperatura del disco cambia da $T \propto R^{-3/4}$, andamento caratteristico di un disco standard, a $T \propto R^{-1/2}$. Nel modello p-free la temperatura varia come $T \propto R^{-p}$, dove p è un parametro libero.

Applicando questo modello a diverse ULX si è stato scoperto che il valore di p che meglio descrive gli spettri osservati è di 0.5, consistente con quello di un disco dominato dal trasporto di energia advettivo. In alcune sorgenti la temperatura del disco interno risulta troppo elevata e non consistente con la presenza di un buco nero.

- La sorgente può compiere delle transizioni spettrali e mostrare variazioni dello spettro e delle componenti sopra descritte con tempi scala di giorni o mesi. In alcune ULX si osservano anche variazioni più veloci e quasi regolari dell'emissione su tempi scala di 1 – 100 s (QPO, dall'inglese *Quasi Periodic Oscillations*, (Heil et al. 2009)).

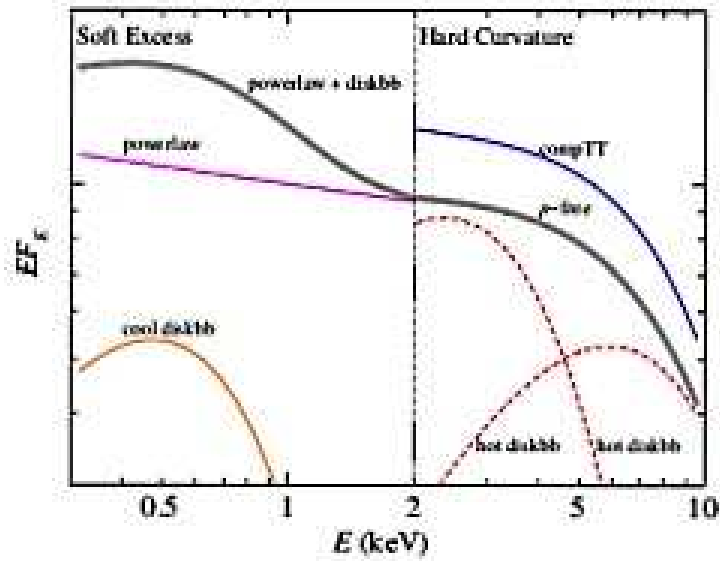


Figura 2.1: Tipico spettro di una ULX (linea continua spessa) nell'intervallo 0.3 – 10 keV, con un eccesso soffice al di sotto dei 2 keV e una curvatura dura al di sopra dei 2 keV. Si vede che le curve del modello p-free e di quello di Comptonizzazione riescono a descrivere bene lo spettro delle ULX. Mentre le componenti di disco freddo (1 keV) e di disco caldo (2.5 keV) hanno una curvatura maggiore e non riescono quindi a descrivere bene lo spettro delle ULX. (Feng & Soria 2011).

2.2 Buchi neri nelle sorgenti X ultraluminose

In questa sezione descriviamo quali sono e come si formano i diversi tipi di buchi neri. I buchi neri vengono suddivisi in quattro categorie in base alla loro massa:

1. buchi neri di massa stellare (sMBH, *Stellar Mass Black Holes*) con massa $M_{\text{BH}} < 20 M_{\odot}$. Questi oggetti si trovano in sistemi binari galattici;
2. buchi neri stellari massicci (MsBH, *Massive Stellar Black Holes*) con massa $20 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 100 M_{\odot}$;
3. buchi neri di massa intermedia (IMBH, *Intermediate-Mass Black Holes*) con massa $100 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 10^5 M_{\odot}$;

4. buchi neri supermassicci (SMBH, *Super Massive Black Holes*) con massa $10^6 M_\odot < M_{\text{BH}} < 10^9 M_\odot$. Questi oggetti si trovano al centro della galassia ospite.

Stelle con masse superiori a $8 M_\odot$ producono oggetti compatti dal collasso gravitazionale del nucleo di ferro. Per stelle con masse fino a $25 - 30 M_\odot$ il collasso si ferma quando il core raggiunge densità nucleari e si forma una stella di neutroni. Questi oggetti però non possono avere massa superiore a $\sim 2 M_\odot$ in quanto collasserebbero in un buco nero in un tempo molto breve. Per stelle che sulla sequenza principale hanno una massa maggiore, dopo l'esplosione di supernova, il collasso gravitazionale non si arresta, o si arresta solo temporaneamente, e alla fine si forma un buco nero. Se la stella di partenza ha metallicità solare e massa iniziale $M > 30 - 40 M_\odot$, il buco nero raggiunge al massimo una massa di $10 - 20 M_\odot$ in quanto la maggior parte dell'involuppo esterno viene rimossa dal forte vento stellare. Per metallicità al di sotto di quella solare però questo meccanismo risulta molto meno efficiente e stelle con massa al di sopra di $30 - 40 M_\odot$ riescono a trattenere un involucro molto più massiccio. Quando la stella esplode, l'onda d'urto perde molta più energia cercando di slegare gli strati più esterni. Pertanto la maggior parte della stella collassa in un buco nero che ha massa simile a quella della stella prima dell'esplosione. I buchi neri formati in questo modo hanno masse che anche a basse metallicità non superano le $80 - 90 M_\odot$, quindi rientrano nella categoria di buchi neri stellari massicci. Questi oggetti non possono superare le 90 masse solari in quanto stelle con masse superiori a $100 - 120 M_\odot$ vanno incontro a pulsazioni dovute all'instabilità prodotta dalla formazione di coppie elettrone-positrone nel nucleo che causa l'espulsione della maggior parte dell'involuppo. Questa instabilità è ricorrente e si verifica in stelle con temperature abbastanza alte da creare un numero abbondante di coppie elettrone-positrone nel nucleo composto da carbonio e ossigeno. La diminuzione dell'energia termica a causa della produzione di elettroni e positroni induce una rapida contrazione del nucleo, che brucia gli elementi pesanti presenti nel nucleo stesso innescando un'esplosione che diventa sempre più energetica in stelle con masse sempre più grandi. Ad un certo punto, per masse sufficientemente grandi, l'intera stella esplode (*pair instability supernova*). A basse metallicità ($Z \approx 0.1 Z_\odot$) una stella con un involucro di $30 - 40 M_\odot$ collassa direttamente in un buco nero, senza esplodere come una supernova. Già a metallicità $Z < 0.2 Z_\odot$ stelle che avevano una massa iniziale $M > 60 M_\odot$ hanno un involucro finale che supera il limite di $30 - 40 M_\odot$. Se però la stella ruota velocemente l'evoluzione cambia: infatti la rotazione favorisce il rimescolamento degli elementi pesanti e l'aumento di metallicità dell'involuppo, con conseguente perdita di massa (Feng & Soria 2011).

Per riuscire a formare un buco nero di massa intermedia il collasso di una stella singola all'epoca attuale non è sufficiente. Questo perchè, come abbiamo visto prima, stelle che hanno una massa sufficientemente grande (massa del nucleo di elio $M > 70 M_\odot$) vanno incontro ad un'esplosione dovuta all'instabilità indotta dalla formazione di coppie elettrone-positrone nel nucleo, che porta alla distruzione totale della stella. Tuttavia se il nucleo di elio è più massiccio di 130 masse solari (corrispondenti ad una massa iniziale $M > 260 M_\odot$ a metallicità $Z=0$) si può nuovamente formare un buco nero, perchè il nucleo collassa a causa dell'instabilità indotta dalla fotodisintegrazione degli elementi pesanti. Le collisioni

dei fotoni molto energetici con i nuclei pesanti (e con i nuclei di elio) nel nucleo della stella, li dissocia in protoni e neutroni. La perdita di calore e di pressione fa collassare il nucleo in modo catastrofico e si forma un buco nero di massa $> 100 M_{\odot}$. Stelle normali non possono raggiungere masse iniziali così elevate, però è stato proposto che stelle di popolazione III, ovvero quelle stelle formatesi nelle prime fasi di vita dell'Universo e caratterizzate quindi dall'assenza di metalli, potessero raggiungere masse che superavano il limite dell'instabilità di coppia e che potessero quindi collassare formando un IMBH. E' proprio l'assenza di metalli che permette a stelle di massa superiore a $1000 M_{\odot}$ di formarsi. Ma ci sono anche altre teorie su come possano essersi formati gli IMBH:

- in ammassi stellari giovani e densi, in particolare in ammassi molto compatti e molto giovani (con un'età $t \leq 5$ Myr), la frizione dinamica può portare le stelle massicce ad affondare verso il centro dell'ammasso, in un processo chiamato segregazione di massa. In questo modo possono andare incontro a collisioni e fusione con altre stelle, formando una stella super-massiccia con una massa che raggiunge $\sim 0.1\%$ della massa dell'ammasso e che può quindi collassare direttamente in un buco nero di massa intermedia (Portegies Zwart et al. 2004);
- in ammassi stellari densi in cui sono presenti stelle di masse diverse, sempre grazie alla frizione dinamica i buchi neri di massa stellare, formatisi dopo i primi ~ 5 Myr di vita dell'ammasso, affondano verso il centro. Si forma così un nucleo composto da buchi neri di massa stellare. Questi ultimi si uniscono a formare sistemi binari che rendono stabile l'aggregato (*cloud*) di buchi neri. Da uno studio condotto sull'evoluzione di questi aggregati centrali di buchi neri si è scoperto che al centro dell'ammasso si possono formare buchi neri di massa $100 < M_{\text{BH}} < 6000 M_{\odot}$, come conseguenza della loro interazione dinamica (Miller & Hamilton 2002). C'è però da dire che per molti ammassi questo meccanismo di formazione non funziona in quanto la forza di gravità dell'ammasso non è abbastanza grande da riuscire a trattenere il risultato della fusione. Infatti la fusione di due buchi neri con un rapporto di massa modesto, produce un rinculo gravitazionale che raggiunge velocità $4 - 8$ volte superiori a quella di fuga dall'ammasso. Come risultato il prodotto della fusione di un sistema binario contenente due buchi neri di $5 - 10 M_{\odot}$ sarà espulso dall'ammasso. Di conseguenza gli ammassi globulari non possono produrre buchi neri di massa intermedia dalla fusione di più buchi neri di massa $\sim 10 M_{\odot}$. L'unico modo per superare questo problema è che sia presente al centro dell'ammasso un buco nero con una massa che superi di almeno un fattore 10 quella di un tipico buco nero di massa stellare. Infatti un oggetto del genere (quindi con una massa di $M_{\text{BH}} \sim 100 M_{\odot}$) riuscirebbe a trattenere gli altri buchi neri dell'ammasso e a fondersi con essi, accrescendo quindi la sua massa;
- buchi neri di massa stellare presenti negli ammassi globulari possono crescere di un fattore 100 in massa catturando il gas perso dalla prima generazione di stelle dell'ammasso nella loro fase di giganti rosse (Vesperini et al. 2010);

- buchi neri di massa intermedia eventualmente presenti al centro delle galassie nane possono finire nell'alone di altre galassie in seguito ad un fenomeno noto come fusione con galassie di piccola massa, che consiste in un processo di fusione tra due galassie che avviene quando una delle due galassie coinvolte è molto più piccola dell'altra e, di conseguenza, viene inglobata in quella più grande (Mapelli et al. 2013a,b).

I buchi neri supermassicci situati al centro delle galassie si potrebbero formare dall'accrescimento di buchi neri di massa intermedia.

La presenza di un IMBH potrebbe spiegare l'elevata emissione in X osservata nelle ULX più luminose e nelle HLX (*Hyper-Luminous X-ray sources*). Le HLX sono dei candidati IMBH ancora più forti rispetto alle ULX in quanto hanno luminosità ancora più elevate, $10^{41} < L_X < 10^{44}$ erg s⁻¹ (Zolotukhin et al. 2016).

Possibili candidati buchi neri di massa intermedia

In questo capitolo presenteremo i più promettenti candidati buchi neri di massa intermedia scoperti fino ad oggi e le loro caratteristiche: NGC 1365 X-1 (Sezione 3.1); NGC 5408 X-1 (Sezione 3.2); M 51 ULX-7 (Sezione 3.3); NGC 2276-3c (Sezione 3.4); ESO 243-49 HLX-1 (Sezione 3.5); M 82 X-1 (Sezione 3.6).

3.1 NGC 1365 X-1

NGC 1365 è una galassia a spirale barrata di tipo SBb (de Vaucouleurs et al. 1991) che si trova nella costellazione della Fornace a circa 20 Mpc di distanza dalla Terra. La sorgente NGC 1365 X-1 è situata in uno dei bracci a spirale della galassia (Feng & Soria 2011). Grazie alle osservazioni fatte con il satellite ASCA e ROSAT si è scoperto che la sorgente è altamente variabile su tempi scala di un mese. La sua luminosità al massimo è $L_{2-10\text{keV}} > 4 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. Anche se la luminosità elevata potrebbe essere spiegata da una supernova interagente con il mezzo circumstellare, la variabilità su scala mensile esclude questo scenario. Ci sono tre possibili interpretazioni per la sorgente NGC 1365 X-1:

1. una binaria X con un buco nero di piccola massa con accrescimento a tassi altamente super-Eddington;
2. una binaria X con un IMBH. In questo caso il buco nero avrebbe una massa $M_{\text{BH}} \sim 100 - 200 M_{\odot}$;
3. "beaming" relativistico. L'emissione X sarebbe focalizzata nella nostra direzione a causa del moto relativistico degli elettroni emittenti.

3.2 NGC 5408 X-1

NGC 5408 è una galassia irregolare barrata di tipo non magellanic (de Vaucouleurs et al. 1991) che si trova nella costellazione del Centauro a circa 4.8 Mpc di distanza da noi. Grazie al telescopio spaziale *XMM-Newton* è stata scoperta una ULX altamente variabile con una luminosità media $L_{0.3-10\text{keV}} \sim 1.1 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ (Figura 3.1)¹.

La sorgente mostra delle QPO che sono centrate attorno ai 20 mHz (Feng & Soria 2011). In osservazioni successive le QPO sono state rilevate ad una frequenza di 10 mHz. La loro frequenza varia con il flusso del disco e con l'indice spettrale della legge di potenza che descrive lo spettro X . Queste correlazioni suggeriscono che questa ULX emetta in modo simile alle sorgenti galattiche, anche se le proprietà spettrali in banda X sono quelle

¹Disponibile in http://www.nasa.gov/topics/universe/features/middle_blackhole.html

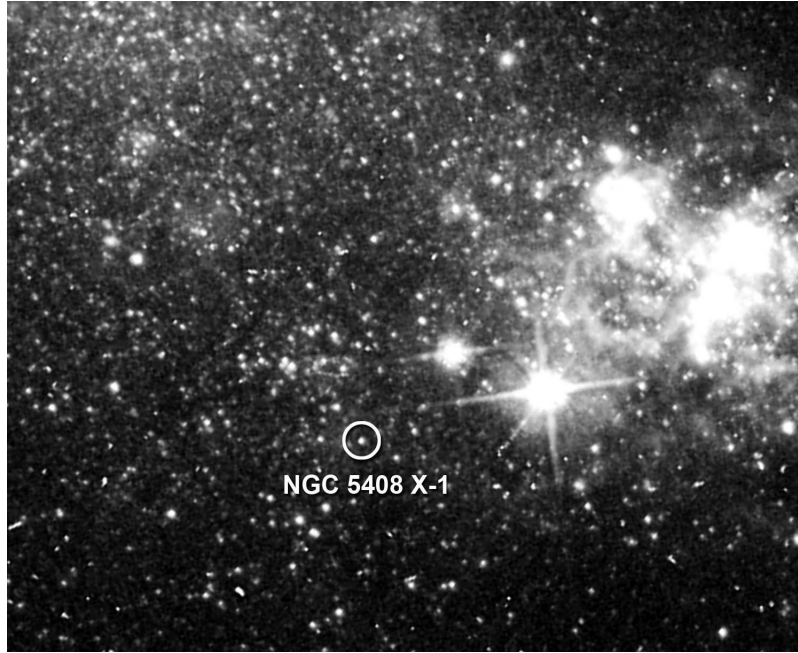


Figura 3.1: NGC 5408 X-1. La posizione della sorgente X (indicata con un cerchio) è sovrapposta ad una immagine ottica della galassia NGC 5408.

tipiche di una ULX e diverse da quelle di una binaria X galattica. Le proprietà delle QPO, in particolare il confronto della frequenza delle QPO con quella delle binarie X galattiche, sembrerebbero suggerire che la sorgente sia un IMBH (Strohmayer et al. 2007). Questa interpretazione però non è universalmente accettata (Middleton et al. 2011).

3.3 M 51 ULX-7

M 51 è una galassia a spirale peculiare (de Vaucouleurs et al. 1991) situata nella costellazione dei Cani da Caccia a circa 7.85 Mpc di distanza da noi. M 51 è composta da due galassie interagenti: una galassia a spirale vista di faccia (M 51a) e una galassia nana (M 51b) la cui morfologia è stata modificata dall'interazione con M 51a (Earnshaw et al. 2015). Quest'ultima ha un alto tasso di formazione stellare e contiene una grande popolazione di sorgenti X tra cui figurano ben nove ULX. Tra queste sorgenti troviamo ULX-7 (Figura 3.2), situata nel braccio a spirale più a nord, che presenta uno spettro X duro ed ha alti livelli di variabilità (Earnshaw et al. 2015).

La sorgente si trova vicino ad un ammasso stellare giovane (~ 12 Myr) ed ha uno spettro che, se descritto con una legge di potenza, mostra variazioni dell'indice spettrale da $\Gamma < 1.5$ (spettro piatto) a $\Gamma \sim 2 - 3$ (spettro soffice). Per il 10% del tempo la sorgente si trova prevalentemente nello stato ultraluminoso soffice in cui lo spettro X è dominato da emissione termica soffice. Inoltre la variabilità è limitata alla componente dura dello spettro. Queste caratteristiche rendono ULX-7 un candidato IMBH, anche se emette a luminosità più basse rispetto ad altri candidati (Earnshaw et al. 2015). Grazie alle osservazioni condotte con *XMM-Newton* si è scoperto che la sorgente è variabile e studi condotti nel 2002 e nel 2005 hanno trovato variazioni regolari dell'emissione con un periodo

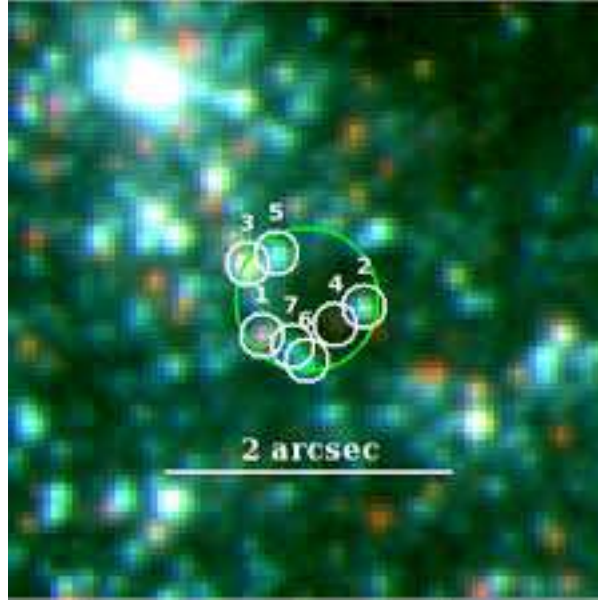


Figura 3.2: M51 ULX-7. La posizione della sorgente X (indicata con il cerchio numero 7) è sovrapposta all'immagine ottica di M51 (Earnshaw et al. 2015).

rispettivamente di 7620 s (Liu et al. 2002) e 5925 s (Dewangan et al. 2005). Tuttavia osservazioni successive non hanno confermato queste periodicità che potrebbero quindi essere dovute a rumore statistico (Terashima et al. 2006).

Sono stati proposti diversi scenari per M51 ULX-7: un nucleo galattico attivo situato dietro M51, una stella di neutroni in accrescimento super-Eddington o un IMBH. Esaminando la controparte ottica di ULX-7 si nota che la sorgente sembra associata a delle stelle supergiganti di tipo OB o ad un ammasso di stelle di classe spettrale più avanzata (Earnshaw et al. 2015). Anche se dei quasar (*Quasi-stellar Radio Source*), che sono le più distanti e brillanti galassie che fanno parte della categoria degli AGN, situati a *redshift* intermedio sarebbero compatibili con le misure trovate per il colore $B - V$ e la magnitudine, il rapporto tra il flusso misurato in banda X e quello nel visibile è alto, con $F_X/F_{\text{opt}} > 10$, più elevato di quello tipico degli AGN. Inoltre la sorgente presenta un'alta variabilità in un periodo di tempo di ~ 100 s. Questo è un periodo molto più breve rispetto a quanto ci si aspetta nel caso di un AGN, il cui flusso varia su tempi scala di decine di minuti. Di conseguenza è da escludere che ULX-7 sia un nucleo galattico attivo proiettato sullo sfondo (Earnshaw et al. 2015).

Una seconda interpretazione della nostra sorgente è che sia una stella di neutroni. Sono state effettuate ricerche della pulsazione nei dati di *XMM-Newton* nell'intervallo di frequenza $0.1 \text{ Hz} < f < 6.85 \text{ Hz}$ (Earnshaw et al. 2015). Non sono stati però trovati segni di pulsazione. Questo però non implica necessariamente che non sia presente una stella di neutroni. Può semplicemente voler dire che l'ampiezza della pulsazione è troppo piccola per essere rilevata, oppure che il tasso di spin-down o la modulazione orbitale del segnale è abbastanza significativa da richiedere ulteriori osservazioni per riuscire a misurarla. Le stelle di neutroni equivalenti ai buchi neri in accrescimento a livelli super-Eddington sono le cosiddette sorgenti Z (Earnshaw et al. 2015). Queste sono le stelle di neutroni più luminose,

che accrescono materia ad un ritmo vicino o sopra il limite di Eddington. Possono anche mostrare una grande variabilità, anche se a basse energie il loro spettro è tipicamente diverso da quello di ULX-7. Tutto questo esclude che la nostra sorgente sia di tipo Z.

L'ultimo scenario possibile è quello del buco nero di massa intermedia. Questo potrebbe spiegare lo spettro a legge di potenza dura e la grande variabilità osservati in ULX-7. Inoltre l'emissione di un disco irradiato intorno ad un IMBH sarebbe consistente con il flusso osservato della controparte ottica. Utilizzando le proprietà di variabilità temporale su tempi scala brevi ($1 - 100$ s) e assumendo che il meccanismo che le produce sia simile a quello delle binarie X galattiche, è possibile calcolare un limite superiore per la massa del buco nero usando la seguente equazione (Earnshaw et al. 2015)

$$\log \nu_b = 0.98 \log \dot{M} - 2.1 \log M_{\text{BH}} - 15.38 \quad (3.1)$$

dove $\dot{M} = \frac{L_{\text{bol}}}{\eta c^2}$, η rappresenta l'efficienza di accrescimento ($\eta = 0.1$), e la luminosità L_{bol} è stata calcolata applicando una correzione bolometrica di un fattore 5 alla luminosità nella banda $2 - 10$ keV. La frequenza ν_b è una frequenza caratteristica dello spettro di potenza (modulo quadro della trasformata di Fourier) detta frequenza di taglio. In questo modo è stato trovato un limite superiore per la massa del buco nero $M_{\text{BH}} < 1.6 \times 10^3 M_{\odot}$. Dato che ULX-7 non mostra emissione radio si può usare il limite superiore della densità di flusso radio di $87 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ per calcolare un altro limite superiore per la massa del buco nero, indipendente da quella calcolata sopra. Viene utilizzato il Piano Fondamentale che mette in relazione massa del buco nero, luminosità radio e X . In questo modo è stato trovato un limite superiore per la massa di $M_{\text{BH}} < 3.5 \times 10^4 M_{\odot}$. Entrambi questi limiti sono consistenti con la possibilità che ULX-7 sia un buco nero di massa intermedia, nell'ipotesi che il flusso di accrescimento in ULX-7 si comporti in modo simile a quello delle binarie X galattiche. Nelle stesse ipotesi, è inoltre possibile ottenere un limite inferiore per la massa del buco nero usando il massimo flusso osservato di $F = 8.6 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e assumendo un tasso di accrescimento massimo per lo stato duro. La massima luminosità in questo stato è $\sim 2\%$ di quella di Eddington, con il più alto rapporto osservato pari al $\sim 5\%$. Usando il rapporto del 5% si trova un limite inferiore per la massa del buco nero di $M_{\text{BH}} > 1.0 \times 10^3 M_{\odot}$, che è consistente con quanto trovato precedentemente per il limite superiore e con l'ipotesi che il buco nero sia di massa intermedia. È quindi ragionevole ipotizzare che ULX-7 sia un IMBH (Earnshaw et al. 2015).

3.4 NGC 2276-3c

NGC 2276 è una galassia a spirale di tipo SAB(rs)c (de Vaucouleurs et al. 1991) che si trova nella costellazione di Cefeo a circa 33.3 Mpc di distanza. Grazie al telescopio spaziale *XMM-Newton* è stata scoperta una sorgente X ultraluminosa (Figura 3.3)² con un picco di luminosità $L_X \sim 6 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, situata in uno dei bracci a spirale della galassia (Mezcua et al. 2015). Vista la strana morfologia del braccio a spirale in cui è collocata, l'alto tasso di formazione stellare ($5 - 15 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), la posizione di NGC 2276 in un gruppo di galassie

²Disponibile in http://chandra.harvard.edu/press/15_releases/press_022515.html

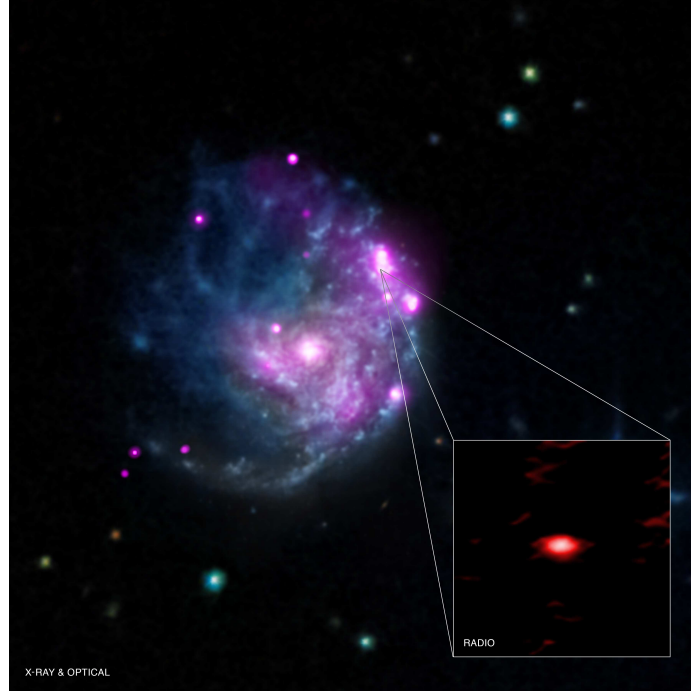


Figura 3.3: NGC 2276-3c. La Figura mostra una combinazione delle immagini ottiche (HST), X (*Chandra*) e radio (EVN) della sorgente. L'immagine ha una dimensione di 4.5 arcmin (Chandra Press release 2015).

e la grande massa stimata della sorgente, è probabile che NGC 2276-3c sia il nucleo di una galassia nana che è andata incontro al fenomeno di fusione con la galassia ospite.

Attorno a NGC 2276-3c è stata rilevata un'estesa emissione radio formata da due lobi con dimensioni di ~ 650 pc. La sorgente X è collocata in mezzo ai due lobi, dove si trova anche una sorgente radio compatta. Usando la luminosità radio della sorgente compatta misurata dall'EVN (*European Very Long Baseline Interferometry Network*) a 5 GHz e la luminosità X misurata da *Chandra* nella banda 2 – 10 keV, applicando il Piano Fondamentale (vedi Sezione 3.3), è stata trovata una massa $M_{\text{BH}} = 5 \times 10^4 M_{\odot}$, consistente con un IMBH (Mezcua et al. 2015). Un'ulteriore conferma sulla natura della ULX viene dal rapporto (R_X) tra l'emissione radio a 5 GHz e l'emissione X nella banda 2 – 10 keV, definito in base alla seguente formula (Terashima & Wilson 2003)

$$R_X = \frac{\nu L_{\nu}(5\text{GHz})}{L_X(2-10\text{keV})} \quad (3.2)$$

Questo rapporto assume valori diversi in base al tipo di sorgente. In particolare si ha:

- $\log R_X < -5.3$ per le binarie X ;
- $-5.3 < \log R_X < -3.8$ per i buchi neri di massa intermedia;
- $-3.8 < \log R_X < -2.8$ per gli AGN deboli;
- $\log R_X \sim -2$ per i resti di supernova

Nel caso di NGC 2276-3c è stato trovato $\log R_X = -4.9$, cosa che lo colloca tra gli IMBH. In questi calcoli si è assunto che la sorgente stia emettendo sotto il limite di Eddington. Il

rapporto di Eddington è dato da $k_{\text{bol}}L_X/[1.38 \times 10^{38} \times (M_{\text{BH}}/M_{\odot})]$, dove k_{bol} è il fattore di correzione bolometrica (che va da 5 a ~ 30 per un AGN con rapporto di Eddington ≤ 0.1). Assumendo $k_{\text{bol}} = 5$ per la nostra sorgente, usando $M_{\text{BH}} = 5 \times 10^4 M_{\odot}$ e la luminosità osservata nel range $2 - 10$ keV, si ottiene un rapporto di Eddington $\sim 10^{-2}$. Se invece la sorgente stesse emettendo al limite di Eddington, avrebbe una massa $M_{\text{BH}} \geq 725 M_{\odot}$, che è ancora nell'intervallo dei buchi neri di massa intermedia. Nel caso in cui tutta la luminosità fosse emessa nella banda $2 - 10$ keV, quindi con $k_{\text{bol}} = 1$, e senza assorbimento intrinseco, la sorgente avrebbe $M_{\text{BH}} \geq 145 M_{\odot}$. Si può ottenere una stima del tasso di accrescimento dalla formula $\dot{M}_{\text{BH}} = k_{\text{bol}}L_X/\eta c^2$. Assumendo una efficienza tipica $\eta = 10\%$ e $k_{\text{bol}} = 5$ si ottiene $\dot{M}_{\text{BH}} = 1.5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Mezcua et al. 2015).

3.5 ESO 243-49 HLX-1

Nel 2008 è stata scoperta una sorgente X iper-luminosa denominata ESO 243-49 HLX-1, che risulta essere il miglior candidato buco nero di massa intermedia. Dato che questa Tesi consiste nell'analisi della natura dell'emissione ottica di quest'oggetto, esso verrà trattato in maniera approfondita nel Capitolo 4.

3.6 M 82 X-1

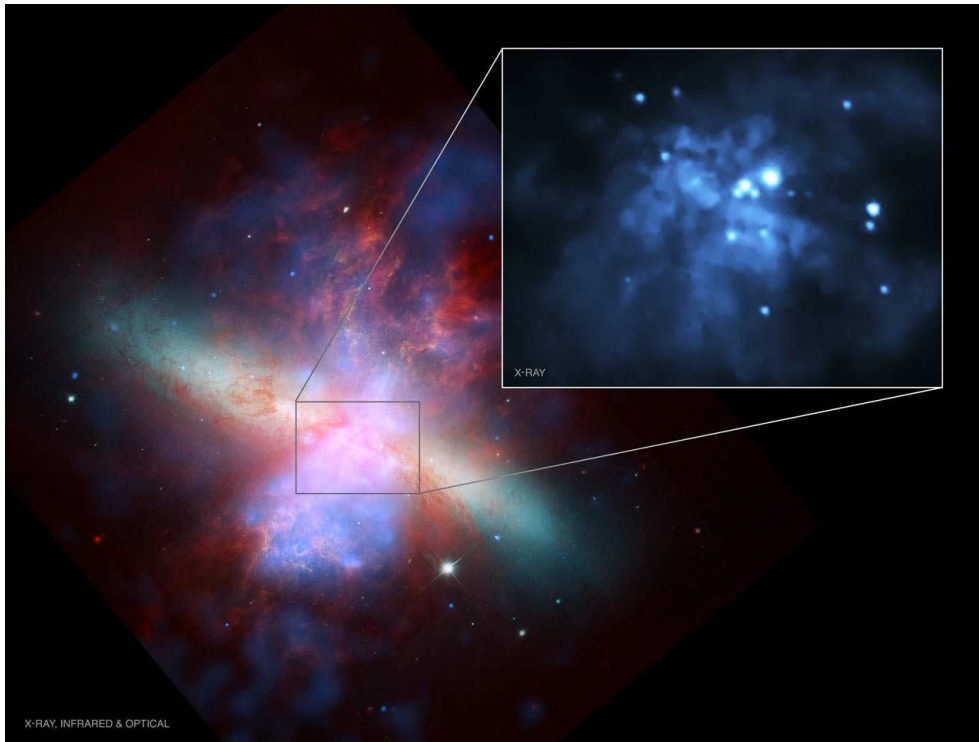


Figura 3.4: M 82 X-1. La Figura mostra una combinazione delle immagini ottiche di HST e di quelle in banda X di *Chandra*. L'immagine ha una dimensione di 1.8 arcmin.

M 82 (anche indicata come NGC 3034) è una galassia irregolare di tipo non magellánico (de Vaucouleurs et al. 1991) che si trova nella costellazione dell'Orsa Maggiore a circa 3.5

Mpc di distanza (Kaaret & Feng 2007). Questa galassia è molto interessante in quanto è caratterizzata da due getti che partono dal nucleo e mostra la presenza di diverse ULX. Una di queste, chiamata M82 X-2, è stata scoperta per caso durante le osservazioni di una supernova esplosa in questa galassia. Questa sorgente pulsa ogni 1.37 s e dagli studi condotti è risultata essere una pulsar ultra-luminosa. Ma l'oggetto più interessante nel contesto di questa Tesi è M82 X-1 (Figura 3.4)³, scoperto dal telescopio spaziale *Chandra* nel 1999, in quanto si pensa che sia uno dei migliori candidati IMBH (Feng & Soria 2011). Questa sorgente presenta una luminosità al massimo di $L_X \sim 10^{41}$ erg s⁻¹, che la fa ricadere nella categoria delle HLX (*Hyper-Luminous X-ray sources*). Grazie alle osservazioni effettuate con l'*RXTE* (*Rossi X-ray Timing Explorer*) è stato possibile scoprire che il buco nero in questione fa parte di un sistema binario ed è stato determinato il periodo orbitale della stella compagna, che risulta di ~ 62 giorni (Kaaret & Feng 2007). Dal periodo orbitale, assumendo che la stella compagna riempia il lobo di roche, è possibile determinare la densità della controparte dall'espressione (Frank et al. 2002):

$$\rho = 115 P^{-2} \text{ g cm}^{-3} \quad (3.3)$$

dove ρ è la densità e P è il periodo orbitale. La densità della stella compagna risulta essere $\rho = 5 \times 10^{-5}$ g cm⁻³, consistente con una supergigante. In un primo momento la controparte ottica di M82 X-1 è stata identificata nel super ammasso stellare MCG-11 che ha un'età di 7-12 Myr. La compagna sarebbe quindi una stella dell'ammasso. Ad una successiva analisi si è però notato che la distanza proiettata dalla sorgente X del super-ammasso è troppo grande (~ 0.65 arcsec) (Wang et al. 2015).

Osservazioni ed analisi più recenti hanno inoltre messo in discussione che la modulazione di ~ 62 giorni rappresenti il periodo orbitale del sistema, suggerendo invece che si tratti di variazioni dovute alla sovrapposizione dell'emissione di altre ULX situate nella galassia (Qiu et al. 2015).

Lo spettro della sorgente è a legge di potenza con indice $\Gamma \approx 1.7$ (Feng & Soria 2011). Si nota però che M82 X-1 sembrerebbe cambiare stato spettrale, passando da uno spettro duro ad uno soffice (Feng & Soria 2011). E' stato scoperto nel 2003 che la sorgente presenta delle QPO a bassa frequenza attorno a 54 mHz (Strohmayer & Mushotzky 2003). Successive osservazioni hanno mostrato un cambiamento della frequenza centrale delle QPO da 54 mHz a 114 mHz (Mucciarelli et al. 2006). Nel 2006 le QPO hanno cambiato ancora frequenza da 107 mHz a 120 mHz ed è stato proposto un possibile rapporto armonico nella distribuzione delle frequenze di 1:2:3. Nelle binarie X galattiche con buchi neri sono state osservate delle oscillazioni quasi periodiche gemelle ad alta frequenza, con un rapporto di frequenza 3:2. Un lavoro recente identifica due QPO in M82 X-1 che sembrerebbero stare nello stesso rapporto di frequenza (Pasham et al. 2014). Assumendo che si tratti dello stesso fenomeno osservato nelle binarie galattiche e che le frequenze scalino inversamente alla massa del buco nero, è stato possibile ricavare i limiti inferiore e superiore per la massa del buco nero che sono rispettivamente $130 < M_{\text{BH}} < 1500 M_{\odot}$. Considerando invece le QPO a più bassa frequenza (37–210 mHz) sopra menzionate, è stato trovato un risultato

³Disponibile in http://chandra.harvard.edu/press/10_releases/press_042910.html

più restrittivo per la massa del buco nero di $140 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 660 M_{\odot}$. Da questi risultati si può pertanto concludere che M 82 X-1 è un ottimo candidato IMBH.

ESO 243-49 HLX-1

In questo capitolo si analizza in modo dettagliato la sorgente ESO 243-49 HLX-1. In particolare nella Sezione 4.1 si descrivono le proprietà della sorgente. Nella Sezione 4.2 si delineano i primi scenari ipotizzati per spiegare l'elevata luminosità della sorgente. Nella Sezione 4.3 si riporta la scoperta della riga $H\alpha$ nello spettro della controparte ottica della sorgente, che ha permesso di confermarne l'associazione con la galassia ESO 243-49. Nella Sezione 4.4 si riportano la scoperta degli *outburst* ricorrenti di HLX-1 ed il confronto della curva di luce con quella dei sistemi binari X galattici transienti di piccola massa. Nella Sezione 4.5 vengono illustrate le interpretazioni proposte per spiegare la natura della controparte ottica di HLX-1. Nella Sezione 4.6 si espone lo scenario secondo cui HLX-1 è il buco nero centrale di una galassia più piccola che è andata incontro al fenomeno della fusione con ESO 243-49. Infine nella Sezione 4.7 si espongono le caratteristiche del suo disco di accrescimento.

4.1 Caratteristiche fisiche della sorgente ESO 243-49 HLX-1

Come già accennato nel Capitolo 3 (Sezione 3.5), il più promettente candidato IMBH è la sorgente HLX-1 situata nella galassia ESO 243-49, uno dei membri dell'ammasso Abell 2877. Quest'ultima è una galassia a spirale di tipo S0/a (Lauberts 1982) che si trova nella costellazione della Fenice a circa 96 Mpc di distanza. La sorgente HLX-1 (Figura 4.1) si trova ~ 0.8 kpc fuori dal piano galattico e ~ 3.3 kpc dal nucleo (Mapelli et al. 2013a). HLX-1 è una sorgente variabile con un picco di luminosità nella banda $0.2 - 10$ keV di $L_X \simeq 10^{42}$ erg s $^{-1}$. Nell'ipotesi che, al massimo, la luminosità sia pari alla luminosità di Eddington, la massa del buco nero sarebbe $M_{\text{BH}} \sim 500 M_\odot$ (Farrell et al. 2009). La luminosità di HLX-1 è ~ 400 volte maggiore di quella che ci si aspetterebbe per un buco nero di $20 M_\odot$ e almeno un ordine di grandezza maggiore di quella delle altre ULX scoperte. Le osservazioni mostrano grandi variazioni di luminosità e della forma dello spettro.

4.2 Prime indagini sulla natura di HLX-1

Descriviamo nel seguito i diversi scenari inizialmente considerati per spiegare la natura di HLX-1:

- un AGN lontano proiettato nella direzione della galassia ESO 243-49. La probabilità che sia un AGN situato dietro la galassia è del 9%;
- una supernova che interagisce con il mezzo interstellare. Per questo tipo di sorgenti la luminosità X è tipicamente compresa nell'intervallo $10^{37} - 10^{41}$ erg s $^{-1}$. Il flusso

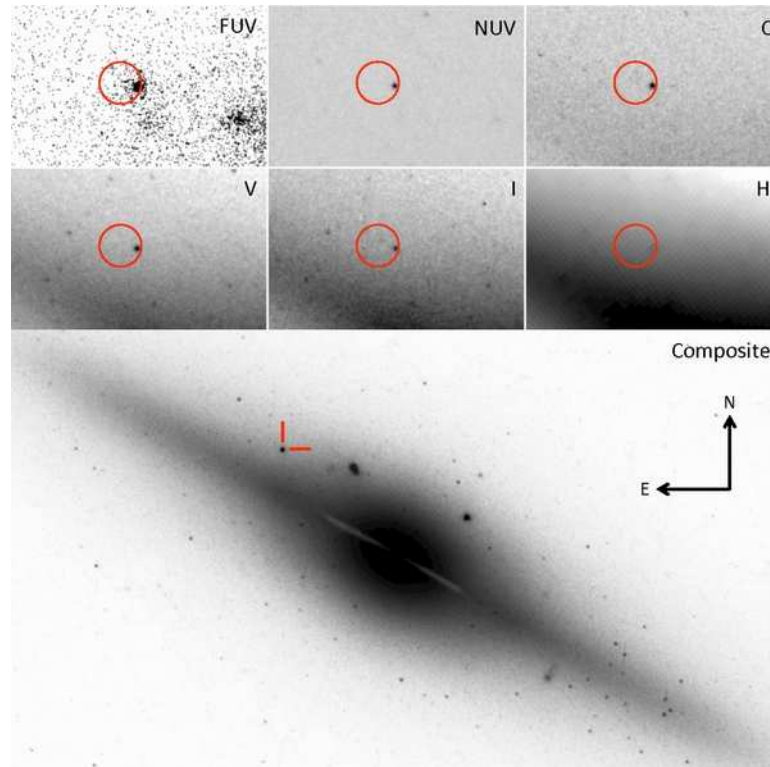


Figura 4.1: ESO 243-49 HLX-1. Nei pannelli in alto si possono vedere le immagini HST della sorgente HLX-1 in sei diversi filtri (*FUV*, *NUV*, *C*, *V*, *I* e *H*). In grande si possono vedere la galssia ESO 243-49 e la sorgente HLX-1 indicata dalle due linee spesse. (Farrell et al. 2012)

decrese rapidamente dopo l'esplosione, su di un tempo scala di mesi/anni. HLX-1 mostra invece una variabilità di tipo ricorrente;

- una nana bianca galattica in accrescimento da una compagna di piccola massa. Lo spettro X della sorgente non è in accordo con questa ipotesi;
- una stella di neutroni galattica (non in accrescimento) in un sistema binario di piccola massa. Non è consistente con i dati ottenuti in quanto il suo spettro X dovrebbe essere termico, con una componente aggiuntiva a legge di potenza abbastanza piatta. HLX-1 ha invece uno spettro più ripido (al massimo di luminosità) e variabile;
- un *blazar*, cioè una classe di AGN che hanno un angolo α tra i getti e la direzione di vista della Terra compreso tra 0° e 45° . Questi oggetti hanno uno spettro a legge di potenza ripido, però hanno tipicamente una densità di flusso superiore a 2 mJy alla frequenza di 1.4 GHz. La densità di flusso rilevata in HLX-1 a 1.4 GHz è di 0.16 ± 0.03 mJy, cosa che esclude che sia un *blazar*;
- un IMBH in ESO 243-49. Questa ipotesi è supportata da diverse evidenze osservative, come vedremo nel seguito.

4.3 Scoperta della riga $H\alpha$

Nel 2010 quasi tutti gli scenari esaminati nel precedente paragrafo sono stati scartati grazie all'identificazione di una debole controparte ottica di HLX-1, individuata grazie all'accurata misura della posizione ottenuta con *Chandra*. Con le successive osservazioni fatte con il *Very Large Telescope* (VLT), si è ottenuto lo spettro della controparte ottica, in cui è stata identificata una riga $H\alpha$ in emissione (Figura 4.2), ad una lunghezza d'onda $\lambda = 6716 \text{ \AA}$. Il flusso della riga di emissione è stato ottenuto sottraendo allo spettro di HLX-1 l'emissione della galassia (Wiersema et al. 2010). È stato quindi possibile calcolare il *redshift* della

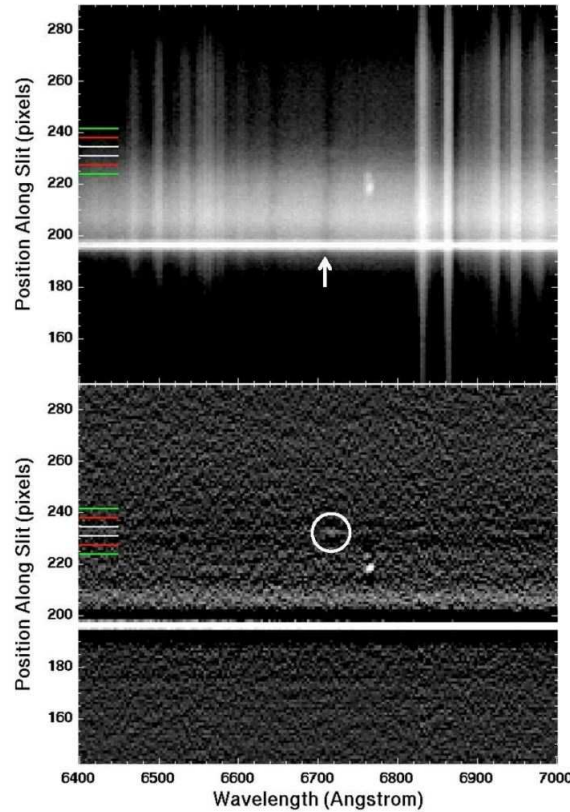


Figura 4.2: In alto si può vedere lo spettro bidimensionale VLT del campo di HLX-1, con la riga in assorbimento dell' $H\alpha$ della galassia ESO 243-49 indicata dalla freccia. Sotto si può vedere lo spettro bidimensionale ottenuto dopo la rimozione del contributo della galassia. Nel cerchio è indicata la posizione della riga $H\alpha$ in emissione della sorgente HLX-1. L'apertura usata per coprire la posizione di HLX-1 si trova tra le due righe bianche, mentre le aperture usate per interpolare lo spettro di sfondo si trovano tra le righe rosse e verdi e quelle rosse e bianche. (Wiersema et al. 2010)

sorgente, che è risultato essere lo stesso della galassia ospite ($z = 0.0223$). Di conseguenza è stato possibile stabilire con precisione la distanza di HLX-1 e quindi escludere che si possa trattare di una sorgente posta davanti alla galassia oppure un oggetto di sfondo, come un AGN. L'unico scenario possibile rimane quindi quello di un IMBH fisicamente associato a ESO 243-49. Grazie a questa riga spettrale è stato possibile calcolare lo scarto tra la velocità della sorgente e quella di ESO 243-49 che è risultata di $\sim 170 \text{ km s}^{-1}$ (Wiersema

et al. 2010).

Successivi studi condotti per determinare la cinematica di HLX-1 hanno determinato con maggiore precisione la velocità della sorgente. Dallo spettro ottenuto si è trovata una posizione diversa della riga $H\alpha$ in emissione, ad una lunghezza d'onda $\lambda = 6718.9 \pm 0.9 \text{ \AA}$ (Soria et al. 2013). Sono stati perciò analizzati nuovamente i dati ottenuti da Wiersema et al. (2010) ed è stato scoperto che la differenza tra le due misure è dovuta al fatto che nel 2010 la sorgente non era perfettamente centrata nella fenditura. Dai nuovi dati ottenuti nel 2012 si è trovata una velocità di recessione eliocentrica per HLX-1 di $v \approx 7131 \pm 22 \pm 35 \text{ km s}^{-1}$, mentre la velocità di recessione del nucleo di ESO 243-49 è di $v \approx 6714 \pm 34 \text{ km s}^{-1}$. Per confermare questo risultato si è calcolata la curva di rotazione della galassia trovando una velocità di recessione di $v \approx 6707 \pm 16 \pm 35 \text{ km s}^{-1}$. Si è concluso quindi che lo scarto tra la velocità di HLX-1 e quella della galassia è di $\Delta v \approx 424 \pm 27 \text{ km s}^{-1}$. Di conseguenza HLX-1 sta recedendo ad una velocità $\approx 215 \text{ km s}^{-1}$ maggiore di quella di rotazione delle stelle e $\approx 270 \text{ km s}^{-1}$ più grande di quella della popolazione stellare che si vede proiettata attorno alla sorgente all'interno dell'isofota D_{25} della galassia (dove per D_{25} si intende il diametro maggiore dell'isofota con brillantezza superficiale di $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$) (Soria et al. 2013). La grande differenza tra la velocità di recessione di HLX-1 e quella della galassia prova che la sorgente è cinematicamente disaccoppiata da ESO 243-49 e di conseguenza non si è formata *in situ*. In particolare è stato suggerito che possa essere una galassia satellite che è stata catturata da ESO 243-49 oppure un ammasso stellare espulso dal nucleo per rinculo gravitazionale.

4.4 Outburst ricorrenti

Un elemento che può aiutare a comprendere meglio la natura della sorgente in esame è lo studio della sua variabilità. È noto che i buchi neri galattici in sistemi binari possono andare incontro a transizioni tra diversi stati spettrali. Nello stato termico l'emissione è dominata da un disco di accrescimento otticamente spesso e geometricamente sottile, con una temperatura di $\sim 1 \text{ keV}$. Per un disco che si estende fino all'ultima orbita stabile attorno al buco nero la luminosità del disco stesso, la temperatura della parte più interna e la massa del buco nero sono legate dalle seguenti relazioni (vedi anche Equazione 2.2):

$$L_{\text{disk}} \propto T_{\text{in}}^4 \quad (4.1)$$

$$T_{\text{in}} \propto M_{\text{BH}}^{-\frac{1}{4}} \quad (4.2)$$

(Shakura & Sunyaev 1973). Nello stato duro il disco di accrescimento appare più debole e freddo e quindi potrebbe essere troncato ad un raggio maggiore. Studi condotti sui buchi neri galattici in sistemi binari suggeriscono che lo spettro nello stato duro sia dominato da una componente di sincrotrone e da una componente Compton. Nello stato duro molte sorgenti presentano dei getti radio ed è stata trovata una relazione che lega l'intensità radio a quella X .

Dalle osservazioni della sorgente HLX-1 effettuate nel 2009 con il *Swift X-ray Telescope*

si è notato che la curva di luce nella banda X mostra un *outburst*, con un rapido aumento seguito da un decadimento esponenziale (FRED, *Fast-Rise Exponential Decay*) ed una periodicità semi-regolare di ~ 370 giorni (Servillat et al. 2011). Questa periodicità è stata interpretata come il periodo orbitale del sistema binario. Nel corso dell'*outburst* la sorgente attraversa diversi stati spettrali. Diversi *outburst* sono stati osservati dal 2009 ad oggi (Figura 4.3).

Lo stato ad alta luminosità di HLX-1 è associato ad una emissione soffice dominata da un disco termico, mentre lo stato a bassa luminosità è più duro e a legge di potenza. Lo stato ad alta luminosità è ben descritto dal modello del disco otticamente spesso con temperature di $0.18 - 0.26$ keV. La temperatura della componente termica è $4 - 5$ volte inferiore rispetto a quella tipica di una binaria galattica con un buco nero di massa stellare. Se la componente soffice misurata è dovuta all'emissione dalla regione più interna del disco di accrescimento e se il disco si estende fino all'ultima orbita circolare stabile, allora si può ricavare la massa del buco nero dalla relazione massa-temperatura (Equazione 4.2). Si trova un possibile valore per la massa di HLX-1 di $M_{\text{BH}} > 10^3 M_{\odot}$. Un ulteriore studio della sorgente nello stato termico usando il modello di disco relativistico, ha fornito un limite inferiore e uno superiore per la massa del buco nero: $3000 < M_{\text{BH}} < 3 \times 10^5 M_{\odot}$. A bassa luminosità lo spettro di HLX-1 viene descritto da una legge di potenza con un indice $\Gamma \sim 1.4 - 2.1$, che indica uno stato duro. Nel caso di sistemi binari galattici contenenti buchi neri, in corrispondenza dello stato duro appena descritto si osserva anche emissione radio. Nel 2010, quando la sorgente ha fatto una transizione nella banda X dallo stato basso/duro a quello alto/soffice, è stata rilevata un'emissione radio di $50 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (Webb et al. 2012). In un'osservazione successiva, effettuata quando HLX-1 stava passando dallo stato alto/soffice a quello basso/duro, non è stata rilevata nessuna emissione radio nella posizione di HLX-1. Questo indica che l'emissione radio è variabile e consistente con l'emissione di un getto relativistico, ovvero di un flusso di plasma che viaggia a frazioni apprezzabili della velocità della luce. Assumendo che, come osservato nei buchi neri galattici, il getto radio si verifichi quando la luminosità X è il $10 - 100\%$ di quella di Eddington, si può ricavare la massa del buco nero che risulta essere $9.2 \times 10^3 < M_{\text{BH}} < 9.2 \times 10^4 M_{\odot}$ (Webb et al. 2012).

Nello spettro osservato durante lo stato duro dominato da una componente a legge di potenza, ci sono evidenze della presenza di una componente di disco soffice con una temperatura di $kT_{\text{in}} = 0.07 \pm 0.04$ keV, che è consistente con la relazione luminosità-temperatura (Equazione 4.1).

La variabilità di HLX-1 presenta delle similitudini con le sorgenti X galattiche soffici in *outburst*. La curva di luce nella banda X di HLX-1 è caratterizzata da un rapido aumento di luminosità che si verifica in ~ 10 giorni, seguito da un decadimento esponenziale che avviene in un tempo $100 < t < 200$ giorni. Questo andamento di tipo FRED è causato da episodi di trasferimento di massa dalla stella compagna in orbita attorno al buco nero di massa intermedia (Servillat et al. 2011).

Con *Swift* sono stati osservati 7 *outburst* (Figura 4.3). Si è scoperto che (Yan et al. 2015)

- la durata dell'*outburst* diminuisce; in particolare la durata dell'*outburst* è di ≈ 188 giorni nel 2009 e di ≈ 69 giorni nel 2015;
- l'energia totale irradiata diminuisce lungo la sequenza degli *outburst* da $E = (9.7 \pm 0.1) \times 10^{48}$ erg nel 2009 a $E = (3.7 \pm 0.1) \times 10^{48}$ erg nel 2015. Queste energie richiedono un trasferimento di massa rispettivamente di $\approx 5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ e $\approx 2 \times 10^{-5} M_{\odot}$;
- il tempo di ricorrenza dell'*outburst* sta aumentando. Il tempo trascorso tra due *outburst* consecutivi è passato da ≈ 320 giorni nel 2010 a ≈ 455 giorni nel 2015;
- la durata dell'*outburst* diviso il tempo di ricorrenza è ≈ 0.3 .

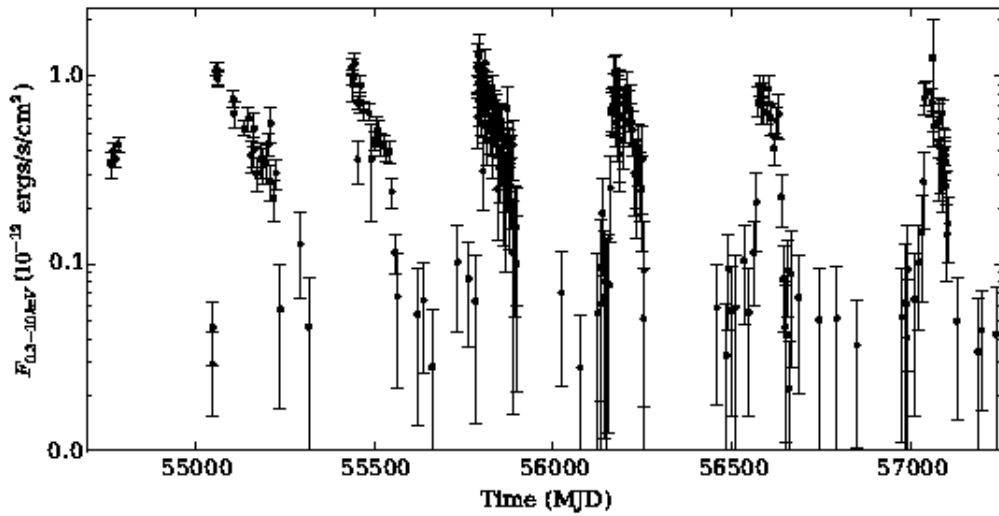


Figura 4.3: Curva di luce durante i diversi outburst. (Yan et al. 2015).

Confrontando l'andamento di HLX-1 durante l'*outburst* con quello delle LMXBT galattiche si trova che (Yan et al. 2015)

- la luminosità di picco di HLX-1 ($\approx 1.2 \times 10^{42}$ erg s $^{-1}$) è più di quattro ordini di grandezza maggiore rispetto a quella delle LMXBT;
- la luminosità media per *outburst* ($E \approx 5.8 \times 10^{48}$ erg s $^{-1}$) è cinque volte maggiore rispetto a quella misurata per le LMXBT;
- la durata media dell'*outburst*, ≈ 113 giorni, è tre volte maggiore di quella di una LMXBT con stelle di neutroni e poco più lunga di quella di un LMXBT con buco nero, che è invece di ≈ 88 giorni.

E' stato proposto che, come per le LMXBT, l'*outburst* di HLX-1 sia dovuto all'instabilità termico-viscosa del disco di accrescimento.

La controparte ottica di HLX-1 è stata osservata in fotometria sia con il VLT sia con HST.

4.5 Natura della controparte ottica di HLX-1

Dall'analisi dei dati ottenuti in diversi filtri con HST e il VLT nel 2010 (Soria et al. 2012) e con il VLT nel 2012 (Webb et al. 2014), si nota che la componente ottica/UV è variabile e perciò contaminata dall'irraggiamento del disco, cosa che esclude che la controparte sia un ammasso stellare giovane con massa $\gg 10^4 M_\odot$. Le ipotesi sulla natura della controparte sono un ammasso stellare vecchio con massa $\approx 10^6 M_\odot$ oppure un ammasso giovane con massa $\approx 10^4 - 10^5 M_\odot$. La seconda possibilità è poco probabile in quanto buchi neri molto massicci ($M_{\text{BH}} > 10^2 M_\odot$) non possono formarsi in ammassi così piccoli. Per di più la maggior parte degli ammassi giovani di solito si trovano nel disco delle galassie, mentre HLX-1 si trova molto spostato rispetto al disco di ESO 243-49. Allo stesso modo non è facile spiegare come possa formarsi un IMBH di $\sim 10^4 M_\odot$ in un ammasso di $\sim 10^6 M_\odot$. Nel caso in cui il buco nero di massa intermedia sia associato al nucleo di una galassia nana distrutta in una fusione con ESO 243-49, allora farebbe parte della coda di piccola massa nella distribuzione di buchi neri supermassicci. In tal caso la controparte ottica potrebbe essere l'ammasso stellare nucleare (*nuclear star cluster*) della galassia nana. L'ipotesi della fusione con una galassia di massa più piccola trova conferma in diverse formazioni visibili nella galassia ESO 243-49, come la presenza di strisce di polvere attorno al nucleo e l'evidenza di emissione *UV* dallo sferoide, indicatore del fatto che la formazione stellare è attiva.

4.6 Lo scenario della fusione con una galassia di massa più piccola

Per verificare l'ipotesi che la controparte ottica di HLX-1 sia il nucleo di una galassia più piccola che è andata incontro al fenomeno di fusione con la galassia ospite sono state eseguite diverse simulazioni N-corpi (Mapelli et al. 2012; Mapelli et al. 2013a,b). Buchi neri con massa $M_{\text{BH}} < 10^5 M_\odot$ possono essere presenti al centro di galassie di tipi morfologici diversi. In particolare si possono trovare in galassie con o senza sferoide. Di conseguenza una delle simulazioni è stata fatta con galassie dotate di sferoide (Mapelli et al. 2013a), mentre l'altra con galassie in cui non era presente. In questo secondo caso sono state prese in considerazione una galassia satellite senza sferoide (con un disco stellare esponenziale e con un disco gassoso esponenziale) e una galassia con le caratteristiche di ESO 243-49 (uno sferoide sferico, un disco stellare esponenziale e senza gas). La massa della galassia satellite è $< \frac{1}{20}$ della massa di quella primaria. I parametri fisici che descrivono l'orbita e le proprietà delle due galassie sono riportati in Mapelli et al. (2013b). Le galassie satellite composte solo dal disco vengono distrutte molto più velocemente in quanto la densità centrale è molto più piccola di quella delle galassie con sferoide. La simulazione della fusione tra la galassia satellite senza sferoide e ESO 243-49 riesce a riprodurre la fotometria della controparte di HLX-1 in tutte le immagini ottenute nel 2010 con HST (Mapelli et al. 2013b). Se la galassia satellite presenta uno sferoide, la simulazione riesce invece a riprodurre solo la fotometria nei filtri più rossi. Infatti, è necessario molto più

tempo perchè essa venga distrutta (> 2.5 Gyr, Mapelli et al. 2013a) e la formazione stellare si arresta prima che il flusso dovuto alle stelle vecchie diventi consistente con quello osservato nell'infrarosso.

4.7 Il disco di accrescimento

Come riportato nei precedenti paragrafi, a causa della variabilità osservata nelle immagini VLT, sembra probabile che la luminosità ottica di HLX-1 al massimo dell'*outburst* sia in parte dovuta ad un disco di accrescimento. I dischi di accrescimento standard non sono piatti, ma hanno forma leggermente concava con una parte interna più sottile e una parte esterna più spessa. Per un IMBH nel disco interno le temperature possono arrivare a $T_{\text{in}} = 3 \times 10^5 - 10^6$ K, in quanto la maggior parte dell'energia viene liberata in quella regione (Shakura & Sunyaev 1973). Quest'energia viene emessa nell'ultravioletto e nella parte soffice della banda X . A causa della forma leggermente concava del disco di accrescimento, le regioni esterne geometricamente più spesse assorbono parte della radiazione X emessa da quelle più interne e la riemettono nell'ultravioletto e nel visibile. La fotometria HST della controparte ottica di HLX-1 effettuata sulle immagini del 2010 può essere quasi interamente riprodotta anche attraverso l'emissione di un disco di accrescimento irradiato (Mapelli et al. 2013a).

Analisi fotometrica delle osservazioni HST di ESO 243-49 HLX-1

In questo capitolo viene descritta la tecnica della fotometria di apertura utilizzata per calcolare il flusso e la magnitudine della controparte ottica di HLX-1 nei diversi filtri (Sezione 5.1). Nella Sezione 5.2 i dati ottenuti sono stati confrontati con quelli riportati nei lavori di Mapelli et al. (2013b), Soria et al. (2011) e Webb et al. (2013).

5.1 Osservazioni

In questa Tesi sono state analizzate le immagini di HLX-1 ottenute durante le fasi di decadimento degli *outburst* verificatesi nei mesi di settembre 2010, novembre 2012 e luglio 2013. Le osservazioni sono state effettuate utilizzando i filtri UVIS 2 e IR della *Wide Field Camera 3* (WFC3) di HST. Il quaderno delle osservazioni analizzate è riportato in Tabella 5.1. Sono state scaricate le immagini pre-ridotte (*drizzled*) dall'archivio MAST (*Mikulski Archive for Space Telescope*) di HST ¹. È stata poi eseguita su di esse la fotometria di apertura della controparte ottica della sorgente ESO 243-49 HLX-1 utilizzando il programma SAOImage DS9 ². La fotometria di apertura è una tecnica che serve per calcolare il flusso di una sorgente. Essa consiste nel sommare i conteggi all'interno di una regione di estrazione centrata sulla sorgente, sottraendo il contributo dell'immagine della galassia misurato in una regione circostante dell'immagine. Si procede come segue:

- si identifica la sorgente in base alle sue coordinate (AR: 1^h, 10^m, 28.27^s; DEC: −46° 04' 22.33", J2000.0);
- si scelgono tre regioni circolari concentriche alla sorgente (vedi Figura 5.1) che chiameremo regione 1, 2 e 3. La regione di estrazione della sorgente (reg. 1) ha un raggio di 5 o 10 pixel;
- il raggio della regione 3 viene scelto in modo che la sua area risulti uguale a quella dell'anello interno;
- si calcolano infine i conteggi totali per unità di tempo delle regioni 1 e 3 (utilizzando il task *Analysis-Statistics* in DS9) e si sottraggono tra loro per eliminare il contributo della galassia e ottenere quindi il flusso della sorgente.

Utilizzando i conteggi netti per unità di tempo così determinati si calcola la magnitudine della sorgente applicando la seguente formula per la fotometria nei filtri UVIS (Dressel 2016)

$$m = m_i - 2.5 \times \log[EE_{10}] + ZP \quad (5.1)$$

¹Disponibile in <https://archive.stsci.edu/hst/>

²Disponibile in <http://ds9.si.edu/site/Home.html>

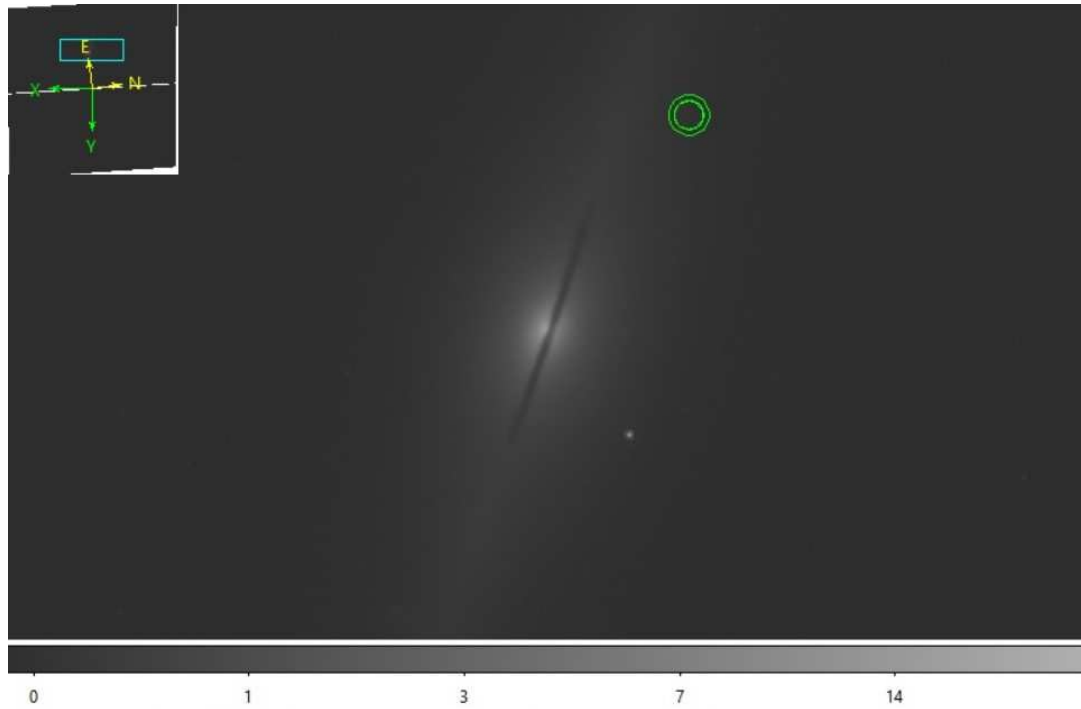


Figura 5.1: Immagine HST WFC3 UVIS2 in banda I di ESO 243-49. Il tempo di esposizione è 1040.0 s. Il campo dell'immagine ha dimensioni di 30×15 arcsec. I cerchi mostrano le regioni di estrazione utilizzate per HLX-1 e per l'emissione diffusa della galassia.

dove $m_i = -2.5 \times \log(f)$ è la magnitudine strumentale con f flusso della sorgente in elettroni al secondo, EE_{10} è la frazione del flusso della sorgente ($\sim 90\%$) all'interno di un cerchio di raggio 10 pixel (calcolato in base alla funzione di allargamento dell'immagine) e ZP (Punto Zero, dall'inglese *Zero Point*) è una costante che dipende dal filtro, espressa in magnitudini. L'Equazione (5.1) fornisce la magnitudine corretta per apertura infinita. Abbiamo utilizzato il sistema fotometrico AB.

Il procedimento è stato ripetuto due volte per ogni immagine utilizzando anelli interni di dimensioni diverse: uno avente raggio di 10 pixel e uno con un raggio di 5 pixel. In quest'ultimo caso si sostituisce EE_{10} a EE_5 nell'Equazione (5.1), dove EE_5 è la frazione del flusso della sorgente ($\sim 80\%$) all'interno di un raggio di 5 pixel. Il procedimento è stato applicato a tutte le immagini utilizzando i valori appropriati di EE_{10} , EE_5 e ZP per ogni filtro. I loro valori sono riportati nelle tabelle dello Space Telescope Science Institute ³. Le magnitudini ottenute utilizzando le due diverse aperture sono poi state confrontate ed è stata calcolata la magnitudine media per ogni immagine. L'errore è stato stimato dalla semidispersione delle due misure. Con questo procedimento sono stati ottenuti i valori riportati nella Tabella 5.2. Le magnitudini misurate divise per epoca di osservazione sono riportate nelle tabelle 5.3, 5.4 e 5.5 e mostrate nelle figure 5.2, 5.3 e 5.4. Abbiamo assunto un errore minimo pari a 0.03 mag (anche se la semidispersione risulta inferiore). Alcune misure nelle bande più rosse sono affette da una incertezza significativa (0.15 – 0.20 mag). Ciò suggerisce che l'errore delle altre misure in questa banda sia sottostimato. In questa banda infatti il contributo dell'emissione diffusa della galassia è importante e una misura

³Disponibili in http://www.stsci.edu/hst/wfc3/analysis/uvis_zpts

Obs. ID	Data	Filtro	Tempo di esposizione (s)
IBIX02010	23/09/2010	F300X	1710.0
IBIX02020	23/09/2010	F390W	712.0
IBIX02030	23/09/2010	F555W	742.0
IBIX02040	23/09/2010	F775W	740.0
IC1802010	19/11/2012	F300X	1001.0
IC1802020	19/11/2012	F336W	983.0
IC1802050	19/11/2012	F390W	1068.0
IC1802060	19/11/2012	F555W	1045.0
IC1802070	19/11/2012	F621M	1065.0
IC1802080	19/11/2012	F775W	1040.0
IC1804010	05/07/2013	F300X	1004.0
IC1804020	05/07/2013	F336W	980.0
IC1804050	05/07/2013	F390W	1074.0
IC1804060	05/07/2013	F555W	1039.0
IC1804070	05/07/2013	F621M	1077.0
IC1804080	06/07/2013	F775W	1028.0

Tabella 5.1: Quaderno delle osservazioni fotometriche di ESO 243-49 HLX-1. Le diverse colonne riportano: il codice che identifica l'osservazione (Obs. ID), la data di osservazione, il filtro utilizzato e il tempo di esposizione.

più accurata richiederà l'utilizzo di tecniche fotometriche più sofisticate.

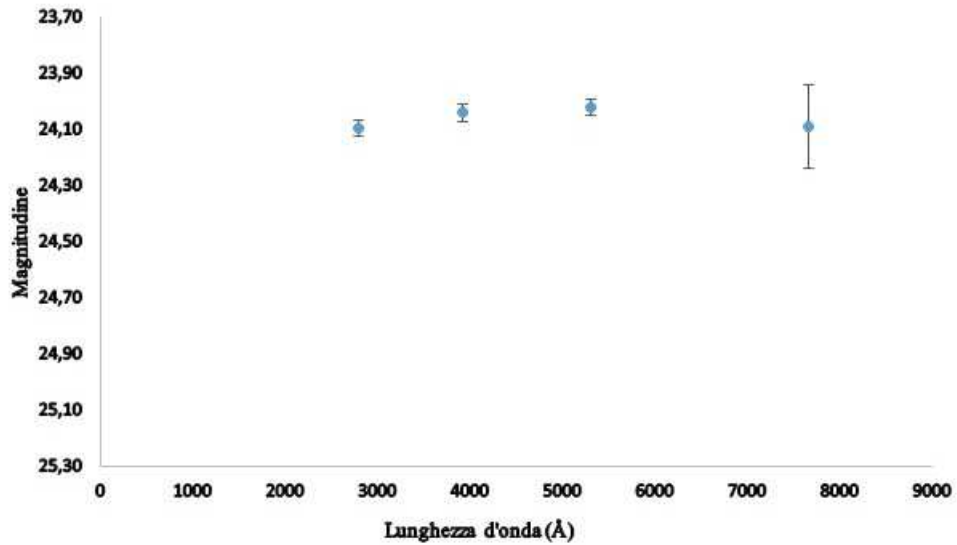


Figura 5.2: Magnitudini AB di ESO 243-49 HLX-1 in funzione della lunghezza d'onda per l'osservazione del 23 settembre 2010.

5.2 Analisi dei dati

Le tre figure mostrano l'andamento della magnitudine media in funzione della lunghezza d'onda durante le tre epoche di osservazione, da cui si può notare che la sorgente è variabile e che l'emissione diminuisce nel tempo, in modo più pronunciato nelle bande più blu.

Obs. ID	Filtro	λ (Å)	AB MAG (r=10 pixel)	AB MAG (r=5 pixel)	MAG (10)-MAG(5)
IBIX02010	F300X	2801.5	24.09	24.10	-0.02
IC1802010	F300X	2801.5	24.82	24.71	0.11
IC1804010	F300X	2801.5	25.56	25.48	0.08
IC1802020	F336W	3353.9	24.72	24.68	0.03
IC1804020	F336W	3353.9	25.17	25.31	-0.14
IBIX02020	F390W	3918.9	24.05	24.03	0.02
IC1802050	F390W	3918.9	24.51	24.57	-0.06
IC1804050	F390W	3918.9	25.58	25.47	0.11
IBIX02030	F555W	5308.7	24.04	24.00	0.04
IC1802060	F555W	5308.7	24.57	24.46	0.11
IC1804060	F555W	5308.7	24.76	24.93	-0.16
IC1802070	F621M	6219.7	24.57	24.58	-0.01
IC1804070	F621M	6219.7	25.29	24.98	0.31
IBIX02040	F775W	7655.8	24.24	23.94	0.29
IC1802080	F775W	7655.8	24.73	24.32	0.41
IC1804080	F775W	7655.8	25.08	25.02	0.06

Tabella 5.2: Fotometria HST (corretta per apertura infinita) di ESO 243-49 HLX-1 per tutte le immagini riportate in Tabella 5.1. Le diverse colonne riportano: il codice che identifica l'osservazione (Obs. ID), il filtro utilizzato, la lunghezza d'onda, la magnitudine AB calcolata in una regione di 10 pixel, la magnitudine AB calcolata in una regione di 5 pixel e la differenza tra le due magnitudini misurate.

Filtro	Lunghezza d'onda (Å)	AB MAG (r=10 pixel)	AB MAG (r=5 pixel)	AB MAG (media)
F300X	2801.5	24.09	24.10	24.10 ± 0.03
F390W	3918.9	24.05	24.03	24.04 ± 0.03
F555W	5308.7	24.04	24.00	24.02 ± 0.03
F775W	7655.8	24.24	23.94	24.09 ± 0.15

Tabella 5.3: Fotometria del 23 settembre 2010 di ESO 243-49 HLX-1.

Filtro	Lunghezza d'onda (Å)	AB MAG (r=10 pixel)	AB MAG (r=5 pixel)	AB MAG (media)
F300X	2801.5	24.82	24.71	24.77 ± 0.05
F336W	3353.9	24.72	24.68	24.70 ± 0.03
F390W	3918.9	24.51	24.57	24.54 ± 0.03
F555W	5308.7	24.57	24.46	24.52 ± 0.05
F621M	6219.7	24.57	24.58	24.58 ± 0.03
F775W	7655.8	24.73	24.32	24.53 ± 0.21

Tabella 5.4: Fotometria del 19 novembre 2012 di ESO 243-49 HLX-1.

Filtro	Lunghezza d'onda (Å)	AB MAG (r=10 pixel)	AB MAG (r=5 pixel)	AB MAG (media)
F300X	2801.5	25.56	25.48	25.52 ± 0.04
F336W	3353.9	25.17	25.31	25.24 ± 0.07
F390W	3918.9	25.58	25.47	25.53 ± 0.05
F555W	5308.7	24.76	24.92	24.84 ± 0.08
F621M	6219.7	25.29	24.98	25.14 ± 0.15
F775W	7655.8	25.08	25.02	25.05 ± 0.03

Tabella 5.5: Fotometria del 5 luglio 2013 di ESO 243-49 HLX-1.

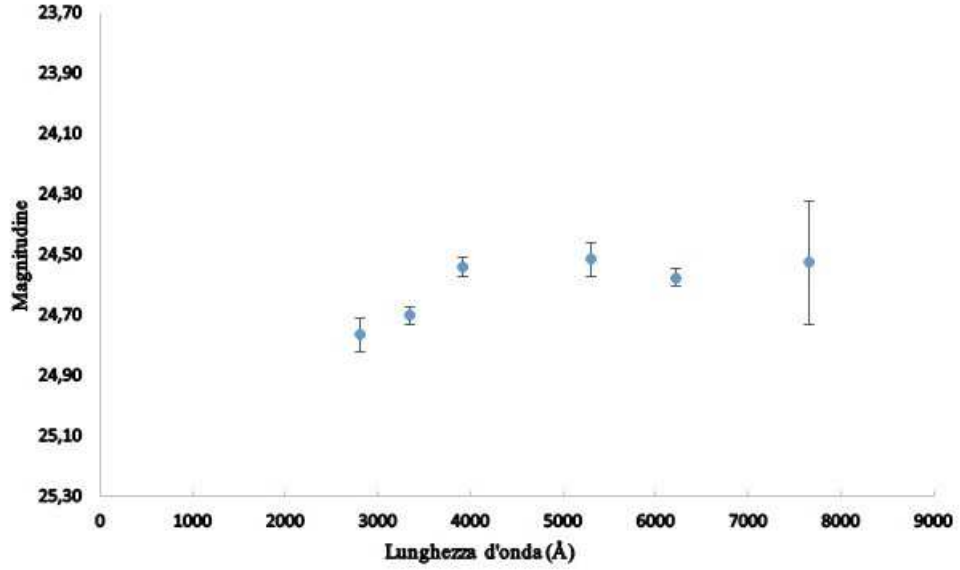


Figura 5.3: Magnitudini AB di ESO 243-49 HLX-1 in funzione della lunghezza d'onda per le osservazioni del 19 novembre 2012.

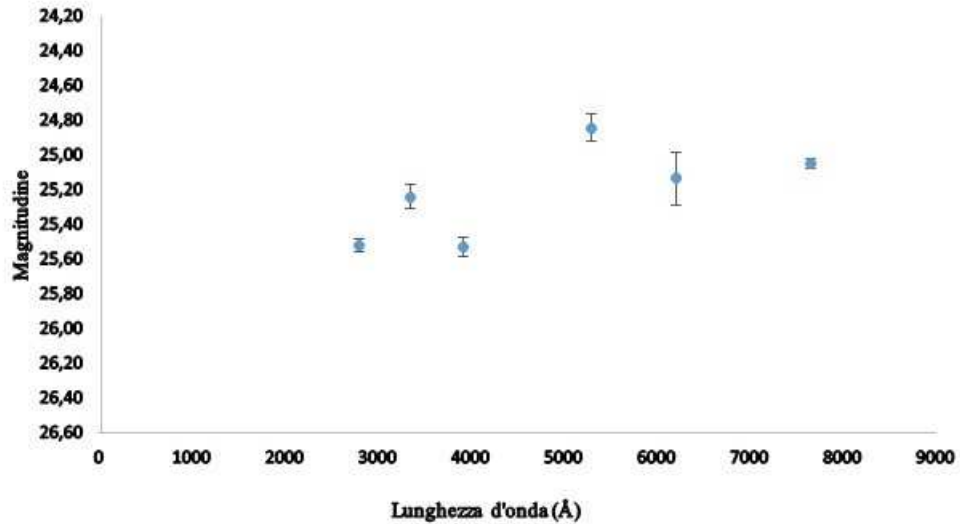


Figura 5.4: Magnitudini AB di ESO 243-49 HLX-1 in funzione della lunghezza d'onda per le osservazioni del 5 luglio 2013.

Sono stati pubblicati diversi articoli il cui obiettivo era capire a cosa fosse dovuta l'elevata luminosità ottica della sorgente (si vedano anche le Sezioni 4.5 e 4.6). Sono stati proposti due diversi scenari:

- una popolazione stellare giovane, con una piccola frazione del flusso riprocessata dal disco di accrescimento intorno al buco nero;
- una popolazione stellare vecchia o giovane, con alti livelli di irraggiamento del disco.

Tentativi di riprodurre le magnitudini osservate nel 2010 hanno portato alla conclusione che un ammasso con un'età compresa tra ~ 200 Myr e 10 Gyr richiederebbe un fattore di riprocessamento della radiazione X nel disco esterno molto elevato (Farrell et al. 2012).

É stato proposto quindi che la controparte ottica di HLX-1 sia una popolazione stellare giovane (13 Myr) e, in base all'età, alla metallicità e alla luminosità, è stata inizialmente stimata una massa di $M \sim (4 - 6) \times 10^6 M_{\odot}$ (Farrell et al. 2012). Sono state inoltre calcolate le dimensioni di tale ammasso che sono risultate di 40 pc. La presenza di un ammasso stellare giovane e massiccio in una galassia S0 e in una posizione così periferica è difficile da spiegare. La variabilità della controparte ottica ha portato successivamente a riconsiderare il contributo del disco di accrescimento irradiato e a rivedere le stime della massa dell'ammasso, $< 10^4 - 10^5 M_{\odot}$ per una popolazione giovane e $< 10^6 M_{\odot}$ per una popolazione vecchia (Soria et al. 2012; Farrell et al. 2014). Tuttavia è difficile spiegare l'esistenza di un IMBH di $\sim 10^4 M_{\odot}$ (vedi Capitolo 4) in un ammasso con questa massa totale. É stato perciò proposto che la sorgente sia il buco nero centrale di una galassia nana che è andata incontro alla fusione con ESO 243-49. L'ammasso di stelle giovani potrebbe quindi essere l'ammasso stellare nucleare (*nuclear star cluster*) osservato in alcune di queste galassie nane e l'IMBH sarebbe il buco nero centrale di tale galassia. La fotometria del 2010 è infatti in buon accordo con le simulazioni della fusione di ESO 243-49 con una galassia di massa più piccola senza sferoide effettuate da Mapelli et al. (2013b). Notiamo infine che lo scenario di fusione con una galassia di massa più piccola è l'unico in cui la grande velocità relativa ($\sim 400 \text{ km s}^{-1}$) tra la controparte e la galassia trova facilmente spiegazione.

Come notato dall'analisi delle osservazioni effettuate in due diverse epoche con VLT (Webb et al. 2014), la controparte ottica è variabile. I risultati di questa Tesi su tre diverse epoche di osservazioni effettuate con HST confermano questo risultato ed, anzi, mostrano che la variabilità è molto pronunciata. Tale variabilità esclude la possibilità che l'emissione sia dovuta in larga parte ad una popolazione stellare. Indica invece che la controparte ottica è dominata da un disco di accrescimento irradiato. Infatti l'emissione della radiazione X e UV prodotta nelle regioni interne del disco innalza la temperatura e quindi la luminosità ottica delle regioni più esterne (Shakura & Sunyaev 1973; Frank et al. 2002).

La variabilità della sorgente è confermata anche confrontando i dati HST con quelli VLT (Soria et al. 2012; Farrell et al. 2014). In particolare si trova una differenza di ≈ 1 mag tra le osservazioni HST del 23 settembre 2010 e quelle ottenute a novembre dello stesso anno con il VLT. La magnitudine da noi ricavata in banda V e quella trovata con i dati VLT sono rispettivamente $V_{AB} = 24.52 \pm 0.05$ e $V_{AB} = 25.4 \pm 0.3$ (Webb et al. 2014). Le osservazioni sono riproducibili con un modello di disco irradiato con una frazione di riprocessamento nella regione esterna di qualche millesimo e con una estensione di $\sim 4 \times 10^{13} \text{ cm}$ (Soria et al. 2016, in preparazione).

Durante gli *outburst* l'emissione ottica è quindi dominata dalla componente dovuta al disco di accrescimento irradiato. In una pubblicazione che uscirà a breve si mostra in dettaglio che l'emissione di un modello di disco di accrescimento irradiato è in perfetto accordo con la fotometria HST del 2010 e 2012 (Soria et al. 2016, in preparazione).

Conclusioni

HLX-1 (*Hyperluminous X-ray source 1*) nella galassia ESO 243-49 è una sorgente X non nucleare che raggiunge una luminosità (isotropa) al massimo della curva di luce di 10^{42} erg s^{-1} . HLX-1, situata 0.8 kpc fuori dal piano galattico e a 3.3 kpc di distanza dal nucleo, è probabilmente il buco nero centrale di una galassia di piccola massa che è andata incontro al fenomeno di fusione con la galassia ospite (Mapelli et al. 2013b). In questa tesi sono state analizzate le immagini HST di HLX-1 con lo scopo di determinare se l'emissione della sua controparte ottica sia dovuta ad un ammasso stellare oppure ad un disco di accrescimento.

HLX-1 mostra degli *outburst* periodici con luminosità di picco in banda X compresa nell'intervallo $L_X = 1.0 - 1.4 \times 10^{42}$ erg s^{-1} .

Abbiamo effettuato la fotometria di apertura della controparte ottica di HLX-1 sulle immagini ottenute da HST durante le fasi di decadimento degli *outburst* del 2010, 2012 e 2013. Dall'analisi dei dati abbiamo ricavato le magnitudini di HLX-1 per ogni filtro utilizzato, trovando che l'emissione di HLX-1 diminuisce nel tempo in modo più pronunciato nelle bande blu. È quindi escluso che la controparte sia un ammasso stellare massiccio, in quanto in questo caso la luminosità sarebbe rimasta costante. I dati sono invece consistenti con il modello di disco di accrescimento irradiato. Durante l'*outburst* l'emissione ottica della sorgente è dovuta principalmente ad un disco di accrescimento che risponde alla variazione della luminosità X , con una frazione di riprocessamento nella regione esterna di qualche millesimo e con una estensione di $\sim 4 \times 10^{13}$ cm.

Bibliografia

- Davis, S. W, Narayan, R., Zhu, Y., et al. 2011, ApJ, 734, 111
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., et al. 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (New York: Springer)
- Dewangan, G. C., Griffiths, R. E., Choudhury, M., Miyaji, T., & Schurch, N. J. 2005, ApJ, 635, 198
- Dressel, L., 2016, Wide Field Camera 3 Instrument Handbook, Version 8.0 (Baltimore, MD: STScI)
- Earnshaw, H. M., Roberts, T. P., Heil, L. M., et al. 2016, MNRAS, 456, 3840
- Farrell, S. A., Webb, N. A., Barret, D., Godet, O., & Rodrigues, J. M. 2009, Nat, 460, 73
- Farrell, S. A., Servillat, M., Pforr, J., et al. 2012, ApJ, 747, L13
- Farrell, S. A., Servillat, M., Gladstone, J. C., et al. 2014, MNRAS, 437, 1208
- Feng, H., & Soria, R., 2011, NewAR, 55, 166
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, Accretion Power in Astrophysics (Cambridge, UK: Cambridge University Press), 398
- Heil, L. M., Vaughan, S., Roberts, T. P. 2009, MNRAS, 397, 1061
- Kaaret, P., & Feng, H. 2007, ApJ, 669, 106
- Lauberts, A. 1982, ESO/Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas (Garching: European Southern Observatory)
- Liu, J.-F., Bregman, J. N., Irwin, J., & Seitzer, P. 2002, ApJ, 581, L93
- Mapelli, M., Zampieri, L., & Mayer, L. 2012, MNRAS, 423, 1309
- Mapelli, M., Annibali, F., Zampieri, L., & Soria, R. 2013a, MNRAS, 433, 849
- Mapelli, M., Annibali, F., Zampieri, L., & Soria, R. 2013b, A&A, 559, A124
- Mezcua, M., Roberts, T. P., Lobanov, A. P., & Sutton, A. D. 2015, MNRAS, 448, 1893
- Middleton, M. J., Roberts, T. P., Done, C., & Jackson, F. E. 2011, MNRAS, 411, 644
- Miller, M. C., & Hamilton, D. P. 2002, MNRAS, 330, 232
- Mucciarelli, P., Casella, P., Belloni, T., Zampieri, L., & Ranalli, P. 2006, MNRAS, 365, 1123
- Pasham, D. R. R., Strohmayer, T. E., & Mushotzky, R. 2014, AAS, 14, 122.25

- Portegies Zwart, S. F., Baumgardt, H., Hut, P., Makino, J., & McMillan, S. L. W. 2004, Nat, 428, 724
- Qiu, Y., Liu, J., Guo, J., & Wang, J. 2015, ApJ, 809, L28
- Reddy, F., 2009,
- Servillat, M., Farrell, S. A., Lin, D., et al. 2011, ApJ, 743, 6,
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A., 1973, A&A, 24, 337
- Soria, R., Hakala, P. J., Hau, G. K. T., Gladstone, J. C., & Kong, A. K. H. 2012, MNRAS, 420, 3599
- Soria, R., Hau, G. K. T., & Pakull, M. W. 2013, ApJ, 768, L22
- Strohmayer, T. E., & Mushotzky, R. F. 2003, ApJ, 586, L61
- Strohmayer, T. E., Mushotzky, R. F., Winter, L., et al. 2007, ApJ, 660, 580
- Stuchlík, Z. & Kološ, M. 2016, MNRAS, 451, 2575
- Terashima, Y., & Wilson, A. S., 2003, ApJ, 583, 145
- Terashima, Y., Inoue, H., & Wilson, A. S. 2006, ApJ, 645, 264
- Vesperini, E., McMillan, S. L. W., D’Ercole, A., & D’Antona, F. 2010, ApJ, 713, L41
- Wang, S., Liu, J., Bai, Y., & Guo, J. 2015, ApJ, 812, L34
- Webb, N., Cseh, D., Lenc, E., et al. 2012, Science, 337, 554
- Webb, N. A., Godet, O., Wiersema, K., et al. 2014, ApJ, 780, L9
- Wiersema, K., Farrell, S. A., Webb, N. A., et al. 2010, ApJ, 721, L102
- Yan, Z., Zhang, W., Soria, R., Altamirano, D., & Yu, W. 2015, ApJ, 811, 23
- Zolotukhin, I., Webb, N. A., Godet, O., Bachetti, M., & Barrett, D. 2016, ApJ, 817, 88