

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**PROPRIETÀ TERMICHE DELLA
GALASSIA JELLYFISH JO194
DERIVATE DA UN'OSSERVAZIONE
CHANDRA**

Relatore:

**Chiar.ma Prof.ssa
Myriam Gitti**

Presentata da:

Chiara Bartolini

Correlatore:

**Dr.
Alessandro Iagnesi
Chiar.mo Prof.
Fabrizio Brighenti**

Anno Accademico 2020/2021

Sommario

Gli ammassi di galassie sono i più grandi sistemi dell'universo ad essere legati gravitazionalmente. Attraverso il loro studio è possibile esaminare l'interazione presente tra il mezzo caldo che li permea, osservabile in banda X, chiamato *intracluster medium* (ICM), e le galassie che si trovano al loro interno. Gli ammassi sono l'ambiente ideale per studiare l'evoluzione delle galassie. Infatti, grazie all'alta densità di galassie che li caratterizza e grazie alla presenza dell'ICM, è possibile indagare su tutti i fenomeni legati all'interazione tra ICM ed il mezzo interstellare (ISM) o collegati alle interazioni gravitazionali tra galassie. L'evoluzione di queste ultime è fortemente influenzata da tutti i fenomeni capaci di alterare il loro contenuto di gas, ovvero il carburante della formazione stellare. I processi in atto negli ammassi possono drammaticamente influenzare l'evoluzione delle galassie, fino a privarle di tutto il loro gas e renderli sistemi passivi privi di formazione stellare. Uno dei più importanti fenomeni di rimozione del gas è il *ram pressure stripping* nel quale l'ICM esercita una forza di pressione sull'ISM delle galassie, nella direzione opposta al loro moto, a tal punto da strapparli dal campo gravitazionale della galassia. Le galassie che mostrano i risultati più evidenti di questo processo, sotto forma di lunghe scie di gas proveniente dal loro disco, vengono chiamate *jellyfish*.

La survey *GAs Stripping Phenomena* (GASP), eseguita con lo spettrografo a campo integrale MUSE del VLT, si occupa di esaminare 114 galassie a spirale, collocate in sistemi diversi, gruppi o ammassi, ad un redshift compreso tra 0.04 – 0.07 e masse stellari tra $10^{9.2} - 10^{11.5} M_{\odot}$, soggette a ram pressure stripping. Le galassie del campione sono state studiate a diverse lunghezze d'onda in modo tale da comprendere in quali condizioni si verifichi la rimozione di gas, come questa influenzi l'evoluzione delle galassie, in particolare il processo di formazione stellare e l'attività del nucleo galattico, e se il fenomeno abbia una dipendenza dall'ambiente in cui esse risiedono e dalle loro proprietà. La natura delle interazioni tra ICM ed ISM è ancora per lo più sconosciuta, per questo risulta fondamentale studiare le galassie jellyfish, le quali mostrano chiari segni di interazione tra le due fasi di gas.

In questo lavoro di Tesi verrà mostrata un'analisi X delle proprietà della galassia jellyfish JO194 ($z=0.041$), proveniente dal campione GASP e collocata nell'ammasso Abell 4059 ($z=0.048$). Questa galassia risulta essere quasi completamente face-on e risulta essere nella sua prima orbita attraverso l'ammasso.

Lo scopo di questa analisi è determinare le proprietà spettrali e l'origine dell'emissione diffusa X di questa galassia, sottoposta a ram pressure, a partire da un'osservazione d'archivio Chandra. Grazie alle caratteristiche dell'osservazione, è stato possibile analizzare le proprietà spettrali dell'ammasso e della galassia, riuscendo a studiarne in dettaglio le diversi componenti quali il disco stellare e la coda. Dall'analisi spettrale risulta che l'emissione complessiva della galassia sia prodotta da un plasma multi-temperatura, mentre la sola emissione X del disco stellare è consistente con un gas monoterme ($kT = 0.85 \pm 0.04$ keV)

ionizzato tramite collisioni. Uno dei risultati più innovativi di questo lavoro viene dall'analisi dell'emissione della coda di JO194. Troviamo infatti che la regione che coincide con i bracci della galassia corrisponde a quella di un gas in raffreddamento di cui, per la prima volta, si è potuto ricavare la metallicità che è risulta essere pari a $Z = 0.24^{+0.19}_{-0.12} Z_{\odot}$. Questo risultato suggerisce che il plasma caldo in raffreddamento sia ICM infiltratosi all'interno di JO194. Da questa analisi risulta, quindi, che il disco stellare ed i bracci si trovino in condizioni differenti.

Per identificare quale sia l'origine del gas caldo diffuso presente all'interno di JO194 si è confrontato il tasso di formazione stellare totale e del solo disco stellare, ricavato a partire dalle luminosità X ottenute dall'analisi spettrale, con quello di uno studio precedente. Da questo confronto risulta che i due tassi sono consistenti tra loro nel caso del disco (il valore riportato nell'articolo a cui è stato fatto riferimento è di $8 \pm 2 M_{\odot}/\text{yr}$ e quello ottenuto dall'analisi svolta è di $9.35 \pm 0.90 M_{\odot}/\text{yr}$), mentre è presente un eccesso di $30 M_{\odot}/\text{yr}$ nel caso totale. Sulla base di questo possiamo concludere che nella parte esterna al disco, cioè nei bracci, sia presente una sorgente ulteriore di emissione X che non è direttamente legata alla formazione stellare. Per dare una spiegazione fisica a ciò che sta accadendo nei bracci e spiegare la possibile interazione tra ICM ed ISM, sono stati proposti due scenari differenti: nel primo l'ICM, entrato all'interno dei bracci, si sta raffreddando interagendo con l'ISM dando origine ad un "cooling flow", nel secondo l'ICM e l'ISM interagiscono tra loro tramite il fenomeno di mixing. Purtroppo con le informazioni ottenute in questa analisi non siamo in grado di determinare quale dei due scenari sia valido. Viene presentato anche uno studio sulla correlazione spaziale tra brillantezza X ed $H\alpha$, la quale era stata trovata in altre galassie jellyfish. Inoltre, da una stima della luminosità $H\alpha$ osservata di JO194, pari a $1.39 \cdot 10^{42}$ erg/s, è stata ricavata la luminosità e la massa $H\alpha$ prodotta dal solo raffreddamento del gas, rispettivamente pari a $L_{H\alpha} = 9.1 \cdot 10^{36}$ erg/s e $M_{H\alpha} = (1054 \pm 9) M_{\odot}$. La luminosità $H\alpha$ prodotta dal solo raffreddamento è trascurabile rispetto a quella osservata. Questo significa che i meccanismi responsabili della ionizzazione del gas sono principalmente la fotoinnizzazione da parte di fotoni prodotti da AGN, shock, stelle calde o raggi cosmici. Infine, viene mostrato un confronto tra le proprietà di JO194 e quelle di JO201 e JW100, entrambe galassie jellyfish appartenenti alla survey GASP caratterizzate da emissione X estesa, al fine di delineare se vi siano similitudini tra questi sistemi. Dal confronto risulta che la temperatura media di JO194, ottenuta dall'analisi spettrale, è in linea con quella di JO201 e JW100 ($kT \sim 1$ keV). I numeri di Mach sono consistenti tra di loro (1.9 per JO194, 2.4 per JO201 e > 2 per JW100). Ciò indica che, nonostante le tre galassie si trovino in ammassi differenti, sono caratterizzate da velocità elevate (supersoniche) e sono sottoposte agli stessi fenomeni ed infine i valori della ram pressure delle tre galassie sono consistenti tra di loro ($\sim 10^{-10}$ dyne/cm²). Questo sottolinea che queste galassie, nonostante si trovino in ambienti differenti, sono caratterizzate da gas che emette in X in una fase simile.

Il lavoro di Tesi è stato strutturato nel seguente modo:

- Nel Capitolo 1 vengono descritte le proprietà generali degli ammassi e delle galassie

che li abitano, le loro caratteristiche osservative ed i principali processi in grado di rimuovere gas dalle galassie;

- Nel Capitolo 2 viene data una descrizione del progetto GASP e dei suoi obiettivi. Inoltre viene introdotta JO194 e l'ammasso che la ospita, Abell 4059;
- Nel Capitolo 3 si descrive la procedura utilizzata per la riduzione dati dell'osservazione Chandra;
- Nel Capitolo 4 si descrive l'analisi spettrale condotta sull'ICM di Abell4059 per caratterizzarne le proprietà nei dintorni di JO194;
- Nel Capitolo 5 si descrive l'analisi spettrale condotta su JO194 e si presentano i risultati ottenuti;
- Nel Capitolo 6 si discutono i risultati ottenuti e si provvede a fornire un'interpretazione sull'origine dell'emissione diffusa X di JO194;
- Nel Capitolo 7 si riportano le conclusioni del lavoro e i possibili sviluppi futuri;
- Nel Capitolo A si riportano tutti i modelli testati per descrivere l'emissione X della galassia;
- Nel Capitolo B si riporta l'analisi spettrale ottica ed X eseguita su tre sorgenti puntiformi posizionate nelle prossimità di JO194.

Abstract

Galaxy clusters are the largest systems in the universe to be gravitationally bound. By studying these systems, we can investigate the nature of the interactions between the hot *intracluster medium* (ICM) which permeates them and the galaxies. Clusters are the ideal environment for studying the evolution of galaxies. Due to the high density of galaxies and the presence of the ICM, clusters permit us to investigate the physics of the interplay between the ICM and the interstellar medium (ISM), as well as the gravitational interactions between galaxies. The evolution of galaxies is strongly influenced by all phenomena capable of changing their gas content. The above mentioned processes, taking place in galaxy clusters, can dramatically affect the evolution of galaxies by depriving them of all their gas and, thus, transforming them into passive systems without star formation. One of the most important gas removal process is the *ram pressure stripping* in which the ICM exerts a pressure on the galactic ISM, in the opposite direction of their motion, to the point of tearing it from the gravitational field of the galaxy. Galaxies that show the most obvious results of this process, in the form of long tails of gas extending from their stellar disk, are the so-called *jellyfish* galaxies.

The survey *Gas Stripping Phenomena* (GASP), performed with the MUSE integral field spectrograph of the VLT, aims to study the properties of 114 spiral galaxies, placed in different systems, groups or clusters, at a redshift between 0.04 – 0.07 and stellar masses between $10^{9.2} - 10^{11.5} M_{\odot}$, subject to ram pressure stripping. The galaxies in the sample have been studied at different wavelengths in order to understand under which conditions the removal of gas occurs, how this affects the evolution of galaxies, in particular the process of star formation and the activity of the galactic nucleus, and whether the phenomenon has a dependence on the environment in which they reside and on their properties. The nature of the interactions between ICM and ISM is still mostly unknown, so it is essential to study jellyfish galaxies which show clear signs of interaction between the two phases of gas.

In this work we present an analysis of the X-ray properties of the jellyfish galaxy JO194 ($z=0.041$), from the sample GASP, placed in the cluster Abell 4059 ($z=0.048$). This galaxy turns out to be almost completely face-on and appears to be in its first orbit through the center of the cluster.

The purpose of this analysis is to determine the spectral properties and origin of the diffuse X emission of this galaxy, subjected to ram pressure, starting from an archival Chandra observation. Thanks to the characteristics of the observation, it was possible to analyze the spectral properties of both the cluster and the galaxy. For the latter, we managed to study in details its different components such as the stellar disk and the tail. The spectral analysis revealed that the global galactic X-ray emission is produced by a multi-temperature plasma, while the stellar disk X-ray spectrum is consistent with a monoterme gas ($kT = 0.85 \pm 0.04$ keV) ionized by collisions. One of the most innovative

results of this work comes from the analysis of the emission of JO194. The X-ray emission of this region is consistent with that of a cooling gas. For the first time, it was possible to derive the metallicity of this cooling gas, that resulted to be $Z = 0.24^{+0.19}_{-0.12} Z_{\odot}$. This result suggests that the hot cooling plasma is actually ICM, which is being accreted onto JO194. Therefore, from the spectral analysis, we infer that the stellar disk and the stripped arms are in different physical conditions.

To identify the origin of the diffuse, X-ray emitting plasma within JO194, we estimated the star formation rate, both of the total galaxy and of the stellar disk only, based on the X-ray luminosity and we compared them with previous measurements based on the H α emission. We found the two rates to be consistent with each other for the stellar disk (the two estimates are $9.35 \pm 0.90 M_{\odot}/\text{yr}$ and $8 \pm 2 M_{\odot}/\text{yr}$ for the X-ray and H α , respectively) while there is an excess of $30 M_{\odot}/\text{yr}$ for the global emission. We conclude that in the arms, there is an additional source of emission X that is not directly related to star formation. To give a physical explanation to what is happening in the arms, and explain the possible interaction between ICM and ISM, two different scenarios were proposed: in the first the ICM is cooling due to the interactions with the ISM, thus giving rise to a cooling flow. In the second scenario the X-ray emission is produced by the mixing of ICM and ISM taking place in the stripped arms. The current results do not permit us to reliably determine which one is the dominant scenario. We present also a study of the spatial correlation between the X-ray and H α emission to investigate the physical connection between the two phases. The observed H α luminosity permitted us to infer the corresponding cooling luminosity and cooling mass of $L_{H\alpha} = 1.39 \cdot 10^{42}$ erg/s and $M_{H\alpha} = (1054 \pm 9) M_{\odot}$ respectively. The resulting cooling luminosity is negligible compared to the observed. This indicates that the mechanisms responsible for the ionization of gas are mainly photoionization by photons produced by AGN, shocks, hot stars or cosmic rays. Finally, we compared the properties of JO194 inferred by our new X-ray analysis with those of JO201 and JW100 which are the other two GASP galaxies characterized by an extended X-ray emission. In order to outline whether there are similarities between these systems. The comparison revealed that the average temperature of JO194, obtained from spectral analysis, is in line with that of JO201 and JW100 ($kT \sim 1$ keV). Mach numbers are consistent with each other (1.9 for JO194, 2.4 for JO201 and > 2 for JW100). This indicates that although the three galaxies are in different clusters, they are characterized by supersonic velocities and are subjected to the same phenomena. Also the values of ram pressure of the three galaxies are consistent with each other ($\sim 10^{-10}$ dyne/cm 2). This highlights that, despite the different environments, these galaxies developed a similar X-ray emitting phase.

The work is organized as follows:

- In the Chapter 1 we describe the general properties of the clusters and galaxies that inhabit them, their observational characteristics and the main processes that remove gas from galaxies;

- In the Chapter [2](#) we describe the GASP project and its objectives is given. In addition, JO194 and its host cluster, Abell 4059, are introduced;
- In Chapter [3](#) we present the procedure used for data reduction of the Chandra observation is described;
- In Chapter [4](#) we describe the spectral analysis conducted on the Abell 4059 to characterize the ICM properties in the surroundings of JO194;
- In the Chapter [5](#) we describe the spectral analysis conducted on JO194 and present the results obtained;
- In the Chapter [6](#) we discuss the results obtained and provide an interpretation on the origin of the diffuse X-ray emission of JO194;
- In the Chapter [7](#) we report the conclusions of the work and possible future developments;
- In the Appendix [A](#) we report in details the models tested to describe the X-ray emission of the galaxy;
- In the Appendix [B](#) we report the optical spectral and X-ray analysis performed on three point sources located nearby JO194.

Indice

1	Ammassi di galassie	5
1.1	Formazione degli Amassi di Galassie	5
1.2	Identificazione e classificazione	7
1.2.1	Identificazione	7
1.2.2	Classificazione	9
1.2.3	Stima della massa di un ammasso	10
1.3	Componenti degli ammassi di galassie	12
1.3.1	Funzione di Luminosità delle galassie	12
1.3.2	Distribuzione spaziale delle galassie	13
1.3.3	Proprietà e distribuzione dell'ICM	14
1.4	Emissione delle diverse componenti negli ammassi di galassie	18
1.4.1	Emissione Ottica	18
1.4.2	Emissione X	19
1.4.3	Radio	22
1.4.4	Effetto Sunyaev-Zeldovich	25
1.5	Galassie in Ammassi ed il caso particolare delle galassie Jellyfish	26
1.5.1	Il mezzo interstellare	26
1.5.2	Stima del tasso di formazione stellare	27
1.5.3	Evoluzione delle galassie negli ammassi	30
1.5.4	Galassie Jellyfish	38
2	Il progetto GASP e JO194	41
2.1	Il progetto GASP	41
2.1.1	Descrizione fisica del processo di rimozione del gas	42
2.1.2	Formazione stellare e quenching	42
2.1.3	Attività del nucleo galattico	43
2.1.4	Evoluzione delle galassie	44
2.2	La galassia jellyfish JO194	44
2.2.1	Abell 4059	48
2.3	Obiettivi di questo lavoro di tesi	51

3	Riduzione dei dati Chandra	53
3.1	Chandra X-ray Observatory	53
3.2	Caratteristiche dell'osservazione	55
3.3	Riduzione dei dati	55
3.3.1	Preparazione dei dati	55
3.3.2	Correzione Astrometrica	56
3.3.3	Correzione dei Flares di background	58
3.4	Analisi del background	59
4	Analisi delle proprietà termiche di Abell 4059	61
4.1	Profilo di brillantezza superficiale in banda X	61
4.1.1	Analisi del profilo radiale di brillantezza superficiale mediato azimutalmente	62
4.1.2	Analisi del modello bidimensionale	62
4.2	Analisi spettrale dell'ICM di Abell 4059	64
4.2.1	Procedimento teorico	64
4.2.2	Procedimento pratico	68
4.2.3	Analisi spettrale dell'ICM e Profili radiali	69
5	Analisi spettrale di JO194	75
5.1	Estrazione degli spettri	75
5.2	Analisi spettrale	78
5.2.1	Analisi spettrale della regione $H\alpha$	81
5.2.2	Analisi spettrale della regione dei bracci	82
5.2.3	Analisi spettrale del disco stellare	83
6	Interpretazione dei risultati	87
6.1	Origine dell'emissione X	87
6.2	Correlazione spaziale tra brillantezza X e $H\alpha$	89
6.3	Cooling flow o mixing tra ICM e ISM?	91
6.4	Stima della luminosità e della massa $H\alpha$ dovute al solo raffreddamento	92
6.5	Confronto tra JO194, JW100 e JO201	93
7	Conclusioni	95
A		99
A.1	Modelli utilizzati per il fit della regione $H\alpha$	99
A.2	Modelli utilizzati per il fit della regione dei bracci	101
A.3	Modelli utilizzati per il fit della regione del disco stellare	103
B		105
B.1	Analisi spettrale delle tre sorgenti	105
B.1.1	Analisi ottica	105

B.1.2	Analisi X	107
-------	-----------	-----

Bibliografia	111
---------------------	------------

Capitolo 1

Ammassi di galassie

La maggior parte della galassie presenti nel nostro vastissimo universo non vive isolata ma esse tendono ad aggregarsi in strutture grazie all'azione della gravità. Questi sistemi vengono chiamati *Gruppi* o *Ammassi*. La conferma di ciò si può ottenere andando ad osservare la struttura a grande scala dell'universo ($> 100 \text{ Mpc}/h^1$): dal suo studio si è notato che la materia non tende a distribuirsi in modo omogeneo ma si dispone lungo filamenti che si incontrano in punti chiamati *nodi*, al cui interno troviamo proprio i *Gruppi* e gli *Ammassi* di galassie. Questa enorme struttura fatta di filamenti e vuoti prende il nome di *ragnatela cosmica* (e.g. Borgani et al., 2006), mostrata in Figura 1.1.

Dal punto di vista cosmologico è molto importante studiare gli ammassi di galassie, in quanto conoscere il numero di *clusters* ad ogni redshift permette di porre dei vincoli sui parametri cosmologici fondamentali, come ad esempio l'abbondanza di ammassi in funzione del redshift permette di rompere la degenerazione tra il parametro di densità della materia del nostro universo (Ω_m) e la radice quadratica media dell'ampiezza delle fluttuazioni di massa normalizzate a $8 h^{-1} \text{Mpc}$. Invece, su scale più piccole, è interessante indagare sulla natura dei fenomeni che avvengono all'interno degli ammassi, come ad esempio la formazione e l'evoluzione delle galassie (1.5).

1.1 Formazione degli Ammassi di Galassie

Osservazioni nella banda microonde hanno rivelato la presenza di una radiazione, quasi completamente isotropa, con uno spettro di corpo nero a una temperatura di 2.7 K. Questo segnale ha preso il nome di *radiazione cosmica di fondo* (**CMB**) e venne scoperta accidentalmente nel 1965. L'origine della CMB si attribuisce alla radiazione emessa nel momento in cui fotoni e materia hanno eseguito l'ultimo scattering, avvenuto dopo la ricombinazione dell'idrogeno. Attraverso lo studio di questa radiazione è emerso che è costituita da piccolissime fluttuazioni di temperatura di $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ che corrispondono a uguali perturbazioni di densità in condizioni di adiabaticità al tempo dell'ultimo scattering

¹ h è l'equivalente adimensionale della costante di Hubble misurata a $z = 0$, H_0 , ed è definita come $h = \frac{H_0}{100 \text{ kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}}$. Essa viene utilizzata per tenere conto della cosmologia scelta nella misura delle distanze e delle proprietà delle galassie Croton, 2013.

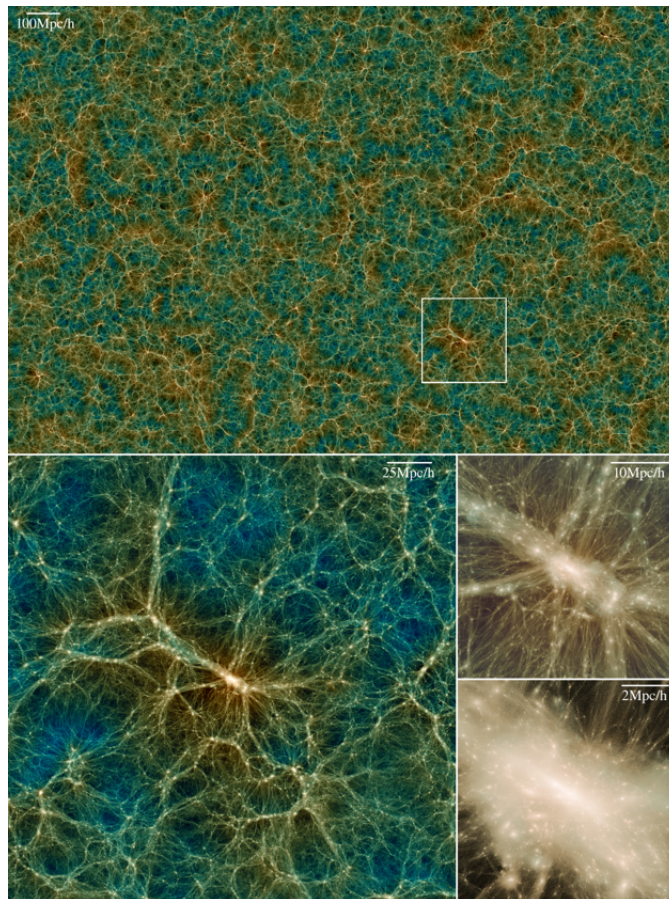


Figura 1.1: Struttura a ragnatela della distribuzione di materia oscura dell’universo ottenuta dal progetto UCHUU Simulations. Per maggiori informazioni consultare il sito <http://skiesanduniverses.org/Simulations/Uchuu/>.

(e.g. Aghanim et al., 2020). In figura 1.2 viene mostrata una mappa di temperatura della radiazione cosmica di fondo osservata dal satellite Planck e realizzata dall’ESA.

Partendo da tutto questo, sono stati elaborati dei modelli di *formazione gerarchica delle strutture* (Press et al., 1974) in cui gli oggetti più massicci dell’Universo, come gli ammassi di galassie, si sono formati a partire dalla crescita delle fluttuazioni di densità primordiali grazie a fenomeni di accrescimento di materia e merger tra strutture minori. Attualmente i modelli prevedono che, all’interno delle buche di potenziale di aloni di materia oscura virializzati, cada del gas primordiale il quale viene riscaldato fino a raggiungere la temperatura viriale dell’alone, dell’ordine di $10^7 - 10^8$ K (Kravtsov e Borgani, 2011).

Una volta raggiunto l’equilibrio idrostatico, il gas inizia a raffreddarsi e a condensarsi nelle regioni centrali dell’alone, innescando la formazione di stelle e accrescimento sul buco nero supermassiccio (SMBH), portando come conseguenza rispettivamente esplosioni di supernovae e attività del nucleo galattico. Le galassie, così formatesi, tendono a legarsi gravitazionalmente nell’ambiente in cui si trovano e ad interagire tra di loro come verrà mostrato nei paragrafi successivi.

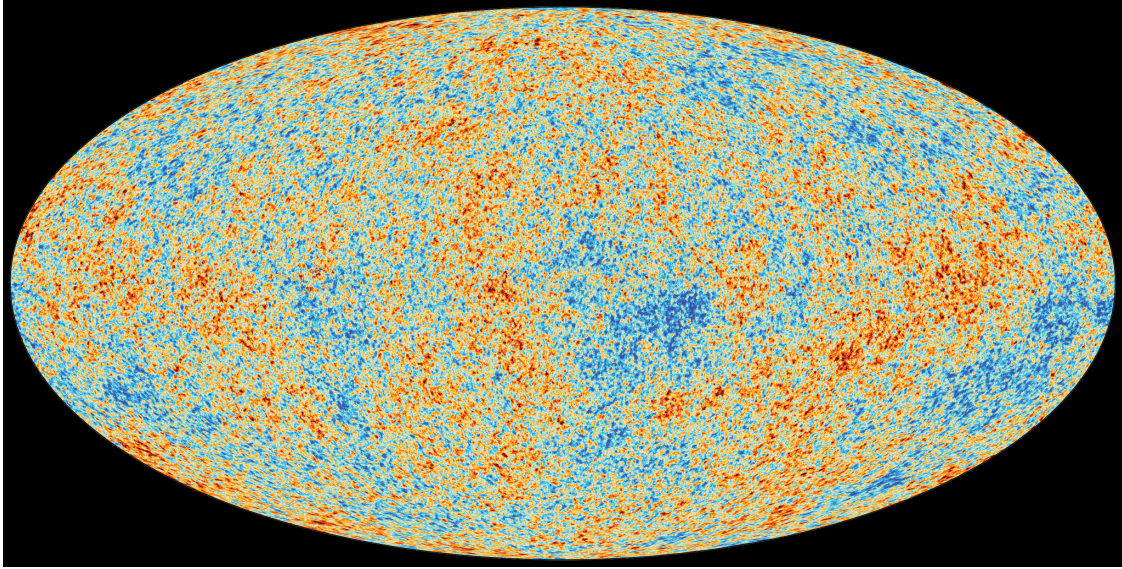


Figura 1.2: Mappa di temperatura della radiazione cosmica di fondo osservata dal satellite Planck. I colori indicano le fluttuazioni di temperatura. Credits: ESA

1.2 Identificazione e classificazione

Un *Gruppo* di galassie è un sistema formato da massimo 50 galassie legate gravitazionalmente tra di loro in un diametro di massimo 1 Mpc. Esso è caratterizzato soprattutto dalla presenza di galassie a spirale ed irregolari, fatto che ne indica una formazione recente, ed ha una massa di massimo $10^{14} M_{\odot}$ che rappresenta un limite che lo contraddistingue da un *Ammasso di galassie*. La dispersione di velocità della galassie all'interno di un gruppo è compresa tra 100 e 500 km/s (per es. Cimatti, Fraternali e Nipoti, 2020).

Un *Ammasso di Galassie* o *Cluster*² è, invece, formato da un numero di galassie compreso tra 50 e 1000 in un diametro delle dimensioni comprese tra 1 e 3 Mpc. La dispersione di velocità delle sue componenti è di circa 1000 km/s, mentre la sua massa è compresa tra $10^{14} M_{\odot}$ e $10^{15} M_{\odot}$. I *Clusters* sono formati sia da galassie ellittiche, sia a spirale, sia irregolari, per questo motivo vengono classificati in maniera differente a seconda della tipologia dominante (consultare la sezione 1.2.2). Tutt'ora gli *Ammassi* di galassie sono le strutture virializzate più grandi dell'universo.

1.2.1 Identificazione

La nascita dell'astrofisica extragalattica si colloca nel 1923, quando venne confermata l'esistenza di galassie al di fuori della *Via Lattea* grazie alle osservazioni di Edwin Hubble (Hubble, 1926), eseguite con l'utilizzo di un telescopio, di 2.5 m di diametro, collocato sul Monte Wilson. In precedenza le galassie erano conosciute con il nome di *nebulae* ed erano interesse di dibattito tra la comunità di astronomi sulla loro posizione all'interno o all'esterno della nostra galassia. La tendenza delle galassie, o *nebulae*, di raggrupparsi gravitazionalmente era ben conosciuta prima delle osservazioni di Hubble. Infatti nel 1906

²In questo lavoro di Tesi verranno utilizzati entrambi i termini.

era stata studiata in dettaglio dall'astronomo Wolf, però un vero passo in avanti nello studio sistematico delle proprietà degli ammassi di galassie venne eseguito da George O. Abell e da Fritz Zwicky i quali realizzarono un catalogo di clusters rispettivamente nel 1958 e tra il 1961 e 1968. Entrambi i cataloghi sono stati ottenuti attraverso l'identificazione di sovradensità di galassie nel cielo dell'emisfero Boreale (Abell, 1958 e Zwicky et al., 1961).

Il *Catalogo di Abell* del 1958 contiene ben 2712 ammassi di galassie; esso venne poi ampliato nel 1989 grazie all'aiuto di Harold G. Corwin e Ronald P. Olowin, includendo i cluster osservati nell'emisfero Australe, arrivando a un totale di 4076 oggetti.

Abell, durante la realizzazione del catalogo, identificò dei criteri per individuare gli ammassi:

- un cluster deve contenere almeno 50 galassie con magnitudine compresa tra m_3 e $m_3 + 2$, dove m_3 è la magnitudine della terza galassia più brillante (criterio della *Ricchezza*);
- tali galassie devono essere contenute all'interno di una circonferenza di raggio angolare pari a

$$R_A = \frac{1.7'}{z}$$

dove z è il redshift dell'ammasso (criterio della *Compattezza*).

Del catalogo del 1958, 1682 ammassi rispettano i criteri sopra riportati, i restanti 1030 sono stati aggiunti per avere una lista più estesa nonostante non soddisfino completamente i criteri. Tale catalogo inoltre dà una stima del centro degli ammassi, della loro ricchezza e della magnitudine delle 10 galassie più brillanti di ognuno di essi.

Per quanto riguarda il catalogo di Zwicky, i criteri utilizzati per identificare gli ammassi sono i seguenti e si basano sul concetto di *isopleta*, la quale è una linea che congiunge regioni in cui si trovano lo stesso numero di elementi per unità di superficie:

- il confine dell'ammasso è determinato da un'*isopleta* che racchiude una densità superficiale di galassie doppia rispetto alla densità di galassie di background;
- l'*isopleta* deve contenere almeno 50 galassie la cui magnitudine deve essere compresa tra m_1 e $m_1 + 3$, dove m_1 è la magnitudine della galassia più brillante.

Questo catalogo risulta avere criteri meno severi rispetto al catalogo di Abell ed infatti include ammassi non molto ricchi.

Questi cataloghi non sono del tutto affidabili in quanto contengono anche alcuni oggetti che non rispettano i criteri scelti per identificare gli ammassi. Inoltre Abell e Zwicky hanno utilizzato lastre fotografiche e individuato le sovradensità di galassie attraverso l'uso dell'occhio umano. Grazie alla digitalizzazione delle immagini, è stato possibile applicare i criteri di Abell e Zwicky, in tempi recenti, in modo più oggettivo. Nel caso di Abell, si è ottenuto un catalogo molto simile a quello originario, questa è sia una prova della perizia utilizzata in passato sia uno dei motivi per cui ancora oggi lo utilizziamo.

I cataloghi di ammassi di galassie contemporanei vengono realizzati tramite l'utilizzo del telescopio Planck sfruttando l'effetto Sunayev-Zeldovich termico (Sunyaev e Zeldovich, 1970), che verrà discusso nel paragrafo 1.4.4, il quale non dipende dalla distanza dell'ammasso. I risultati di questo studio, eseguito con il telescopio Planck, sono riportati in Aghanim et al., 2020.

1.2.2 Classificazione

Alcune proprietà degli ammassi, come la simmetria, la ricchezza e la concentrazione di galassie nella zona centrale del cluster, sono state utilizzate in passato per costruire sistemi di classificazione morfologica per i cluster. Tutti questi sistemi di classificazione sono correlati tra di loro in quanto si basano sullo stato dinamico di un ammasso. Infatti, un cluster che è stato soggetto a fenomeni di accrescimento di altri sistemi (merger), o che sta interagendo gravitazionalmente con essi, avrà proprietà dinamiche diverse e ben distinguibili rispetto ad un ammasso rilassato.

Un interessante sistema di classificazione è quello di Abell (1965, Abell, 1965) il quale si basa sulla distinzione tra ammasso *regolare* ed *irregolare*. Un ammasso *regolare* è caratterizzato da una distribuzione spaziale delle galassie simmetrica e mostra una elevata concentrazione di galassie nel centro. Un ammasso *irregolare*, invece, è dotato di una distribuzione spaziale poco simmetrica, non ha una elevata densità di galassie nel centro e mostra la presenza di diverse sottostrutture, ovvero zone indipendenti in cui si ha un raggruppamento di galassie. Queste caratteristiche suggeriscono che i cluster *regolari* siano dinamicamente più evoluti e rilassati rispetto agli *irregolari*.

La classificazione di Zwicky (1968) divide gli ammassi in tre categorie:

- *Compatti*, ovvero ammassi con una sola concentrazione di galassie ben pronunciata di cui almeno 10 galassie si sovrappongono quando proiettate sulla sfera celeste;
- *Medio Compatti*, ovvero ammassi con una sola concentrazione di galassie tra le quali una decina sono distanti tra loro quanto il loro diametro;
- *Aperti*, questi non presentano alcuna concentrazione di galassie.

Bautz e Morgan (1970) realizzarono una classificazione basata sulla luminosità della galassia più brillante dell'ammasso:

- Ammassi di *Tipo I* dominati da una sola galassia centrale cD, di solito è una ellittica supergigante;
- Ammassi di *Tipo II* in cui la galassia centrale ha una brillantezza intermedia tra il *Tipo I* ed il *Tipo III*;
- Ammassi di *Tipo III* in cui non ci sono galassie dominanti.

Il sistema di classificazione di Rood-Sastry (1971), invece, si basa sulla luminosità delle dieci galassie più brillanti di un cluster ed è diviso in sei categorie differenti:

- *cD o supergigante* in cui l'ammasso è dominato dalla galassia centrale cD;
- *B o binario* in cui l'ammasso è dominato da una coppia di galassie centrali molto luminose;
- *L o lineare* in cui 3 delle più brillanti galassie dell'ammasso sono distribuite su una linea retta;
- *C o core* in cui 4 o più delle 10 galassie più brillanti hanno una distribuzione proiettata uniforme;
- *F o piatta* le galassie più luminose hanno una distribuzione proiettata uniforme;
- *I o irregolari* in cui la distribuzione proiettata delle galassie più brillanti non è uniforme.

Infine, la classificazione di Oemler (1974) distingue gli ammassi a seconda del tipo di galassie che contengono:

- I *cD* clusters contengono principalmente galassie ellittiche e lenticolari (dette anche *early type galaxies*, *ETG*) ed un 20% di galassie a spirale (dette *late type galaxies*, *LTG*);
- I *Spiral-Rich* clusters contengono per il 50% *late type galaxies* e il restante 50% sono *early type galaxies*;
- I *Spiral-Poor* clusters sono intermedi tra le tipologie precedenti.

In generale, oggi sappiamo che negli ammassi sono presenti soprattutto galassie ellittiche e lenticolari,, principalmente nel centro del cluster, e che la frazione di *late type galaxies* è maggiore negli ammassi *irregolari* (e.g. Dressler, 1980 e Fasano et al., 2000). Inoltre, molte galassie a spirali negli ammassi, prendono il nome di *galassie anemiche* in quanto presentano meno gas atomico neutro freddo rispetto a quelle di campo.

1.2.3 Stima della massa di un ammasso

Gli ammassi di galassie sono sistemi auto-gravitanti con massa compresa tra $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ della quale l'80% è *materia oscura*, il 15% è un mezzo diffuso molto caldo ($10^7 - 10^8 K$) chiamato *Intercluster Medium* o *ICM* ed infine, la parte restante, è sotto forma di stelle, polvere e gas freddo all'interno delle galassie (Diaferio et al., 2008).

Stimare la massa degli ammassi è fondamentale per classificarli, come mostrato in 1.2.2. Inoltre la loro massa, quindi il campo gravitazione che li caratterizza, è la principale responsabile di molti degli effetti fisici che osserviamo, come per esempio la termalizzazione dell'ICM.

In questo paragrafo vengono trattati i tre metodi storicamente più usati per determinare la massa di queste strutture.

Teorema del Viriale

Questo metodo, utilizzato originariamente da Zwicky e da Smith, fa riferimento al Teorema del Viriale il quale si può applicare a un sistema tenuto insieme dalla gravità. Secondo tale teorema, la relazione che intercorre tra energia cinetica (K) ed energia potenziale gravitazionale (W) è la seguente:

$$2K + W = 0 \quad (1.1)$$

in cui:

$$K = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i v_i^2; \quad W = - \sum_{i \neq j}^N \frac{G m_i m_j}{r_{ij}} \quad (1.2)$$

dove N rappresenta il numero di galassie con massa m_i e velocità v_i .

Sostituendo le equazioni 1.2 in 1.1, e facendo alcuni semplici calcoli algebrici, si ottiene la massa totale del sistema:

$$M_{tot} = \frac{R \langle v^2 \rangle}{G} \quad (1.3)$$

dove R rappresenta la dimensione dell'ammasso e $\langle v^2 \rangle$ è la velocità radiale media delle sue componenti. Assumendo che la distribuzione delle velocità sia isotropa e che il cluster abbia simmetria sferica, si ottiene $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_R^2$, in cui σ_R^2 è la dispersione di velocità radiale, e sostituendo nell'equazione 1.3:

$$M_{tot} = \frac{3R\sigma_R^2}{G} \quad (1.4)$$

Il valore della massa dell'ammasso, ottenuto utilizzando questa relazione, è 100 volte superiore rispetto a quello ricavato a partire dal rapporto Massa-Luminosità di un ammasso (circa $10^{12} M_{\odot}$). Questa è la prova che esiste della materia non visibile e che interagisce gravitazionalmente.

Le masse degli ammassi vennero determinate per la prima volta da Zwicky (1933) e da Smith (1936). Essi notarono che queste risultavano essere molto più grandi rispetto alla somma delle masse attribuite alle galassie contenute nei cluster; ciò fu attribuito alla presenza di una componente non visibile, quindi non interagente elettromagneticamente con i fotoni, chiamata *materia oscura*.

Equilibrio Idrostatico

Un altro metodo per stimare la massa degli ammassi si basa sull'assunzione che il cluster abbia simmetria sferica e che il gas che l'ICM sia in equilibrio all'interno della buca di potenziale dell'ammasso grazie alla presenza di gradienti di pressione (*Equilibrio Idrostatico*). L'equazione dell'Equilibrio Idrostatico è tale per cui la pressione del gas verso l'esterno è bilanciata dell'attrazione gravitazionale verso l'interno:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M(r)}{r^2} \rho \quad (1.5)$$

dove $M(r)$ è la massa del sistema contenuta all'interno di r , $P(r)$ è la pressione del gas e ρ è la densità del gas.

Attraverso l'uso dell'equazione dei gas perfetti $P = \frac{\rho}{\mu m_H} k_B T$, si ottiene:

$$M(r) = -\frac{k_B T r}{\mu m_H G} \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln r} + \frac{\partial \ln T}{\partial \ln r} \right) \quad (1.6)$$

dove i profili di temperatura e densità del gas possono essere misurati attraverso osservazioni X. Il profilo di Temperatura viene ottenuto a partire dallo studio dello spettro in banda X dell'ICM, mentre il profilo di densità viene ricavato attraverso un metodo analitico basato sul β -model che verrà introdotto nel paragrafo 1.3.3.

Lensing Gravitazionale

L'ultimo metodo per riuscire a ricavare la massa di un ammasso è sfruttare il *lensing gravitazionale*. Tale fenomeno è un effetto previsto dalla relatività generale: i fotoni, durante il loro viaggio all'interno dell'universo, vengono deflessi a causa della presenza di una alta concentrazione di massa, come una galassia o un ammasso, che curva lo spaziotempo. Per questo motivo i fotoni seguono una geodetica curvata dalla distribuzione di massa, detta anche *lente*, e la sorgente, da cui i fotoni provengono, appare distorta, simile ad un arco o ad un anello (*anello di Einstein*).

Supponiamo che il corpo che funge da lente sia una distribuzione di massa a simmetria sferica, come per esempio il centro di un ammasso, e che una sorgente posizionata dietro di essa rispetto all'osservatore, per esempio una galassia di background, emetta un fascio di fotoni. Si può dimostrare che i fotoni emessi, passanti a una distanza R dal centro della lente, verranno deflessi di un angolo pari a:

$$\hat{\alpha} = \frac{4GM}{Rc^2} \quad (1.7)$$

Anche attraverso questo metodo si è ottenuto che gran parte della massa di un ammasso è costituita da *materia oscura* (per es. Meneghetti et al., 2010).

1.3 Componenti degli ammassi di galassie

1.3.1 Funzione di Luminosità delle galassie

La Funzione di Luminosità (LF) descrive come varia il numero di galassie negli ammassi al variare della luminosità. I passaggi principali, tramite cui si può derivare la LF per un campione di galassie, sono i seguenti:

- Avere una misura dei *redshift* e delle magnitudini apparenti delle galassie di interesse;
- Calcolare le luminosità L e le distanze di luminosità D_L ;

- Contare quante galassie sono caratterizzate da una luminosità compresa all'interno del range $L - \Delta L - L + \Delta L$;
- Dividere il numero di galassie in ciascun intervallo (bin) di luminosità per il volume, normalmente espresso in Mpc^3 , analizzato dal bin stesso.

Attraverso questa procedura si ottiene la funzione di luminosità integrata $\Phi(L)$, che indica qual'è il numero di galassie con luminosità maggiore di L , e la funzione di luminosità differenziale $\Phi(L)dL$ che indica qual'è il numero di galassie comprese nel range L e $L + dL$.

Schechter (Schechter, 1976) dimostrò che la distribuzione della luminosità delle galassie di un ammasso, escludendo la più luminosa, può essere descritta da una funzione a tre parametri chiamata la *funzione di Schechter*:

$$\Phi(L)dL = \Phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (1.8)$$

Tale funzione è caratterizzata da due componenti: una legge di potenza di pendenza α per luminosità $L \ll L^*$, in cui L^* è una luminosità caratteristica, ed un cut-off esponenziale per $L \gg L^*$; Φ^* è la densità di galassie normalizzata a L^* . Quindi L^* rappresenta il punto in cui la funzione passa da un regime a legge di potenza a un regime esponenziale.

Si è notato che la funzione di luminosità totale, contenente sia *LTG* sia *ETG*, viene descritta meglio da una doppia funzione di Schechter, la quale include i contributi di entrambi i tipi di galassie:

$$\Phi(L)dL = \left[\Phi_1^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha_1} + \Phi_2^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha_2} \right] \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (1.9)$$

in cui Φ_1^* , Φ_2^* , α_1 e α_2 sono le densità normalizzate e gli esponenti delle leggi di potenza delle due funzioni di Schechter.

In realtà, non è semplice ottenere gli esponenti α delle leggi di potenza negli ammassi, in quanto ci sono effetti di proiezione che hanno effetto sulla luminosità delle galassie più deboli.

1.3.2 Distribuzione spaziale delle galassie

Molti ammassi regolari sono caratterizzati da una distribuzione di densità di galassie concentrata al centro e che decresce all'aumentare della distanza da questo. Per descriverla è necessario assumere che il cluster abbia simmetria sferica, approssimazione utile nel caso in cui non si studi un ammasso dalla forma irregolare, e viene determinata a partire dalla misura della densità numerica superficiale di galassie Σ_{gal} in funzione della distanza proiettata R :

$$\Sigma_{gal}(R) = 2 \int_R^\infty \frac{n_{gal}(r)r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (1.10)$$

in cui $n_{gal}(r)$ è la densità numerica tridimensionale di galassie e r è il raggio in coordinate tridimensionali. La grandezza $n_{gal}(r)$ viene spesso modellata con un *profilo analitico di*

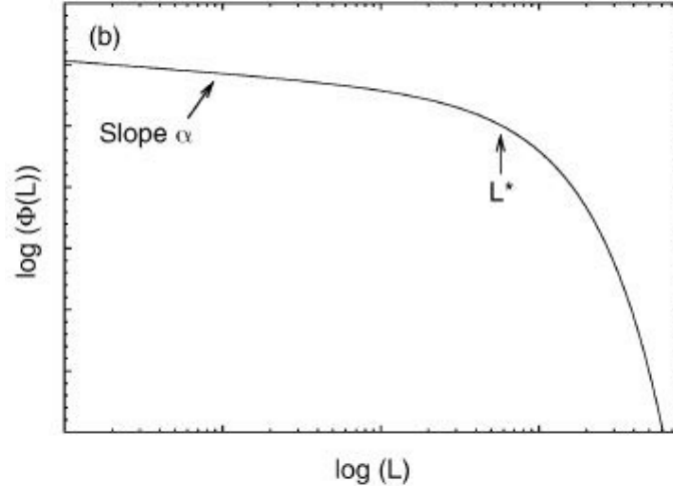


Figura 1.3: Funzione di luminosità di Schecter in cui è possibile distinguere l'andamento a legge di potenza per $L \ll L^*$ ed il cut off esponenziale per $L \gg L^*$.

King:

$$n_{gal}(r) = n_{gal,0} \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (1.11)$$

in cui $n_{gal,0}$ è la densità numerica tridimensionale centrale e r_c è il raggio di core, definito nelle prossime righe. In questo modello $n_{gal} \approx n_{gal,0}$ per $r \ll r_c$, per cui la regione centrale di un cluster ha densità uniforme. Recentemente si è però dimostrato che $n_{gal}(r)$ è meglio rappresentato da una doppia legge di potenza, la prima descrive la densità centrale, la seconda quella quella esterna.

In generale, i modelli che descrivono la distribuzione di galassie in un ammasso, sono caratterizzati da cinque parametri:

- Due parametri sono la posizione del centro del cluster in cielo;
- La densità numerica proiettata di galassie nel centro per unità di area $\Sigma_0 = \Sigma(0)$;
- Il raggio di core r_c , definito in modo che la densità proiettata sia la metà rispetto alla densità centrale $\Sigma(r_c) = \Sigma_0/2$;
- R_h che rappresenta la massima estensione radiale dell'ammasso.

Nel caso in cui il cluster abbia una forma ellittica vengono aggiunti due parametri in più: l'orientazione del semiasse minore dell'ammasso nel piano del cielo e il rapporto tra i due semiassi.

1.3.3 Proprietà e distribuzione dell'ICM

La componente barionica dominante all'interno di un cluster è l'ICM, il quale è un gas quasi totalmente ionizzato alla temperatura di $10^7 - 10^8$ K che permea tutto il volume dell'ammasso. Esso è caratterizzato da una densità media di elettroni pari a $n_e \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ nelle regioni più interne dell'ammasso.

Dallo studio delle proprietà dell'ICM si nota che esso è in uno stato di equilibrio. Per questo motivo è possibile trattarlo come un fluido in equilibrio idrostatico e sfruttare ciò per modellare le sue proprietà e la sua distribuzione all'interno della buca di potenziale dell'ammasso.

In queste sezioni verranno mostrate in dettagli le caratteristiche dell'emissione termica dell'ICM. L'emissione non termica, ugualmente importante, viene investigata in banda radio e viene trattata in dettaglio nel Paragrafo 1.4.3. Questa emissione diffusa viene prodotta dall'interazione tra gli elettroni relativistici e i campi magnetici che permeano l'ICM.

Tempo di propagazione delle onde acustiche

Un sistema in equilibrio idrostatico è tale per cui il tempo caratteristico di propagazione delle onde acustiche, o *sound crossing time* t_{sound} , è inferiore all'età dell'ammasso, t_{age} . Il sound crossing time è definito dalla seguente relazione:

$$t_{sound} = \frac{D}{c_s} \quad (1.12)$$

dove D è il diametro dell'ammasso e $c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{\mu m_p}}$ è la velocità del suono, in cui γ rappresenta il rapporto dei calori specifici pari a $\frac{5}{3}$ per un gas monoatomico, m_p è la massa del protone e μ è il peso molecolare medio pari a 0.6 nel caso dell'ICM. Sostituendo i diversi valori nell'equazione 1.12 si ottiene:

$$t_{sound} = 6.5 \cdot 10^8 \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right) \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ anni} \quad (1.13)$$

Tale tempo risulta essere molto più piccolo rispetto all'età del sistema (circa 10^9 anni). Quindi il gas può raggiungere una configurazione di equilibrio, in quanto impiega lo stesso tempo necessario a un'informazione, come una perturbazione, per attraversare il cluster da un estremo all'altro (t_{sound}).

Tempo scala di raffreddamento

Il principale processo di raffreddamento dell'ICM è l'emissione in banda X attraverso il processo di bremsstrahlung, che verrà descritto nei dettagli nel paragrafo 1.4.2, e l'emissione in riga che domina a più basse temperature. Il tempo di raffreddamento viene definito nel seguente modo (Sarazin e L., 1988):

$$t_{cool} \approx 8.5 \cdot 10^{10} \left(\frac{n_p}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ yr} \quad (1.14)$$

in cui n_p è la densità di protoni e T è la temperatura del gas.

Dalle osservazioni risulta che il tempo di cooling è maggiore dell'età dell'ammasso, t_{age} , in modo tale è possibile ragionevolmente dire che il gas sia stabile ed in equilibrio

idrostatico durante la vita del cluster. In realtà, al centro degli ammassi rilassati questa condizione ($t_{cool} > t_{age}$) può essere violata. In questo caso l'evoluzione del sistema è più complessa e questo tema verrà trattato nel paragrafo [1.4.2](#)

Instabilità convettiva

L'instabilità convettiva si manifesta quando una bolla di gas con temperatura T_a , densità ρ_a e pressione P_a si sposta adiabaticamente di una quantità dr e, nel punto $r + dr$, risulta più leggera dell'ambiente esterno, di temperatura T_b , pressione P_b e densità ρ_b , a causa di ciò continuerà il suo moto di galleggiamento verso l'alto. Per cui l'unica condizione che deve essere soddisfatta in modo tale che la bolla torni nella sua posizione iniziale è:

$$\delta\rho_a > \delta\rho_b \quad (1.15)$$

Inoltre è possibile dimostrare che il gas è in condizione di instabilità convettiva quando $ds < 0$, ovvero quando la variazione di entropia s dell'ambiente tra $r + dr$ e r diminuisce con l'aumentare del raggio. Se, per esempio, in un'osservazione si misura un gradiente di entropia negativo il gas si trova in una condizione transiente di instabilità.

Dalle osservazioni dei profili di entropia della maggior parte degli ammassi, come mostrato in [Figura 1.4](#), si nota come essi abbiano gradienti di entropia positivi per la maggior parte del loro volume, per cui l'ICM è stabile per convezione.

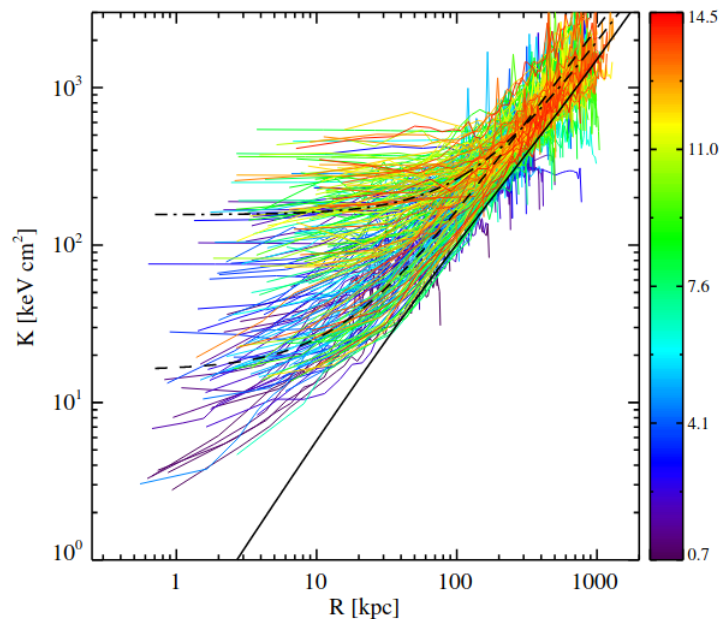


Figura 1.4: Profili di entropia per ammassi di galassie caratterizzati da diversi intervalli di temperature. La scala sulla destra esprime la temperatura in keV (Cavagnolo et al., 2009).

Il β -model

Dalle considerazioni mostrate nei paragrafi precedenti, secondo cui l'ICM è in equilibrio idrostatico, è possibile costruire un semplice modello che descriva i profili di densità e

brillanza dell'ICM. Questo modello è il β -model il quale si basa sull'assunzione che sia le galassie sia il gas sono in equilibrio all'interno dello stesso potenziale. Per poter capire da dove derivi il β -model bisogna introdurre le equazioni di Jeans per i sistemi stellari:

$$\frac{1}{\rho_*} \frac{\partial(\rho_* \sigma^2)}{\partial r} = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (1.16)$$

dove ρ è la densità stellare e σ^2 è la dispersione di velocità assunta isotropa. Il gas in equilibrio invece viene descritto dalla seguente espressione:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} \quad (1.17)$$

Eguagliando le due equazioni, assumendo che sia il gas e che le stelle siano isotermi e sapendo che $P = \frac{k_B \rho T}{\mu m_p}$ si ottiene:

$$\frac{\partial \ln n}{\partial r} = \beta \frac{\partial \ln \rho_{gal}}{\partial r} \quad (1.18)$$

Dove $\beta = \frac{\mu m_p \sigma^2}{k_B T}$ e $\rho_{gal} = n \mu m_p$. Integrando l'equazione 1.18 si ottiene:

$$\frac{n(r)}{n_0} = \left[\frac{\rho_*(r)}{\rho_{*,0}} \right]^\beta \quad (1.19)$$

A questo punto per ricavare la distribuzione del gas che corrisponde al β -model, si assuma una forma approssimata del modello di King per ρ_{gal} :

$$\rho_{gal}(r) = \frac{\rho_{gal,0}}{[1 + (r/r_c)^2]^{3/2}} \quad (1.20)$$

Sostituendo si ottiene la distribuzione di densità del gas:

$$n(r) = \frac{n_0}{[1 + (r/r_c)^2]^{\frac{3}{2}\beta}} \quad (1.21)$$

É possibile convertire il profilo di densità in un profilo di brillanza, sotto l'assunzione che l'emissività del ICM dipenda unicamente dal quadrato della densità, integrando analiticamente lungo la linea di vista la distribuzione di densità. Ne segue che la brillanza superficiale è data da:

$$\Sigma_X(R) = \Sigma_X(0) \cdot \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta + \frac{1}{2}} \quad (1.22)$$

Dove $\Sigma_X(0)$ è la brillanza superficiale centrale. Il parametro β descrive la condizione fisica dell'ICM. L'energia cinetica del gas e delle stelle per unità di massa sono:

$$E_{K,gas} = \frac{3k_B T}{2\mu m_p} \quad E_{K,*} = \frac{1}{2}(3\sigma^2) \implies \beta = \frac{E_{K,*}}{E_{K,gas}} \quad (1.23)$$

Tale modello non riesce a rappresentare perfettamente tutti i profili di densità e brillantezza dei cluster; infatti esiste una categoria di ammassi chiamati *cool-core clusters* i quali presentano un picco di brillantezza nella regione centrale che può essere modellizzato attraverso l'utilizzo di un doppio β -model, uno che esegua un fit della regione centrale e uno della regione periferica (Ettori, 2000).

1.4 Emissione delle diverse componenti negli ammassi di galassie

Dallo studio dell'emissione proveniente dagli ammassi nelle diverse bande dello spettro elettromagnetico si possono ricavare informazioni sulle loro diverse componenti.

1.4.1 Emissione Ottica

I Clusters ed i gruppi di galassie sono stati identificati a partire dall'osservazione di sovradensità di galassie in banda ottica, come descritto nel paragrafo 1.2.1.

L'emissione in banda ottica è dovuta principalmente alla componente stellare, presente nelle galassie, e all'*intracluster light*(ICL) la quale rappresenta una popolazione stellare che non appartiene a singole galassie e corrisponde al 5% – 10% della massa totale di stelle. L'emissione è dovuta a due meccanismi di tipo termico: la radiazione di corpo nero e l'emissione in riga dovuta al processo di ricombinazione. Durante quest'ultimo processo uno o più elettroni, che sono stati ri-acquistati da uno ione, si posizionano in un livello energetico più alto rispetto al primo disponibile e, a causa di ciò, si trovano in una condizione di instabilità. Per questo motivo, gli elettroni decadono in un livello energetico inferiore, liberando fotoni ad una precisa lunghezza d'onda che dipende dalla transizione, quindi dai livelli energetici coinvolti. A seconda degli atomi presenti in un particolare ambiente è possibile vedere diverse righe di emissione. Attualmente, le righe di emissione più osservate nelle galassie, anche quelle in ammasso, sono quelle della *serie di Balmer* dell'atomo di idrogeno: $H\alpha$ (6563Å) e $H\beta$ (4861Å) sono le più conosciute. Le righe della serie di Balmer sono particolarmente importanti in quanto permettono di determinare le velocità radiali ed il redshift (z) delle galassie, per quelle ad alto z si utilizzano le righe della *serie di Lyman*, e soprattutto di stimare lo *Star formation rate* (SFR), come verrà mostrato nel paragrafo 1.5.2.

In banda ottica è possibile anche osservare il fenomeno di lensing gravitazionale utile, come specificato nel paragrafo 1.2.3, per poter ricavare la massa di un ammasso e tracciare la distribuzione di materia oscura. Inoltre questo effetto è utilizzato anche per osservare sorgenti ad alto redshift che fungono da lenti gravitazionali.

1.4.2 Emissione X

Lo scopo di questo lavoro di Tesi è lo studio dell'emissione X diffusa di una galassia all'interno di un ammasso. La luminosità X degli ammassi di galassie è estremamente elevata ed è dell'ordine di $L_X \sim 10^{43} - 10^{45}$ erg/s (Sarazin e L., 1988). Per questo motivo, sono annoverati tra gli oggetti extra-galattici più comuni e luminosi che emettono in banda X, secondi solo ai *Nuclei Galattici Attivi* (AGN). Tale emissione è estesa quanto l'ammasso (1 – 3 Mpc) e, dagli studi delle caratteristiche spettrali, non risulta essere caratterizzata da variabilità temporale, per cui non può essere attribuita alle sole sorgenti compatte presenti all'interno del cluster ma è sicuramente di tipo diffusa. Questa emissione diffusa viene attribuita al plasma caldo che permea l'ammasso, ovvero l'ICM.

I meccanismi di emissione di radiazione sono i seguenti: emissione di Bremsstrahlung, che viene emessa quando un elettrone viene deviato dalla sua traiettoria in seguito all'interazione elettromagnetica con uno ione, ricombinazione e de-eccitazione radiativa, che avviene quando un elettrone passa da un livello energetico più alto ad uno più basso. Questi processi dipendono dall'interazione tra ioni ed elettroni, in particolare la de-eccitazione radiativa è favorita rispetto a quella collisionale grazie alla bassa densità dell'ICM, per cui tutti gli elettroni eccitati collisionalmente hanno abbastanza tempo a disposizione per poter de-eccitarsi radiativamente. Il meccanismo primario di emissione è il Bremsstrahlung, la cui emissività viene descritta dalla relazione presente per esempio in Sarazin e L., 1988:

$$\epsilon_\nu(T) = \frac{32\pi Z^2 e^6 n_e n_i}{3m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3k_b T m_e}} g_{ff}(T, \nu) e^{-h\nu/k_b T} \quad (1.24)$$

dove n_e e n_i sono, rispettivamente, la densità numerica di elettroni e ioni, e è la carica dell'elettrone, m_e è la massa dell'elettrone, Z è la carica degli ioni e g_{ff} è un fattore di correzione che tiene conto degli effetti della meccanica quantistica e viene chiamato *fattore di Gaunt*. Il termine esponenziale di questa relazione è particolarmente importante in quanto produce un cut-off alle alte frequenze, la cui posizione dipende dalla temperatura. Lo spettro di Bremsstrahlung, quindi, risulta essere piatto fino al cut-off ($h\nu \ll k_b T$), per poi decrescere esponenzialmente ad una determinata temperatura ($h\nu \geq k_b T$).

Problema del cooling flow

Attraverso lo studio dell'emissione X prodotta dall'ICM, è possibile determinare come le proprietà dell'ammasso cambino a causa della perdita di energia da parte del gas. Prima di tutto, è possibile definire un tempo scala di raffreddamento radiativo definito dalla relazione 1.14. Nelle regioni centrali dell'ammasso il gas raffredda in modo efficiente per cui risulta che il tempo di cooling è inferiore all'età dell'ammasso. Perdendo velocemente molta energia, l'ICM raffredda e, per ristabilire l'equilibrio idrostatico, fluisce all'interno della buca di potenziale dell'ammasso. La densità di gas nel centro dell'ammasso aumenta a causa dell'incremento di massa fredda. Tale fenomeno viene chiamato *cooling flow*. Inoltre è possibile definire un raggio scala, chiamato *raggio di cooling*, al cui interno il

raffreddamento risulta essere rilevante e quindi il gas raffreda e si addensa. Esso è definito come il raggio nel quale t_{cool} è uguale al look-back time a $z = 1$, che è circa 7.7Gyr (e.g. Fabian et al., 1994).

Per distinguere gli ammassi in cui l'ICM si sta raffreddando da quelli in cui ciò non sta avvenendo, si osserva il profilo di brillantezza superficiale del cluster. Gli ammassi che mostrano un profilo di brillantezza con un eccesso nel centro sono quelli in cui si sta verificando il fenomeno di cooling flow, in quanto ciò denota un aumento della densità centrale, e vengono chiamati *cool core clusters*. I cool core clusters rappresentano il 90% degli ammassi osservati in banda X con massa totale pari a $M_{tot} \leq 10^{14} M_{\odot}$ e il 50% di quelli con $M_{tot} \geq 10^{14} M_{\odot}$ (Gitti, Brighenti e McNamara, 2012). Generalmente, per i cool core clusters, la regione al cui interno il gas raffreda è pari a ~ 100 kpc o al 10% del raggio del viriale.

A partire dalla luminosità X (L_X) dell'ammasso si può ricavare quanto gas si comprime e raffreda nel centro ovvero il *mass inflow rate* (\dot{M}). Assumendo che l'energia irradiata, in un certo intervallo di tempo, sia uguale alla variazione totale di energia termica, dE_{th} , più il lavoro, pdV (dove p è la pressione e V è il volume), eseguito sul gas che entra nella regione circoscritta dal raggio di cooling, si ottiene:

$$dE = dE_{th} + pdV \quad (1.25)$$

con $dE_{th} = \frac{3}{2} \frac{dM}{\mu m_p} k_b T$ e $pdV = \frac{dM}{\mu m_p} k_b T$. Allora risulta che (J. Grindlay A. C. Fabian, 1981):

$$L_{X,cool} = \frac{dE}{dt} = \frac{5}{2} \frac{\dot{M}}{\mu m_p} k_b T \quad (1.26)$$

dove $L_{X,cool}$ e T sono rispettivamente la luminosità X irradiata e la temperatura all'interno del raggio di cooling.

Tuttavia questo modello di cooling flow non è in accordo con le osservazioni, ciò viene definito *cooling flow problem*. I punti che mettono in crisi il modello sono:

- il *tasso di formazione stellare* (SFR) atteso è inferiore rispetto a quello osservato. Ci si aspetta che il gas in raffreddamento nelle regioni centrali formi stelle ma lo SFR osservato è 10 – 100 più piccolo rispetto a quello previsto;
- i modelli di raffreddamento prevedono l'emissione di righe a bassa ionizzazione, mentre dalle osservazioni eseguite con lo spettrometro XMM-RGS non risultano essere presenti (Peterson et al., 2003), come mostrato in Figura 1.5.

Dalle osservazioni, quindi, si può affermare che la quantità di gas che raffreda sia molto inferiore rispetto a quella prevista dai modelli. La soluzione plausibile a questo problema è che sia presente, negli ammassi, una fonte di energia che riscaldi il gas e bilanci il raffreddamento. Attualmente la sorgente di energia più accreditata, per spiegare lo scenario osservato, è l'attività del nucleo galattico. Secondo questo processo, chiamato *AGN feedback*, il gas freddo, spostandosi nelle regioni centrali dell'ammasso, attiverebbe

il buco nero supermassiccio presente nella galassia cD il quale rilascia una quantità di energia abbastanza elevata da contrastare il raffreddamento.

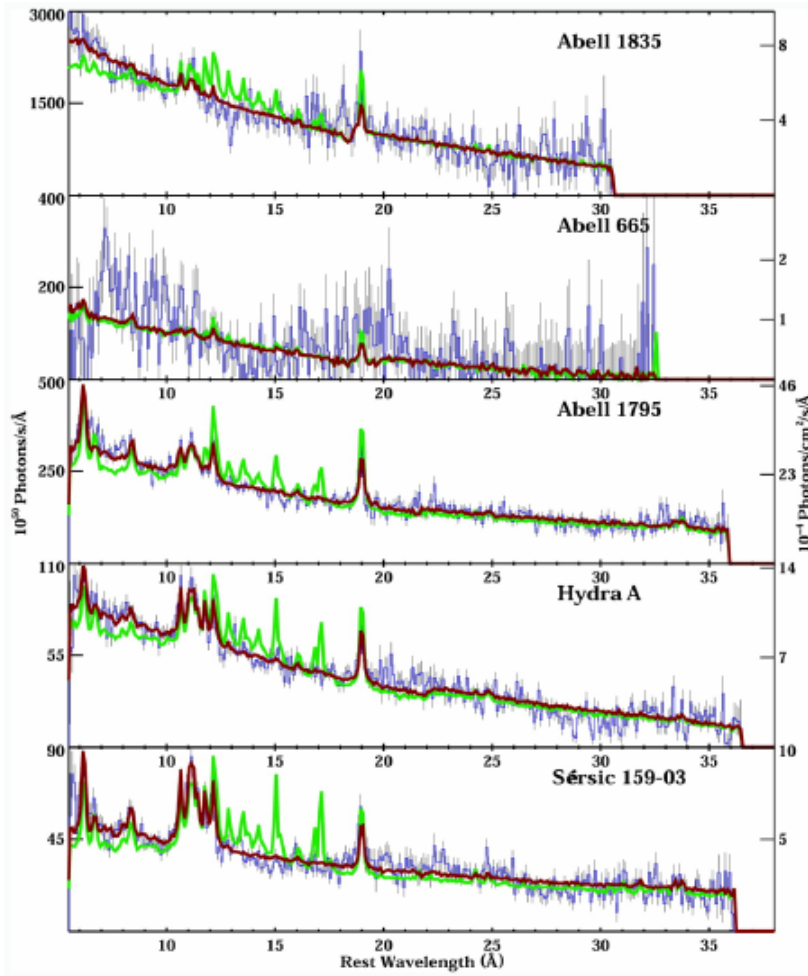


Figura 1.5: Confronto degli spettri XMM-RGS, in blu, per diverse sorgenti con il best fit empirico in rosso ed il modello di cooling flow classico in verde. Si può notare che a bassa lunghezza d'onda vengono predette dal modello di cooling flow delle righe che negli spettri non si presentano, ciò indica che il cooling è ridotto o assente rispetto a ciò che è previsto dalla teoria (Peterson et al., 2003).

Metallicità

Gli ammassi di galassie sono ottimi oggetti di studio per comprendere come sia avvenuta la nucleosintesi e l'arricchimento di metalli nell'Universo. La buca di potenziale dei cluster trattiene al suo interno tutti i metalli che si sono formati durante l'evoluzione stellare delle diverse popolazioni di stelle presenti e, grazie a meccanismi di trasporto come i venti galattici, la rimozione di gas dalle galassie e gli outflow da AGN, li possiamo osservare all'interno dell'ICM. La scoperta più interessante che è stata fatta osservando gli spettri X è stata la presenza di righe del ferro e di altri elementi altamente ionizzate; la più interessante è quella del ferro visibile a una temperatura di 6.7 keV. Quindi la distribuzione dei metalli risulta essere una sorgente ricca di informazioni sulla dinamica dell'ICM e sulla sua interazione con l'ISM contenuto nelle galassie che popolano gli am-

massi. Inoltre risulta essere molto utile calcolare l'*iron share*, ovvero la frazione di ferro contenuta nell'ICM rispetto a quella nell'ISM, il quale risulta essere:

$$\frac{M_{Fe,ICM}}{M_{Fe,*}} = \frac{Z_{Fe,ICM}M_{ICM}}{Z_{Fe,*}M_*} \geq 1 \quad (1.27)$$

dove Z_{Fe} rappresenta il rapporto tra la densità numerica del ferro, n_{Fe} , e la densità numerica dell'idrogeno, n_H . La relazione 1.27 indica che è presente una massa maggiore di ferro nell'ICM rispetto a quella contenuta nelle stelle, ciò indica che le galassie, durante la loro evoluzione, cedono all'ICM molti più metalli di quanti ne trattengono al loro interno.

Dagli studi in banda X è stato possibile realizzare i profili di metallicità e si è notato che i cluster cool core mostrano una configurazione diversa rispetto ai non cool core (De Grandi, 2001), come mostrato in Figura . I cool core clusters sono sistemi rilassati e meno disturbati da merger, per questo mostrano un picco di abbondanza nelle regioni centrali al contrario dei non cool core clusters che sono caratterizzati da un profilo praticamente piatto a causa di tutti i processi che subiscono e che modificano la distribuzione dei metalli.

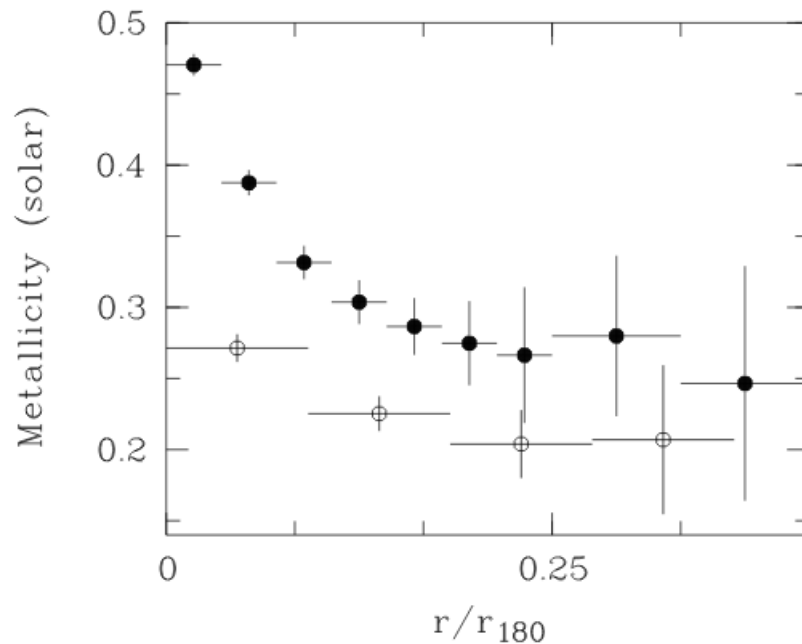


Figura 1.6: Profili radiali di metallicità di un cluster cool core, cerchi pieni, e non cool core, cerchi vuoti. Come si può notare il profilo di un ammasso cool core mostra un picco nella regione centrale (De Grandi, 2001).

1.4.3 Radio

L'emissione radio visibile negli ammassi è emissione non termica di sincrotrone ed è causata dall'interazione di elettroni relativistici con il campo magnetico. Tale emissione è associata sia alle singole galassie che popolano gli ammassi sia a sorgenti diffuse che non possiedono controparte ottica.

Per quanto riguarda l'emissione radio delle galassie, essa è associata o alla formazione stellare nelle galassie a spirali o alle così dette *radiogalassie* (Condon, 1992). In particolare, una galassia è definita *radio-loud*, ovvero attiva dal punto di vista radio, se viene soddisfatta la seguente condizione:

$$\frac{F_{5 \text{ GHz}}}{F_B} \geq 10 \quad (1.28)$$

dove $F_{5 \text{ GHz}}$ è il flusso della galassia a 5 GHz e F_B è il flusso in banda blu dell'ottico (Kellermann, 1989). L'emissione radio è causata dall'attività del nucleo galattico attivo che viene innescata dall'accrescimento di materia sul SMBH presente all'interno delle galassie.

Per quanto riguarda, invece, l'emissione diffusa, è caratterizzata da diversi tipi di sorgenti a seconda della loro morfologia (van Weeren et al., 2019):

- Aloni: sono collocati al centro degli ammassi disturbati dinamicamente e sono estesi tanto quanto il cluster che li ospita. Essi sono caratterizzati da una bassa brillantezza superficiale, dall'assenza di emissione polarizzata e da indice spettrale ripido;
- Relitti: si collocano ai confini degli ammassi e hanno una forma allungata e curva. Essi presentano un'emissione fortemente polarizzata, 20% – 30%, con campi magnetici allineati lungo l'asse maggiore della struttura. I relitti si trovano sia in ammassi in fase di merger sia in ammassi cool-core e sono interpretati come il risultato della ri-accelerazione di elettroni, al seguito del passaggio di uno shock nell'ICM;
- Mini Aloni: sono localizzati nel centro degli ammassi cool core, circondano la radiogalassia centrale e hanno le dimensioni tipiche della regione di raffreddamento degli ammassi (100 – 500 kpc).

Le osservazioni radio in ammassi sono molto importanti in quanto permettono di ottenere informazioni sull'interazione presente tra galassie attive e l'ICM: attraverso osservazioni X profonde della zona centrale in raffreddamento degli ammassi cool core, si è notata la presenza di cavità X riempite con un plasma che emette per sincrotrone. Esse indicano che la radio galassia centrale sta avendo un forte impatto sull'ICM attraverso i suoi lobi radio, che vengono prodotti in fase di attività del nucleo e che producono onde di shock deboli e onde sonore che si propagano nel plasma circostante (McNamara e Nulsen, 2007). Attraverso lo studio delle cavità e delle loro proprietà radio, si ottiene una panoramica sul ciclo di attività del nucleo galattico e su quanta energia viene iniettata nell'ICM durante la vita del cluster.

Dallo studio dell'emissione radio diffusa negli ammassi risulta che l'ICM è permeato da elettroni relativistici e campi magnetici su scale del Mpc. Questa emissione di tipo non termico (sincrotrone) permette di studiare le proprietà dell'ICM come se fosse un plasma (per maggiori informazioni consultare Brunetti e Jones, 2014). Gli elettroni possono essere accelerati da diversi meccanismi legati sia ai processi di formazione ed accrescimento delle

strutture, che producono shock nell'ICM, in grado di produrre shock (Norman, 1995), sia ad esplosioni di Supernovae, sia ad outflow ad alta velocità dovuti all'attività del nucleo galattico attivo. Le particelle soggette ad accelerazione prendono il nome di raggi cosmici, CR, e quelli costituiti da elettroni vengono detti CRe, mentre CRp, se costituiti da protoni.

Nel paragrafo 1.5.2 verrà trattata nel dettaglio l'emissione in banda radio.

Campi magnetici

L'emissione radio di sincrotrone viene prodotta da elettroni relativistici la cui traiettoria viene deviata a causa dell'interazione con i campi magnetici che permeano gli ammassi. Per cambiare traiettoria, gli elettroni perdono energia e, a causa di ciò, decelerano. Grazie a questa emissione è possibile confermare la presenza dei campi magnetici negli ammassi, i quali non sono facilmente osservabili su scale del Mpc e che sono utili per eseguire dei test su modelli cosmologici. Per stimare l'intensità del campo magnetico negli ammassi esistono tre metodi:

- la *rotazione di Faraday* è un fenomeno che avviene quando una sorgente luminosa produce radiazione polarizzata linearmente che attraversa un plasma magnetizzato. A causa di ciò il piano di polarizzazione subisce una rotazione di un angolo ϕ pari a:

$$\Phi = RM\lambda^2 \quad (1.29)$$

dove λ è la lunghezza d'onda della radiazione e RM è la *rotation measure* definita come:

$$R_m = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \quad (1.30)$$

dove l è la lunghezza lungo la linea di vista della regione in cui si trova il plasma in pc, n_e è la densità numerica degli elettroni in cm^{-3} e B_{\parallel} è la componente parallela alla linea di vista del campo magnetico in G. Conoscendo la densità elettronica di un ammasso attraverso l'analisi X, si può usare la RM di una radio sorgente al suo interno, misurata a diverse lunghezze d'onda, per ricavare il campo magnetico;

- *Campo magnetico di equipartizione per le radio-sorgenti.* L'energetica totale di una radio-sorgente è data dalla somma di una componente particellare (protoni e elettroni) e di una componente di campo magnetico:

$$E_{tot} = E_p + E_e + E_B \quad (1.31)$$

Assumendo che l'energia dei protoni sia un multiplo di quella degli elettroni, $E_p = kE_e$, si può dimostrare che (per es. Govoni e Feretti, 2012):

$$E_{tot} = (1 + k)C_{el}B^{-3/2}L_{sync} + \frac{B^2}{8\pi}\phi V \quad (1.32)$$

dove C_{el} è una costante che tiene conto della distribuzione degli elettroni, L_{sync} è la luminosità di sincrotrone e ϕ è il *filling factor*, ovvero la frazione di volume V occupata dal campo magnetico B . Viene definito campo magnetico di equipartizione quello che corrisponde alla condizione di minima energia, questo avviene quando il contributo del campo magnetico è simile a quello particellare:

$$E_B = \frac{3}{4}(1+k)E_{el} \quad (1.33)$$

Allora il campo magnetico di equipartizione è definito come:

$$B_{eq} = C(1+k)^{2/7} \left(\frac{L_{sync}}{\phi V} \right)^{2/7} \quad (1.34)$$

dove C racchiude tutte le costanti e si assume che $k = 1$ e $\phi = 1$.

- Confronto tra emissione di sincrotrone e emissione X dovuta al Compton Inverso tra elettroni relativistici e fotoni della radiazione cosmica di fondo (**CMB**, approfondita nella sezione 1.1). Si può dimostrare che:

$$\frac{L_{sync}}{L_{IC}} = \frac{U_B}{U_\gamma} \propto \frac{B^2}{(1+z)^4} \quad (1.35)$$

dove U_B e U_γ sono rispettivamente le densità di energia del campo magnetico e del campo di fotoni.

Attraverso questi metodi si è stimato che il campo magnetico degli ammassi di galassie è compreso tra 1 – 10 μG (Taylor et al., 2012).

1.4.4 Effetto Sunyaev-Zeldovich

Gli ammassi di galassie possono essere osservati in banda microonde grazie a un effetto visibile a partire da distorsioni nella CMB, chiamato effetto Sunyaev-Zeldovich (SZ, Sunyaev e Zeldovich, 1970). In particolare, i fotoni della CMB, durante il loro percorso, possono incontrare gli elettroni caldi e liberi dell'ICM ed interagire tramite scattering di Compton inverso. Infatti, i fotoni della CMB sono meno energetici rispetto agli elettroni dell'ICM, per cui questi ultimi cedono parte della loro energia ai fotoni. A causa del guadagno di energia da parte dei fotoni, viene prodotta una distorsione dello spettro di corpo nero della CMB nel punto in cui si trova l'ammasso nel piano del cielo.

Un fotone con frequenza iniziale ν , dopo lo scattering avrà frequenza $\nu + \Delta\nu$, con $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{kT_e}{m_e c^2}$, dove T_e è la temperatura degli elettroni dell'ICM. Quindi lo spettro di corpo nero della CMB non sarà più tale, a seguito di questo effetto, perché $\Delta\nu$ dipende dalla frequenza a una determinata temperatura T_e . La distorsione che subisce lo spettro è tale per cui l'intensità (I_ν) decresce a $\nu < 218$ GHz e cresce a $\nu > 218$ GHz, per questo motivo lo spettro non è più una Plankiana. Questo effetto è molto piccolo $\frac{\Delta I}{I} = 10^{-4}$

ed è indipendente dalla distanza del cluster. Dunque è un effetto importante in quanto permette di identificare gli ammassi ad alto redshift.

Il fenomeno appena descritto prende il nome di *Effetto Sunyaev-Zeldovich termico*. Esiste un altro tipo di fenomeno chiamato *Effetto Sunyaev-Zeldovich cinematico*, il quale avviene quando un ammasso ha velocità peculiare non trascurabile. I fotoni della CMB, che interagiscono con gli elettroni, riproducono uno spettro Plankiano riscaldato a seconda della velocità peculiare dell'ammasso. Questo effetto è un ordine di grandezza più piccolo rispetto a quello termico.

1.5 Galassie in Ammassi ed il caso particolare delle galassie Jellyfish

Studiare gli ammassi di galassie permette di comprendere come interagiscono ed evolvono le galassie al suo interno. Inoltre, i clusters sono caratterizzati da buche di potenziale molto profonde che trattengono il gas prodotto dall'evoluzione stellare, dall'attività del nucleo galattico e da altri fenomeni. Grazie a ciò questi sistemi possono essere considerati barionicamente chiusi e diventano così il luogo ideale per studiare l'interazione tra ambiente e galassie. Questa interazione agisce principalmente sull'ISM, mentre influenza meno le stelle (Boselli et al., 2021).

1.5.1 Il mezzo interstellare

All'interno di tutte le galassie è presente una quantità, più o meno elevata, di mezzo interstellare (**ISM**). Esso è costituito da gas e da polvere e, a seconda della sua temperatura e della sua densità, può essere classificato come:

- *Nubi molecolari* (molecular medium, MM), caratterizzate da temperature $T < 40\text{K}$ e densità di colonna $N_H > 10^{21}\text{cm}^{-2}$, costituiscono delle strutture di massa di circa $10^7 M_\odot$ nei luoghi in cui è presente la maggior parte della formazione stellare. Il gas molecolare viene schermato dai raggi UV che potrebbero impedirgli di raffreddarsi e formare strutture molecolari stabili. L'idrogeno molecolare ha la proprietà di essere otticamente spesso a densità minori rispetto a quella del mezzo molecolare ($\geq 10^2\text{cm}^{-3}$). Grazie ad essa modo le molecole e gli atomi esterni alla nube assorbono la radiazione ultravioletta in arrivo, proteggendo l'idrogeno molecolare al suo interno;
- *Gas freddo e neutro* (cold neutral medium, CNM), caratterizzato da temperatura $T = 50 - 100\text{ K}$ e densità $n \sim 1 - 80\text{ cm}^{-3}$, è costituito principalmente da idrogeno neutro. Esso viene osservato principalmente tramite la riga di assorbimento della struttura iperfine a 21cm dell'atomo di idrogeno;
- *Gas neutro tiepido* (warm neutral medium, WNM), caratterizzato da temperatura $T = 10^2 - 10^4\text{ K}$ e densità $n \sim 0.1 - 0.6\text{ cm}^{-3}$, è costituito principalmente da

idrogeno neutro. Esso viene osservato principalmente tramite la riga di emissione della struttura iperfine a 21 cm dell'atomo di idrogeno. Tale mezzo è il principale responsabile dell'assorbimento di raggi UV e permette la formazione di nubi più dense;

- *Gas ionizzato a temperature intermedie* (warm ionized medium, WIM), caratterizzato da temperatura $T = 10^4$ K e densità $n \sim 0.1 - 0.2 \text{ cm}^{-3}$, è costituito da gas che viene ionizzato dalla radiazione UV proveniente dalle regioni di formazione stellare. Per questo motivo, questo mezzo viene considerato un ottimo tracciante per individuare le regioni di formazione stellare ed il *tasso di formazione stellare*;
- *Regioni HII*, caratterizzato da temperatura $T = 10^2 - 10^4$ K e densità $n \sim 10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, costituiscono le regioni fotoionizzate dalla radiazione UV attorno a stelle massicce e giovani. Esse vengono osservate tramite le righe di ricombinazione $H\alpha$, $H\beta$ e le linee della serie di Lyman di cui si è discusso nel paragrafo [1.4.1](#);
- *Gas caldo ionizzato* (hot ionized medium, HIM) è caratterizzato da temperatura $T = 10^6 - 10^7$ K e densità $n < 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$. Esso raggiunge una temperatura così elevata a causa di shock ed onde d'urto originate da esplosioni di Supernovae o da venti stellari molto energetici.

Le *galassie a spirale* sono caratterizzate per il 5 – 10% della loro massa totale di mezzo interstellare, al contrario delle *galassie ellittiche* che sono povere di gas. La caratteristica più importante delle galassie a spirale è la presenza, all'interno di esse, di gas freddo che può formare stelle. Le galassie ellittiche, invece, hanno poco, se non niente, gas freddo; per questo motivo presentano poca o nessuna formazione stellare (per es. Cimatti, Fraternali e Nipoti, [2020](#)).

1.5.2 Stima del tasso di formazione stellare

Conoscere il tasso di formazione stellare permette di comprendere in quale fase evolutiva si trovi una galassia. Grazie alle osservazioni svolte in banda radio, ottica ed X è possibile determinare il SFR a partire da alcune importanti relazioni.

Emissione $H\alpha$ e SFR

Nel paragrafo [1.4.1](#) è stata introdotta la possibilità di stimare il tasso di formazione stellare attraverso lo studio delle linee di ricombinazione della serie di Balmer e della serie di Lyman. Una linea di ricombinazione molto studiata in banda ottica è l' $H\alpha$, la quale indica che, in una determinata regione, sono presenti delle sorgenti, generalmente stelle giovani e massive di tipo O, che emettono fotoni in grado di ionizzare l'idrogeno. In particolare, i fotoni in grado di ionizzare l'idrogeno hanno un'energia superiore a 13.6 eV, quindi hanno una lunghezza d'onda tipica dell'ultravioletto ($\lambda < 912 \text{ \AA}$).

Per stimare lo SFR si assume che le stelle di tipo O siano circondate da una nube di gas otticamente spessa che assorbe la radiazione ultravioletta, quindi composta di fotoni ionizzanti, prodotta da esse. Inoltre si assume che il tasso di fotoni ionizzanti prodotti sia uguale al tasso di ricombinazioni, in questo modo è possibile scrivere la seguente relazione:

$$\int_{13.6\text{eV}}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = \int_0^r n_e n_p \alpha_B dV \quad (1.36)$$

dove L_{ν} è la luminosità osservata ad una determinata frequenza di emissione ν , n_e e n_p sono, rispettivamente, la densità numerica degli elettroni e dei protoni, α_B è il coefficiente di ricombinazione delle linee di emissione della serie di Balmer e V è il volume al cui interno si analizza l'emissione.

La luminosità della riga $H\alpha$ si ricava a partire dalla seguente equazione:

$$L_{H\alpha} = h\nu \int_0^r n_e n_p \alpha_{H\alpha} dV \quad (1.37)$$

dove $\alpha_{H\alpha}$ è il coefficiente di ricombinazione della riga $H\alpha$ mentre la luminosità viene espressa in erg/s. Attraverso il rapporto di queste due relazioni si ottiene:

$$L(H\alpha) = \frac{\alpha_{H\alpha}}{\alpha_B} h\nu \int_{13.6\text{ eV}}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu \approx \dot{N}_{phot} \quad (1.38)$$

dove \dot{N}_{phot} è il numero di fotoni ionizzanti emessi dalle stelle di tipo O. Tale relazione denota che, misurando la luminosità della linea di emissione $H\alpha$, è possibile derivare direttamente il numero di atomi ionizzanti emessi da una stella.

Dalla luminosità $H\alpha$, è possibile ricavare la massa delle stelle di tipo O M_{starsO}^{tot} presenti nella galassia, o nella regione, analizzata:

$$M_{starsO}^{tot} = \langle M_{starsO} \rangle > \frac{\dot{N}_{phot}}{Q} \quad (1.39)$$

dove $\langle M_{starsO} \rangle$ è la massa media delle stelle di tipo O e Q è il tasso di fotoni ionizzati prodotto da una sola stella.

Il tasso di formazione stellare può essere, quindi, stimato a partire dalla seguente relazione:

$$SFR \approx \frac{M_{starsO}^{tot}}{t_{ageO}} \quad (1.40)$$

dove t_{ageO} è il tempo di vita medio di una stella di tipo O che è di circa 10^6 yr.

Assumendo una funzione di massa iniziale (IMF) di tipo Salpeter (Salpeter, 1955), un intervallo di massa compreso tra $0.1 M_{\odot}$ e $100 M_{\odot}$, metallicità solare, assenza di estinzione dovuta alla polvere e $T = 10000$ K si ottiene (Robert Kennicutt et al., 1998):

$$SFR(M_{\odot}/\text{yr}) = 4.6 \cdot 10^{-42} L_{H\alpha} \quad (1.41)$$

Questo tasso di formazione stellare, in realtà, è solo un limite inferiore rispetto a quello

reale perché non tiene conto dell'estinzione della polvere che attenua la luminosità $H\alpha$. Inoltre tale tasso non è valido nel caso di contaminazione da fotoni ionizzanti prodotti dall'attività del nucleo galattico o da shock.

Emissione X e SFR

L'emissione X che si osserva negli ammassi è prodotta principalmente dai seguenti contributi: ICM, AGN e *binarie X*. All'interno di una galassia con formazione stellare, se non è presente un nucleo galattico attivo o molto brillante, il contributo dominante all'emissione X è dato proprio dalle binarie X. Questi sistemi sono costituiti da un buco nero, o da una stella di neutroni, che accresce materia da una stella compagna, chiamata *donatore*, e possono essere classificati nelle seguenti categorie:

- *low mass X-ray binaries* (LMXB) nelle quali la stella donatrice ha una massa di $\sim 1M_{\odot}$;
- *high mass X-ray binaries* (HMXB) nelle quali la stella donatrice ha una massa superiore o uguale a $10M_{\odot}$.

Grazie a diversi studi (per es. Grimm, Gilfanov e Sunyaev, 2002), è stato stabilito che la luminosità cumulativa delle HXRB correla bene con il tasso di formazione stellare della galassia che le ospita. Per questo motivo questi sistemi vengono utilizzati tutt'ora come traccianti di sistemi stellari giovani e come base per stimare, con le dovute calibrazioni, il tasso di formazione stellare delle galassie. Nel capitolo 6, verrà utilizzata la seguente relazione per stimare la SFR a partire dalla luminosità X prodotta dalla sola componente termica ottenuta dall'analisi svolta (Poggianti et al., 2019b):

$$SFR = 1.32 \cdot 10^{-40} L_{X,0.5-10.0 \text{ keV}} M_{\odot}/\text{yr} \quad (1.42)$$

dove la luminosità X è espressa in erg/s.

Emissione Radio e SFR

L'emissione radio di una galassia viene prodotta da diversi meccanismi. Se una galassia non presenta un AGN, allora l'emissione radio è definita dalla radiazione di sincrotrone da parte di elettroni relativistici e la radiazione termica di Bremsstrahlung da parte degli ioni presenti nelle regioni HII (Condon, 2003). La radiazione termica prodotta dalla polvere, che assorbe l'emissione ottica delle stelle, specialmente quella in banda blu, diventa predominante ad una frequenza maggiore di ~ 200 GHz, segnando un limite superiore alle frequenze di osservazione radio. Solamente le stelle con massa superiore alle $8 M_{\odot}$ terminano il loro ciclo evolutivo producendo supernove di tipo II e Ib. Per questo motivo esse sono le principali responsabili dell'accelerazione di elettroni che emettono in radio per sincrotrone. Una possibile relazione che descrive il legame tasso di formazione stellare e

luminosità radio è quella di Schober, Schleicher e Klessen, 2017:

$$SFR = 1.74 \cdot 10^{-4} L_{1.4 \text{ GHz}} M_{\odot}/\text{yr} \quad (1.43)$$

1.5.3 Evoluzione delle galassie negli ammassi

L'ambiente al cui interno si trova una galassia gioca un ruolo molto importante nella sua evoluzione. In particolare, le galassie che si trovano in ambienti estremamente densi, come gli ammassi, sono soggette ad un percorso evolutivo differente rispetto a quelle di campo. Nel 1980 Dressler (Dressler, 1980) trovò una relazione *densità-morfologia* la quale indica che negli ambienti più densi sono presenti principalmente galassie ellittiche e lenticolari, come mostrato in Figura 1.7. All'interno degli ammassi, infatti, le galassie *early type*, povere di gas e con poca o assente formazione stellare, dominano nelle regioni centrali a densità galattica maggiore, mentre le *late type* si collocano nella periferia dove la densità è inferiore. Queste ultime, in media, trovandosi comunque in un luogo a densità galattica maggiore rispetto alle loro corrispettive isolate, presentano un contenuto di gas atomico e molecolare minore.

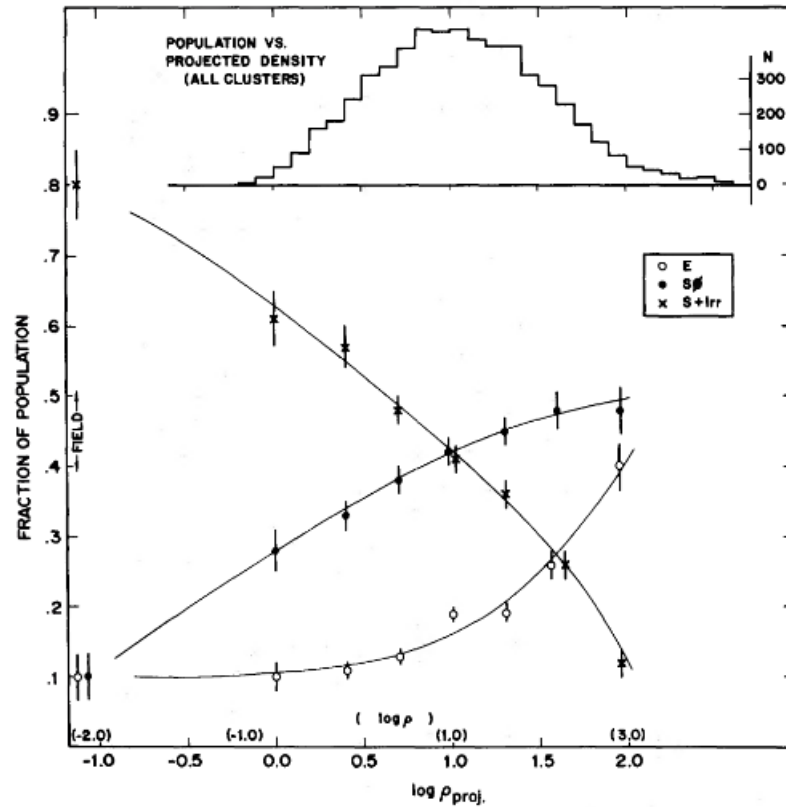


Figura 1.7: Morfologia delle galassie ellittiche (E), a lenticolare (S0), spirali ed irregolari (S+Irr) in funzione del logaritmo della densità galattica proiettata (Dressler, 1980).

Per riuscire a spiegare questa mancanza di gas, sono stati proposti diversi meccanismi che si dividono in due famiglie differenti: le perturbazioni di tipo gravitazionale tra gruppi o galassie appartenenti ad un ammasso e le interazioni idrodinamiche che coinvolgono le galassie che si muovono ad alta velocità all'interno dell'ICM che permea le regioni più

dense dei cluster. In particolare nelle prossime sezioni verranno trattate le interazioni idrodinamiche le quali comportano o l'evaporazione dell'ISM di una galassia (*evaporazione termica*) o la rimozione di tutto il suo ISM a causa della forte pressione esterna esercitata dall'ICM (*ram pressure*). Inoltre, la frizione idrodinamica sulla superficie che divide ISM e ICM, nelle galassie che si muovono ad alta velocità, produce alcuni interessanti fenomeni di instabilità del gas, per esempio l'instabilità di Kelvin-Helmholtz, che contribuiscono alla rimozione del gas. Un'altra interazione idrodinamica particolarmente interessante è lo *strangolamento*. In questo fenomeno, l'ICM strappa il solo gas appartenente alle regioni esterne, meno legato gravitazionalmente, delle galassie in moto nell'ammasso (per esempio il mezzo circumgalattico che costituisce la più grande riserva di gas delle galassie), mentre nel disco l'ISM viene totalmente consumato per formare stelle. Anche gli shock nell'ICM, prodotti da esplosioni di supernovae, venti galattici, merger e getti, possono rimuovere il gas dalle galassie che incontrano durante il loro moto.

Evaporazione termica del gas

Nella trattazione dell'evaporazione termica del gas, la conduzione termica svolge un ruolo molto importante. Questa si presenta quando è presente un gradiente di temperatura tra due mezzi a contatto e consiste in un flusso di calore che fluisce dal mezzo più caldo a quello più freddo. Negli ammassi è possibile studiare questo fenomeno a partire dall'osservazione dell'interazione tra il plasma caldo che permea tutto l'ambiente, l'ICM, e il mezzo meno caldo contenuto nelle galassie, l'ISM. Se il processo di conduzione termica è particolarmente efficiente l'ISM di una galassia può evaporare completamente. Inoltre, quando si riscalda un gas, si ha un aumento di pressione verso l'esterno; pertanto negli strati superficiali della distribuzione di ISM di una galassia possono instaurarsi dei venti che fanno fluire il gas nell'ambiente circostante.

Il flusso conduttivo, in un regime non saturo, è definito dalla seguente relazione (Spitzer, 1962):

$$Q = -\kappa(T)\nabla T \quad (1.44)$$

dove κ è il coefficiente di conduzione termica dato da:

$$\kappa(T) = f\kappa_0 T^{5/2} \sim k_B n_e \lambda_e v_e \quad (1.45)$$

dove $\kappa_0 \simeq 1.84 \cdot 10^{-5} (\ln \Lambda)^{-1} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-7/2}$ (Spitzer e Lyman, 1965), $f \leq 1$ è il fattore che indica la riduzione della conduzione termica da parte dei campi magnetici, $\ln \Lambda$ è il logaritmo di Coulomb che dipende debolmente dalla temperatura e dalla densità elettronica, n_e , λ_e e v_e sono rispettivamente la densità, il libero cammino medio e la velocità degli elettroni responsabili del trasporto di energia quindi del trasporto del calore.

Il tasso di massa evaporata di una nube di gas freddo immersa in un mezzo con

temperatura maggiore è data da (Cowie et al., 1977b):

$$\dot{M} = \frac{16\pi\mu m_p \kappa_{ICM} R}{25k_b} \approx 700 \left(\frac{T_{ICM}}{10^8 \text{K}} \right)^{5/2} \left(\frac{R}{20 \text{kpc}} \right) \left(\frac{\ln \Lambda}{40} \right)^{-1} M_\odot/\text{yr} \quad (1.46)$$

dove μ è la massa media delle particelle del gas, κ_{ICM} è il coefficiente di conduzione dell'ICM e R è il raggio della nube.

Tale tasso vale quando il libero cammino medio degli elettroni (λ_e) è minore della scala caratteristica su cui avviene la conduzione (L_e). Nel caso opposto a questo, $\lambda_e > L_e$, si parla invece di regime di saturazione, in quanto non è fisicamente possibile che gli elettroni che trasportano energia si muovano a una velocità superiore a quella con cui viaggiano.

In quest'ultimo scenario il flusso conduttivo è data da:

$$Q_{sat} = 0.4 n_e k_B T_e \left(\frac{2k_B T_e}{\pi m_e} \right) \quad (1.47)$$

dove T_e e m_e rappresentano, rispettivamente, la temperatura e la massa degli elettroni. Questa relazione indica che il flusso conduttivo in regime saturo è minore rispetto a quello in regime classico. Il tasso di massa evaporata in regime saturo è definito come (Cowie et al., 1977a):

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho_{ICM} c_{ICM} f F(\sigma_0) \quad (1.48)$$

dove $F(\sigma_0)$ è una funzione di σ_0 che quantifica il grado di saturazione.

Infine bisogna tenere conto della possibilità che l'ISM si raffreddi, ovvero che l'emissione di energia dell'ISM domini rispetto all'apporto provvisto dalla conduzione. Per capire in quale condizioni il raffreddamento sia dominante sul riscaldamento, si considera una lunghezza caratteristica detta *lunghezza di Field*:

$$\lambda_F \sim \left(\frac{\kappa_{ICM} T}{n^2 \Lambda} \right)^{1/2} \quad (1.49)$$

Se λ_F è minore del raggio R della nube, allora il raffreddamento domina sulla conduzione termica.

Ram pressure stripping (RPS)

Una galassia che si muove con una velocità v all'interno del mezzo in cui si trova subisce una pressione dal mezzo esterno. Tale pressione viene chiamata *Ram Pressure*. Essa viene definita dalla seguente relazione:

$$P_{ram} = \rho_{ICM} v^2 \quad (1.50)$$

dove ρ_{ICM} e v^2 sono rispettivamente la densità dell'ICM e la velocità della galassia rispetto al fluido. Questa pressione è in grado di rimuovere la componente gassosa delle galassie quando essa supera la forza gravitazionale che tiene ancorato il gas al disco stellare. Gunn

(Gunn et al., 1972) propose per la prima volta il criterio che definiva le condizioni per cui la ram pressure è capace di rimuovere tutto il dal di una galassia:

$$\rho_{ICM}v^2 \geq 2\pi G\Sigma_*\Sigma_{gas} \text{ dyne/cm}^2 \quad (1.51)$$

dove Σ_* e Σ_{gas} sono rispettivamente la densità superficiale totale delle stelle nel disco e del gas. Dalla relazione 1.51 segue che le periferie delle galassie, dove la forza gravitazionale è minore, siano più affette dalla ram pressure.

Assumendo che il disco di una galassia sia simile a quello della Via Lattea e che la densità superficiale sia quella di un disco infinitamente sottile, o *disco di Mestel*, è possibile scrivere:

$$\Sigma_*(R) = \frac{v_c^2}{2\pi GR} \quad (1.52)$$

dove v_c è la velocità circolare che si assume essere costante su tutto il disco ed R è il raggio galattico. Da questa relazione si verifica che lo *stripping*, o rimozione dell'ISM, avviene se:

$$\rho_{ICM}v^2 \geq \frac{\sigma_{ISM}(R)v_c^2}{2\pi R} = 2 \cdot 10^{-11} \left(\frac{v_c^2}{220 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{ISM}(R)}{1.34 \cdot 10^{-3} \text{ gr/cm}^3} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{R} \right) \quad (1.53)$$

Sostituendo all'interno di questa equazione i valori tipici delle grandezze nei cluster, per esempio dispersione di velocità di una galassia rispetto all'ICM $\sigma_{gal} \sim 1000 \text{ km/s}$ e $P_{ram} \sim 6.5 \cdot 10^{-11} - 8.7 \cdot 10^{-10} \text{ dyne/cm}^2$, si ottiene che:

$$P_{ram} \approx 10^{-10} > 2 \cdot 10^{-11} \text{ dyne/cm}^2$$

Questo indica il fatto che negli ammassi, soprattutto i più massicci, non si può trascurare lo stripping causato dalla ram pressure. Tale ipotesi è supportata dal fatto che le galassie a disco in questi ambienti contengono meno idrogeno neutro rispetto a quelle di campo. In Figura 1.8 viene mostrata una galassia soggetta a ram pressure stripping.

Ram pressure nelle galassie sferoidali

La maggior parte delle galassie contenute all'interno degli ammassi sono ellittiche, perciò è interessante trattare il caso in cui il fenomeno di stripping si manifesti su una galassia sferoidale. Assumiamo che la massa totale della galassia e l'ISM abbiano la stessa distribuzione di densità di una sfera singolare isoterma:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_r}{2\pi Gr^2} \quad (1.54)$$

dove σ_r è la dispersione di velocità monodimensionale la quale si suppone sia costante durante questa trattazione. Da queste assunzioni, e facendo riferimento alla Figura 1.9,



Figura 1.8: NGC 4569 ed IC 3583 appartenenti all'ammasso di Virgo. Le lunghe code rosse rappresentano il gas ionizzato che sta venendo strappato alle galassie a causa della ram pressure e dall'interazione gravitazionale tra le due galassie (Boselli et al., 2021).

si ottiene che la massa totale contenuta all'interno di un certo raggio r è data da:

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho_r dr = \frac{2\sigma_r^2 r}{G} = \frac{v_c^2 r}{G} \quad (1.55)$$

dove la velocità circolare v_c si assume sia costante. La componente lungo l'asse z dell'accelerazione di gravità risulta essere pari a:

$$g_z(r) = \frac{GM(r)}{r^2} \sin \theta = \frac{v_c^2 \sqrt{r^2 - R^2}}{r^2} \quad (1.56)$$

mentre la densità di massa superficiale la si ottiene integrando la densità sulla linea di vista:

$$\sigma_{ISM}(R) = 2 \int_R^\infty \rho_{ISM}(R) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} = \pi \rho_{ISM}(R) R \quad (1.57)$$

Sostituendo queste grandezze nell'equazione 1.51 si ottiene la condizione di stripping per le galassie ellittiche:

$$\rho_{ICM}(R) v^2 \geq \frac{\pi v_c^2 \rho_{ISM}(R)}{2} \quad (1.58)$$

Questa relazione vale nel caso in cui si abbia una distribuzione isoterma, nella realtà la materia ha una configurazione più complessa, per questo motivo si utilizza una forma generale della relazione che descrive lo stripping:

$$\rho_{ICM}(R) v^2 \geq f \frac{GM_{gal}(R) \rho_{ISM}(R)}{R} \quad (1.59)$$

dove f è un fattore che dipende dalla distribuzione di massa.

I tempi scala tipici con cui la ram pressure agisce sono dell'ordine di 10^7 yr. Il ram pressure stripping non è l'unico meccanismo tramite cui l'ICM è in grado di rimuovere l'ISM delle galassie: lo stripping ablativo viscoso e turbolento sono fenomeni che agiscono

su tempi scala più lunghi ma sono ugualmente importanti ed interessanti.

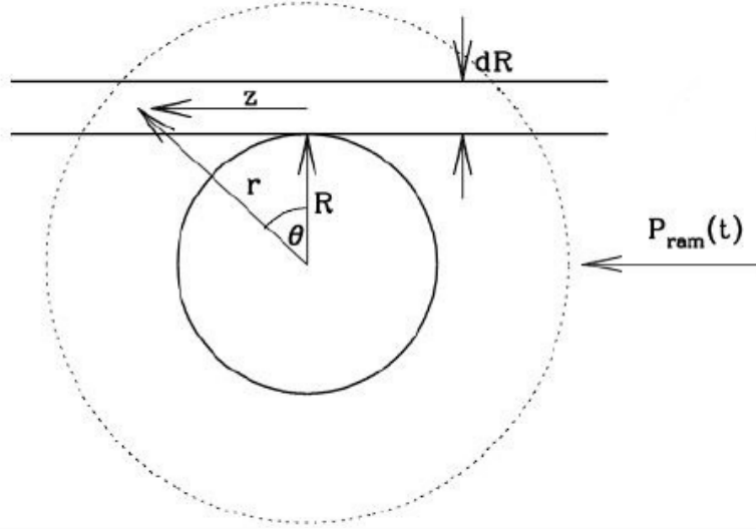


Figura 1.9: Rappresentazione schematica dell'azione del ram pressure stripping su una galassia sferoidale. La notazione riportata è quella utilizzata nella trattazione analitica.

Stripping ablativo viscoso

Lo stripping ablativo, o continuous stripping o erosion, si divide in due categorie: quello che riesce a strappare l'ISM delle galassie per effetto della viscosità o della turbolenza. Questo fenomeno è caratterizzato dal fatto che l'ICM cede momento all'ISM il quale aumenta la propria velocità e si allontana dalla galassia che lo ospita.

Nello stripping ablativo viscoso, l'ICM nelle immediate vicinanze della galassia rallenta a causa dell'attrito prodotto dalla viscosità e cede momento all'ISM che aumenta la propria velocità. In questo fenomeno è importante stimare il tasso di massa del gas che viene strappata. Per ottenerlo si assume che il moto della galassia sia a velocità costante e si considera l'espressione della *forza di trascinamento* la quale rappresenta il momento ceduto dall'ICM agli strati superficiali dell'ISM nell'unità di tempo:

$$F_{drag} = \frac{d}{dt}(mv) = \dot{M}v \quad (1.60)$$

Assumendo che la galassia sia una sfera di raggio R , la forza di trascinamento sarà data dal prodotto tra la superficie di questa e la forza di viscosità per unità di area:

$$F_{drag} \approx 4\pi R^2 \eta_{ICM} \frac{v}{R} = 4\pi \eta_{ICM} Rv \quad (1.61)$$

dove η_{ICM} è il coefficiente di viscosità dell'ICM ed è definito come:

$$\eta_{ICM} \sim \rho_{ICM} c_s \lambda_{ICM} \quad (1.62)$$

dove c_s e λ_{ICM} sono rispettivamente la velocità del suono e il libero cammino medio caratteristico dell'ICM.

Considerando il *numero di Reynolds*:

$$Re = \frac{Rv}{\lambda c_s} \quad (1.63)$$

dove R e v rappresentano la lunghezza scala e la velocità caratteristica su cui avviene l'ablazione viscosa, λ e c_s sono il libero cammino medio e la velocità del suono, quindi rappresentano delle grandezze microscopiche del processo.

Utilizzando le relazioni 1.62 e 1.63 è possibile riscrivere la forza di trascinamento e, da questa, ricavare il tasso di massa del gas che viene strappato:

$$F_{drag} \simeq \frac{\pi R^2 v^2 \rho_{ICM}}{(Re/6)} \quad (1.64)$$

allora:

$$\dot{M} = \frac{F_{drag}}{v} = \frac{\pi R^2 v \rho_{ICM}}{(Re/6)} \quad (1.65)$$

Questa relazione dice che, nel caso in cui la viscosità sia importante, quindi quando il numero di Reynolds è piccolo ($Re < 10$), viene rimossa una grande quantità di massa dell'ISM.

A questo punto è possibile ottenere il tempo scala caratteristico con cui viene rimosso tutto l'ISM da una galassia grazie all'azione dello stripping viscoso:

$$\tau_{vis} = \frac{M_{ISM}}{\dot{M}} \approx \frac{R Re}{v 6} \frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \sim \tau_{cross} \frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \quad (1.66)$$

dove τ_{cross} è il tempo che la galassia impiega per attraversare l'ammasso. Il tempo scala su cui agisce l'ablazione viscosa dipende dal rapporto $\frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}}$, il quale è molto grande nel caso della galassie a spirale, per cui l'ablazione si rivela inefficiente, mentre è di circa 10 nel caso delle galassie ellittiche per cui il processo rimuove il gas in modo efficiente.

La condizione per cui avviene lo stripping è la seguente $F_{drag} > F_{grav}$:

$$\dot{M}v > \dot{M} \frac{R}{v_{gal}} \frac{M_{gal}G}{R^2} \quad (1.67)$$

dove M_{gal} è la massa della galassia la quale è proporzionale alla dispersione di velocità delle stelle che la costituiscono σ_* .

Allora si ottiene che $F_{drag} > F_{grav}$ quando vale la seguente condizione: $v^2 \sim \sigma_{clus}^2 > \sigma_*^2$. Essa è sempre quasi valida negli ammassi.

Lo stripping ablativo viscoso agisce quando il numero di Reynolds $Re \leq 30$, però negli ammassi questo numero è solitamente molto più grande di 30. A causa di ciò lo stripping ablativo viscoso risulta essere poco importante, al contrario dello stripping ablativo turbolento che si manifesta quando il numero di Reynold assume valori elevati.

Stripping ablativo turbolento

Lo stripping ablativo turbolento si verifica quando $Re \geq 30$ e per descriverlo è necessario trattare l'instabilità di Kelvin-Helmholtz sulla superficie di separazione tra ICM e ISM. Questa instabilità si basa sull'applicare piccole perturbazioni su un gas in equilibrio, le quali crescono in un regime lineare. Inoltre essa descrive in modo accurato ciò che accade nei primi istanti in cui si instaura la turbolenza, per gli istanti successivi la trattazione è molto più complessa ed attualmente si ricorre alle simulazioni.

Nel caso dello stripping ablativo turbolento, le instabilità crescono con un tasso dato da:

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{\kappa(\rho_{ISM}\rho_{ICM})^{1/2}v}{\rho_{ISM} + \rho_{ICM}} \quad (1.68)$$

dove τ è il tempo scala caratteristico con cui crescono le perturbazioni, κ è il numero di Fourier proporzionale a $1/r$, dove r è la scala delle perturbazioni considerate, ρ_{ISM} e ρ_{ICM} sono la densità, rispettivamente, dell'ISM e dell'ICM e v è la velocità con cui si muovono l'uno rispetto all'altro.

Dalla relazione 1.68 risulta che le instabilità più piccole sono quelle caratterizzate da κ maggiori per cui crescono più velocemente; inoltre negli ammassi presentano $\rho_{ISM} \gg \rho_{ICM}$ per cui il tempo scala di crescita dell'instabilità di Kelvin-Helmholtz è definito dalla seguente approssimazione:

$$\tau_{KH} \approx \frac{R}{v} \left(\frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \right)^{1/2} \sim \tau_{cross} \left(\frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \right)^{1/2} \quad (1.69)$$

dove R è la scala su cui sviluppa l'instabilità e τ_{cross} è il tempo con cui una galassia attraversa l'ammasso. Se assumiamo che $\rho_{ISM}T = \rho_{ICM}T$, con $T \propto c_s^2$, che $v \approx c_{ICM}$ e che $\tau_{cross} = R/c_{ICM}$ allora si ottiene:

$$\tau_{KH} \sim \tau_{cross} \left(\frac{T_{ICM}}{T_{ISM}} \right)^{1/2} = \tau_{cross} \frac{c_{ICM}}{c_{ISM}} \sim \frac{R}{c_{ISM}} = \tau_{dyn,ISM} \quad (1.70)$$

dove $\tau_{dyn,ISM}$ è il tempo dinamico della galassia.

In questo scenario, la ram pressure che l'ICM esercita sull'ISM viene trasformata in turbolenza grazie all'instabilità di Kelvin-Helmholtz. La forza di trascinamento legata alla turbolenza è data da:

$$F_{drag} = \pi R^2 \rho_{ICM} v^2 \quad (1.71)$$

mentre il tasso di massa che viene strappata:

$$\dot{M} = \frac{F_{drag}}{v} = \pi R^2 \rho_{ICM} v \quad (1.72)$$

Infine il tempo scala con cui questo fenomeno agisce rimuovendo tutto l'ISM di una galassia è dato da:

$$\tau = \frac{M_{ISM}}{\dot{M}} = \frac{\pi \rho_{ISM} R^3}{\pi R^2 \rho_{ICM} v} \sim \tau_{cross} \frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \quad (1.73)$$

Questo tempo è dello stesso ordine di grandezza di quello dello stripping ablativo viscoso.

1.5.4 Galassie Jellyfish

Quando una galassia entra all'interno della buca di potenziale di un ammasso è soggetta a fenomeni di stripping a causa della pressione dinamica e termica da parte dell'ICM. Il ram pressure stripping, che rimuove l'ISM, agisce in modo importante sulla galassia quando la velocità di questa e la densità dell'ICM sono elevate, in modo tale che la ram pressure sia superiore alla forza di gravità che tiene ancorato il gas al disco. In particolare ci si aspetta che la ram pressure sia più forte nelle zone centrali dell'ammasso, in quanto sia la densità dell'ICM sia la velocità orbitale delle galassie è maggiore in queste regioni (Gunn et al., 1972). Questo scenario è supportato dal fatto che la quantità di idrogeno neutro HI strappato alle galassie aumenta con il diminuire della distanza proiettata dal centro (Boselli e Gavazzi, 2006). Nonostante ciò si osservano galassie sottoposte a uno stripping elevato anche nelle regioni periferiche degli ammassi. Ciò potrebbe essere dovuto o al merger tra gruppi e sottogruppi all'interno dell'ammasso, o alla caduta di una galassia in un sottogruppo con formazione di filamenti o *backslashing di galassie*, ovvero galassie con bassa velocità che hanno attraversato almeno una volta il centro del cluster ma che attualmente si trovano oltre il raggio del viriale (Gill, Knebe e Gibson, 2004).

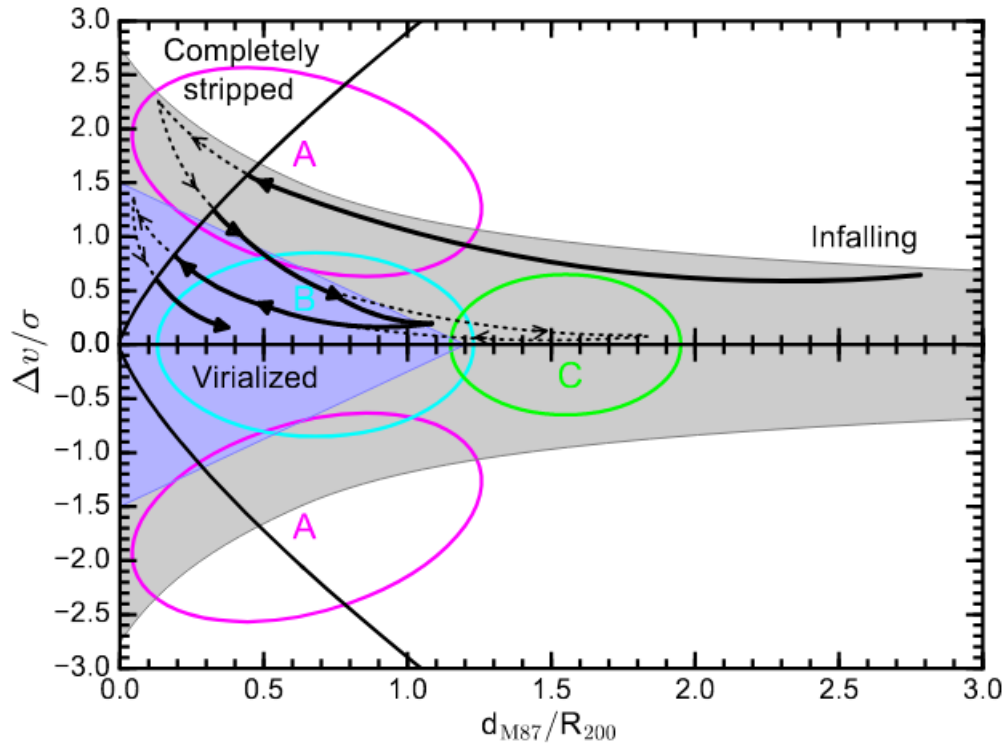


Figura 1.10: Rappresentazione schematica dello spazio delle fasi dell'orbita di una galassia in caduta nella buca di potenziale di un ammasso. In grigio viene indicata l'area in cui il potenziale dell'ammasso ha influenza, mentre blu vengono indicate le regioni virializzate. Credits: Yoon et al., 2017.

Per comprendere come lo stripping abbia influenzato l'evoluzione delle galassie, risulta utile ricostruire la loro storia orbitale utilizzando lo spazio posizione-velocità o *spazio delle*

fasi come mostrato in Figura 1.10. Attraverso l'utilizzo di grafici come questi e attraverso le informazioni relative all'emissione dell'HI, è stato possibile ricostruire tre stadi evolutivi delle galassie in ammasso (Yoon et al., 2017):

- Prima fase: durante la prima caduta della galassia verso il centro del cluster, la sua velocità e la densità dell'ICM aumentano sensibilmente. A causa di ciò la galassia è sottoposta alla perdita di gas a causa dell'azione della ram pressure che agisce nella direzione opposta rispetto al moto della galassia stessa producendo, conseguentemente, dei filamenti di gas provenienti dal disco, comunemente chiamati code. In questa fase la ram pressure non è particolarmente elevata per cui nel disco non è presente diminuzione di HI;
- Seconda fase: man mano che la galassia si avvicina al centro dell'ammasso (zona A), la ram pressure diventa sempre più forte, a causa dell'aumento di densità dell'ICM. A causa di ciò il gas nel disco viene strappato via tranne nelle zone più centrali e continuano ad estendersi le code;
- Terza fase: la galassia, una volta attraversato il centro, è rimasta con una piccola parte di ISM e può essere soggetta ad altre cadute verso le regioni interne fino a raggiungere una condizione di equilibrio del viriale (zona B).

Nella figura 1.10 vengono mostrate (linea tratteggiata) le orbite di due categorie di oggetti interessanti:

- le galassie *backsplashed*, le quali si trovano nella zona C del grafico e sono caratterizzate da basse velocità;
- le galassie *jellyfish*, le quali si trovano in regioni in cui lo stripping è molto forte. Queste galassie mostrano code molto allungate che si estendono oltre la lunghezza caratteristica del diametro del disco stellare.

Queste ultime sono particolarmente interessanti perché si trovano in una fase di transizione tra le galassie in caduta e quelle virializzate, per cui attraverso il loro studio è possibile comprendere come la rimozione del gas influisca sull'evoluzione delle galassie sia dal punto di vista della formazione stellare, indagata a partire dall'emissione $H\alpha$, sia dal punto di vista dell'attività del nucleo galattico.

Capitolo 2

Il progetto GASP e JO194

2.1 Il progetto GASP

Il progetto GAs Stripping Phenomena (GASP, PI Bianca M. Poggianti) con MUSE¹ è una survey spettroscopica a campo integrale eseguita tramite l'utilizzo dello strumento MUSE (Multi Unit Spectroscopic Explorer) del telescopio VLT (Very Large Telescope). Lo scopo di questa survey è studiare il meccanismo che rimuove il gas dalle galassie e si basa sull'osservazione di 114 galassie a spirale e collocate ad un redshift compreso tra 0.04 – 0.07 (Poggianti et al., 2017a). Queste galassie sono caratterizzate da masse stellari comprese tra $10^{9.2} - 10^{11.5} M_{\odot}$ e si trovano in ambienti diversi come, per esempio, ammassi e gruppi di galassie e regioni di campo. Le galassie scelte da questo studio sono state scelte sulla base di morfologie asimmetriche e disturbata, segni che è avvenuta una rimozione di gas. Inoltre, è stato selezionato un campione di controllo che non presentano queste caratteristiche. Invece le galassie che presentano segni di merger o interazioni mareali sono state escluse (Poggianti et al., 2017a). Nonostante ciò non si può escludere che gli effetti mareali partecipino in parte nei processi che causano il cambiamento di morfologia che si osserva in questo campione, per indagare su questo aspetto sono necessari studi più dettagliati.

Il progetto GASP ha come obiettivi principali la descrizione del processo fisico di rimozione del gas dalle galassie, la comprensione di come questo processo influenzi il processo di formazione stellare, l'identificazione di quale interazione sia presente tra il gas ed il nucleo galattico attivo e quale sia la storia stellare e della metallicità prima o in assenza della rimozione del gas. Per riuscire ad ottenere tutte queste informazioni, le osservazioni sono state progettate nel seguente modo:

- Le osservazioni mostrano l'ambiente circostante, le regioni periferiche ed eventuali code delle galassie, fino ad una distanza massima di $\sim 50 - 100$ kpc dal corpo principale che corrisponde a più di $10 R_e$, dove R_e , chiamato raggio effettivo, è il raggio che corrisponde all'isofota che contiene metà del flusso luminoso che proviene da una galassia;

¹Tutte le informazioni sul progetto sono reperibili sul sito <https://web.oapd.inaf.it/gasp/>

- Uno degli scopi principali della survey GASP, è indagare sul processo che rimuove il gas dalle galassie in funzione dell'ambiente in cui si trovano. Per questo motivo gli ambienti osservati sono caratterizzati da densità galattiche differenti;
- Il range di masse analizzato è ampio in modo tale da studiare come il gas viene rimosso dalle galassie e come influenza la formazione stellare in funzione della massa e dell'estensione della galassia analizzata;
- Il team GASP ha raccolto numerose osservazioni delle galassie nel campione che spaziano dalle basse (radio) fino alle alte alte frequenze (X), in questo modo è possibile svolgere un'indagine completa sui tipi di emissione (termica e non termica) e sui fenomeni fisici che le caratterizzano.

2.1.1 Descrizione fisica del processo di rimozione del gas

Dallo studio degli spettri ottenuti con MUSE si ottengono informazioni su come procede la rimozione dell'ISM nelle galassie, quali sono i tempi scala coinvolti, come vengono influenzate la cinematica e la morfologia a causa di questo processo, se c'è fuoriuscita di gas su larga scala e quali sono le cause della ionizzazione del gas. Attraverso queste proprietà si vuole cercare di comprendere in quali e in che frazione di galassie il processo di rimozione di gas è importante, quali sono le masse coinvolte, in quali ambienti e dove si manifesta questo fenomeno (solo negli ammassi o anche nei gruppi) e se l'efficienza di questo processo aumenta grazie a possibili merger tra gli aloni di gas caldo che circondano le galassie.

Attraverso il progetto GASP, si vogliono testare le predizioni delle simulazioni idrodinamiche e dei calcoli analitici sul processo di ram pressure stripping ed anche verificare come l'efficienza del processo di rimozione del gas dipenda dall'ambiente e dalla galassie coinvolti. Inoltre si vuole confermare l'evidenza osservativa secondo cui l'efficienza dello stripping aumenta grazie alla presenza di shocks o gradienti di densità nell'ICM, come è stato indicato da Owers et al., 2012, e Vijayaraghavan e Ricker, 2013.

2.1.2 Formazione stellare e quenching

Come mostrato in figura 2.1, l'attività di formazione stellare, su scale cosmologiche, declina da $z \sim 2$ fino ad oggi a causa del seguente effetto: molte galassie in grado di formare stelle a redshift maggiori di 2 si sono evolute in sistemi passivi e il loro SFR medio è diminuito nel tempo. A causa di ciò, si comprende quanto la mancanza di ISM sia importante in questo ambito: esso può essere rimosso a causa di shock o per strangolamento (1.5.3), mentre il disco stellare consuma tutto il gas che gli rimane formando stelle. Oltre a questi due processi ci sono altri processi fisici, interni ed esterni, che possono influenzare la formazione stellare.

Le osservazioni del progetto GASP mostrano l'andamento della formazione stellare nelle galassie del campione e, grazie a questa, si possono ottenere informazioni sulla storia

della formazione stellare e determinare quando l'attività di formazione viene favorita o limitata con il passare del tempo.

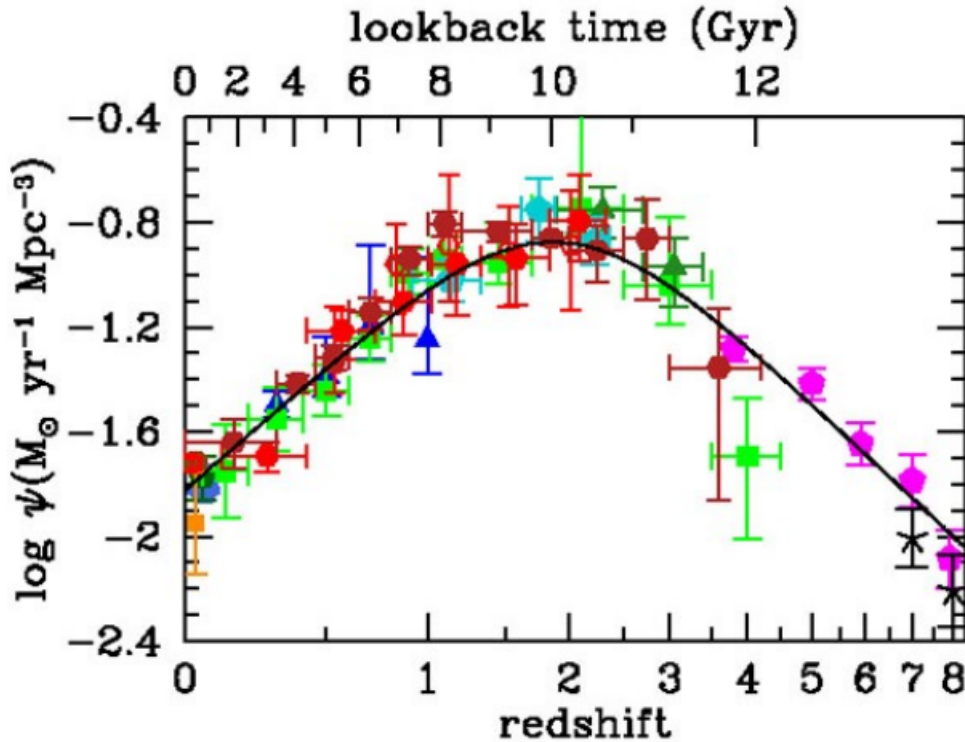


Figura 2.1: Evoluzione del tasso di formazione stellare in funzione del redshift. I punti si riferiscono ad osservazioni in banda ultravioletta ed infrarossa (Madau e Dickinson, 2014).

2.1.3 Attività del nucleo galattico

I meccanismi in grado di innescare l'attività del nucleo galattico, come l'interazione o il merger tra galassie o l'instabilità del disco causata da turbolenza, si basano sull'accrescimento di grandi quantità di gas all'interno delle galassie. Sapere quanto gas è disponibile è fondamentale per comprendere come funziona l'accrescimento di materia su un buco nero e quali sono le conseguenze dell'azione del nucleo galattico. Grazie alle osservazioni eseguite con IFU è possibile studiare le regioni centrali delle galassie del campione, analizzare in dettaglio tutte le sorgenti che ionizzano il gas e determinare se è presente o meno fuoriuscita di gas, su larga scala, causata dall'attività del nucleo galattico.

Inoltre, come è emerso in Peluso et al., 2021, è presente un legame tra AGN e ram pressure stripping:

- Le galassie jellyfish caratterizzate dalle code più lunghe ospitano un AGN;
- Una galassia sottoposta a ram pressure ha una probabilità più alta di 1.5 volte di ospitare un AGN rispetto ad una non sottoposta a stripping.

2.1.4 Evoluzione delle galassie

Grazie al campione di galassie di controllo ed al campione soggetto a stripping è possibile ricostruire la storia della formazione stellare e della metallicità di esse, sia in presenza sia in assenza di rimozione di gas. Inoltre è possibile studiare le stelle, il gas e la polvere che sono contenute nelle regioni periferiche delle galassie, in modo tale da poter confrontare la storia della formazione stellare e della metallicità con le simulazioni (e.g. Mayer et al., 2008). Infine, le osservazioni GASP permettono di investigare su come possa avvenire la formazione di stelle in un ambiente povero di metalli e con bassa densità.

In questo lavoro di tesi ci si concentra sull'analisi in banda X della galassia jellyfish JO194, situata nell'ammasso Abell 4059, la quale appartiene al campione GASP. Nei paragrafi successivi si riportano i risultati principali degli studi condotti su Abell 4059 e su JO194.

2.2 La galassia jellyfish JO194

JO194 è una delle 114 galassie jellyfish selezionate dal progetto GASP e prima di ciò è stata osservata dalla survey OMEGAWINGS (Poggianti et al., 2016, JO194 è indicata con il nome WINGS J235700.68-344050.1). Essa è una galassia a spirale Sb Lauberts, 1982, che si trova all'interno dell'ammasso Abell 4059, ad un redshift di $z = 0.041$ e con massa stellare pari a $M_* = 1.6 \cdot 10^{11} M_\odot$ Poggianti et al., 2017b. In Figura 2.2 viene mostrata JO194 in banda MUSE(4650 – 9300Å°).

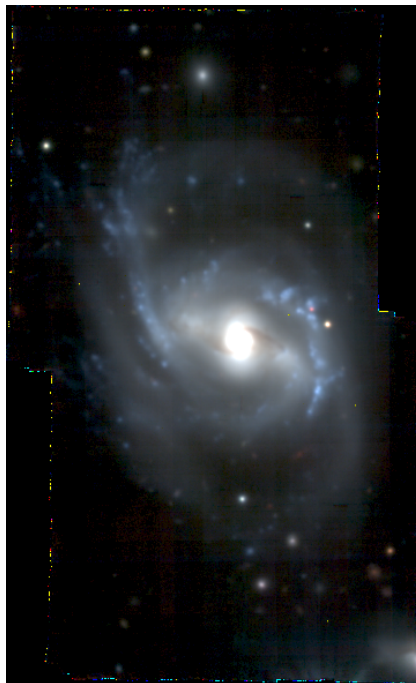


Figura 2.2: Immagine raffigurante JO194 in banda MUSE (4650 – 9300Å°). Disponibile sul sito https://web.oapd.inaf.it/gasp/gasp_atlas/.

Essa è caratterizzata da una velocità all'interno dell'ammasso molto alta rispetto alla media: $v_{cl} = 2030$ km/s dove la dispersione di velocità all'interno dell'ammasso è pari a

$\sigma_{cl} = 752 \pm 38$ km/s e si pensa che questa sia la prima volta che essa cada verso il centro dell'ammasso (Jaffé et al., 2018). Tale galassia mostra, come le altre galassie jellyfish del campione, due code allungate tanto quando il diametro del disco stellare, una a nord l'altra a sud, visibili in ottico e H α , come si può notare nella mappa di velocità mostrata in Figura 2.3.

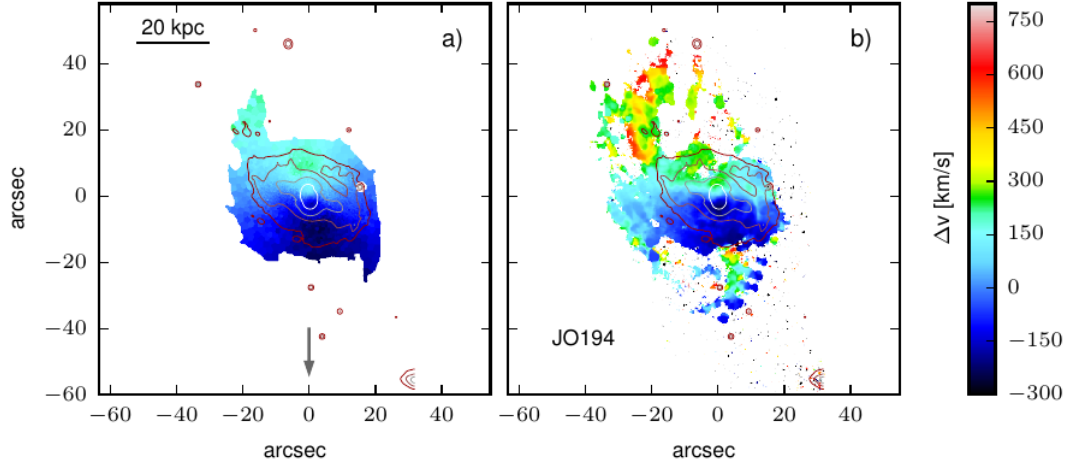


Figura 2.3: Mappe di velocità stellare MUSE (a) e H α (b) di JO194. I contorni sono isofote stellari e segnano i contorni del disco stellare. Credits: Poggianti et al., 2017b.

Dall'analisi del campo di velocità stellare regolare, è stato constatato che la distribuzione stellare sia perturbata dal processo di ram pressure stripping che, attraverso la pressione esercitata dall'ICM sull'ISM, sta rimuovendo gas dalla galassia.

Il gas che emette in H α può essere ionizzato da diversi meccanismi: dai fotoni emessi da stelle giovani, massicce e calde, dai fotoni provenienti dall'attività del nucleo galattico, dalla combinazione di questi due processi e dalla *Low Ionization Nuclear Emission-line Region* (LINER) che può essere dovuta o ad un AGN di bassa luminosità o a shock o vecchie stelle. Per distinguere quale tra questi meccanismi ionizza il gas e per stimarne la metallicità, si osservano diverse linee di emissione a bassa ionizzazione e si realizzano i diagrammi di Baldwin, Phillips e Terlevich (BPT, Baldwin, Phillips e Terlevich, 1981). In questi vengono confrontati i rapporti dei flussi delle righe di emissione osservate, come $[OIII] (5007 \text{ \AA})/H\beta$ vs $[NII] (6548 \text{ \AA})/H\alpha$ e $[OIII] (5007 \text{ \AA})/H\beta$ vs $[SII] (6717 \text{ \AA})/H\alpha$. Questi rapporti misurano l'importanza delle linee di alta e bassa ionizzazione. Per esempio, il rapporto dei flussi $[OIII] (5007 \text{ \AA})/H\beta$ è maggiore nelle galassie che ospitano un nucleo galattico rispetto a quelle che formano stelle (*star forming galaxies*). Tramite questi rapporti è possibile costruire il piano BPT e a seconda della posizione dei punti nel diagramma è possibile identificare l'origine dell'emissione (i criteri utilizzati per separare il diagramma in regioni corrispondenti a diverse sorgenti di fotoni ionizzanti sono mostrati in Kauffmann et al., 2003 e Kewley et al., 2006). In Figura 2.4 è mostrato il grafico BPT realizzato da Kewley et al., 2006.

Nel caso di JO194, l'emissione H α nella regione centrale della galassia è dovuta alla presenza di LINER, come mostrato in blu in Figura 2.5b. Inoltre si riporta il diagramma

BPT della galassia il quale non mostra valori dei rapporti di righe tipici per indicare la presenza di AGN al suo centro, in Figura 2.5a.

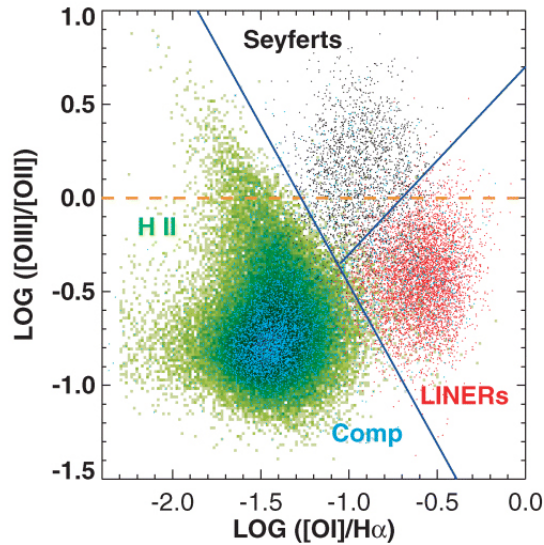


Figura 2.4: Diagramma $[OIII] (5007 \text{ \AA})/H\beta$ vs $[OI] (6300 \text{ \AA})/H\alpha$ in cui sono state individuate tre regioni che identificano il meccanismo responsabile dell'emissione in riga: attività del nucleo galattico, LINER e formazione stellare, HII nell'immagine (Kewley et al., 2006).

Lo studio di JO194, anche se non è caratterizzata da un'emissione intensa prodotta dall'attività del nucleo galattico, può aiutare a comprendere il legame presente tra AGN e ram pressure stripping (Poggianti et al., 2017b e Peluso et al., 2021). In Peluso et al., 2021 è stato constatato che, nelle galassie sottoposte a ram pressure stripping, la presenza di un nucleo galattico attivo è più probabile (ad un livello di confidenza $> 99.95\%$) rispetto a quelle non soggette a tale fenomeno. In particolare, è stato osservato che la ram pressure, prima di rimuovere il gas interstellare dalla galassia che lo ospita, aumenta il tasso di formazione stellare grazie all'incremento di pressione che esercita su di esso (Crowl e Kenney, 2006 e Vulcani et al., 2018). Il meccanismo, che inizialmente favorisce la formazione stellare, può innescare l'AGN durante il processo di ram pressure stripping: il gas può essere portato verso il centro della galassia grazie all'interazione tra ICM ed ISM; a causa di essa le nubi di gas interstellare ad alta densità perdono momento angolare ed accrescere il buco nero supermassiccio (Schulz e Struck, 2001, Tonnesen e Bryan, 2009, e Ramos-Martínez, Gómez e Pérez-Villegas, 2018). Bisogna, inoltre, tenere presente che la ram pressure cresce con l'aumentare della densità dell'ICM, la quale è maggiore nel centro degli ammassi. Per questo motivo le galassie che si trovano più vicine al centro dell'ammasso e che si muovono ad alta velocità risentono maggiormente degli effetti della ram pressure, la quale può innescare l'attività del nucleo galattico oltre alla rimozione di ISM. JO194 si trova proprio in questa condizione.

Per quanto riguarda, invece, il gas ionizzato diffuso presente nei bracci allungati di JO194, esso è stato ionizzato dall'attività di formazione stellare presente nelle code, da conduzione termica a partire dall'ICM che li circondano e dalla turbolenza (Poggianti et al., 2019a). L'emissione prodotta dalle nuove stelle presenti nel disco non risulta essere in grado di ionizzare il gas nelle code per i seguenti motivi: se il gas venisse prima ionizzato

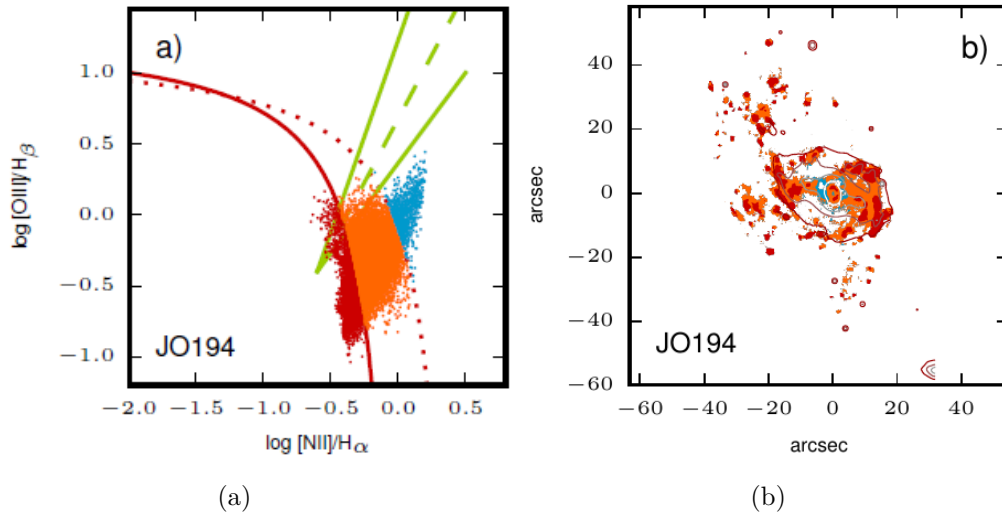


Figura 2.5: Diagramma BPT di JO194 in cui si può notare che i fotoni ionizzanti vengono principalmente prodotti dalla formazione stellare in rosso, da stelle e un possibile AGN (HII-AGN) in arancione e dalle LINERs in blu (a). Mappa dell'emissione $H\alpha$, classificata secondo il diagramma BPT, spazialmente risolta di JO194. In rosso viene indicato il gas ionizzato dalle stelle giovani e calde, in arancione quello dalla loro azione combinata ed in blu quello ionizzato dalle LINER. Il fatto che siano presenti punti colorati in blu nella regione centrale, e che non si siano osservati rapporti di righe associabili ad un eventuale AGN, conferma il fatto che la galassia non è caratterizzata da un'intensa attività del nucleo galattico. I contorni sono isofote stellari e segnano i contorni del disco stellare.(b) Credits per entrambe: Poggianti et al., 2017b.

nel disco e poi strappato, a causa dell'azione della ram pressure, per formare le code, esso dovrebbe viaggiare a una velocità molto elevata ($\sim 10^6 - 10^7$ km/s) prima che avvenga la ricombinazione degli atomi di idrogeno che lo costituiscono. Questo risulta poco plausibile. Allo stesso modo risulta poco probabile che i fotoni ionizzanti, prodotti dalle stelle giovani e massicce del disco, riescano a raggiungere la regione in cui si trovano le code. Per cui l'unica alternativa rimasta è che le stelle, che ionizzano il gas neutro nei bracci allungati di JO194, si siano formate in situ. Infatti il gas freddo che viene strappato dalla galassia, a partire dagli strati esterni del disco caratterizzati da bassa metallicità per poi passare a quelli interni con abbondanza superiore, viene compresso dall'ICM caldo, causando così la formazione di nuove stelle (Poggianti et al., 2019a).

Per quanto riguarda JO194, la formazione stellare risulta essere responsabile del 21% dell'emissione diffusa $H\alpha$ delle code, il restante 79% potrebbe essere dovuto ad altri meccanismi fisici: i candidati migliori sono la conduzione termica a partire dall'ICM che le circonda e la turbolenza (Poggianti et al., 2019a).

JO194 risulta essere caratterizzata da alta formazione stellare totale (disco e code) rispetto ad altre galassie jellyfish del campione GASP: $8.3 M_{\odot}/\text{yr}$ contro un valore medio di $4 M_{\odot}/\text{yr}$. Inoltre il tasso di formazione stellare nelle code risulta essere solo il 5% del totale. Questo prova ulteriormente che i meccanismi responsabili della ionizzazione del gas in JO194 siano principalmente LINER ed i fenomeni elencati sopra, escludendo un AGN intenso che non è presente in questa galassia.

JO194 è stata anche oggetto di studio di per comprendere gli effetti del ram pressure

stripping nello srotolamento (unwinding) dei bracci a spirale (Bellhouse et al., 2021). In particolare, questa caratteristica si nota maggiormente osservando l'emissione $H\alpha$ della galassia, come mostrato in Figura 2.6a. Il disco stellare risulta non presentare una morfologia disturbata, indice del fatto che non ci sono fenomeni gravitazionali che interessano la galassia (merger, incontri ravvicinati...).

Questa galassia è quasi completamente face-on, ovvero il suo angolo di inclinazione rispetto alla linea di vista (LOS) è pari a $8^{\circ}_{-5}^{+16}$, e sta attraversando ad alta velocità una regione in cui l'ICM è caratterizzato da alta densità, seguendo un'orbita radiale collocata lungo la LOS, queste sono ulteriori indicazioni del fatto che stia cadendo verso il centro dell'ammasso per la prima volta.

Per stimare indirettamente il tempo scala necessario per srotolare i bracci di JO194, è stata analizzata la distribuzione spaziale della componente stellare, come mostrato in Figura 2.6b. Risulta interessante notare che le stelle giovani, la cui età è stata ricavata applicando la tecnica della sintesi di popolazioni stellari, si sono formate fuori dai bracci a spirale a seguito del loro srotolamento e della rimozione del gas. In particolare, le stelle, nelle regioni in verde, che si sono formate ~ 300 Myr fa sono più vicine al disco stellare, mentre quelle in blu, con un'età inferiore di 20 Myr, tracciano il moto del braccio che viene srotolato e non verranno ulteriormente influenzate dal fenomeno di stripping. Risulta, quindi, molto importante studiare la distribuzione spaziale di stelle in quanto si ottiene una traccia del moto a cui sono sottoposti i bracci a causa dello stripping ed un gradiente dell'età delle stelle, infatti da quelle più anziani a quelle più giovani si può ricostruire l'unwinding nel corso del tempo.

2.2.1 Abell 4059

Abell 4059 è un ammasso rilassato (Laganá, Durret e Lopes, 2019) ad un redshift $z = 0.048$ (Abell, Corwin e Olowin, 1989) e dominato dalla galassia centrale cD ESO 349-G010 (Huang e Sarazin, 1998). Questa ospita la radio-galassia FR-I PKS2354-35, la quale è caratterizzata da una potenza radio totale pari a $1.5 \cdot 10^{42}$ erg/s e da due lobi che si stendono lungo l'asse maggiore della galassia che la ospita. Invece, le osservazioni eseguite in banda X mostrano che il cluster è caratterizzato da emissione X molto brillante concentrata nelle regioni centrali, per cui dallo studio dell'eccesso di brillantezza superficiale X nella regione centrale, risulta che sia presente un cooling flow caratterizzato da un tasso di massa in raffreddamento pari a $\dot{M} = 184_{-25}^{+22}$ (Schwartz et al., 1991, eHuang e Sarazin, 1998). In figura 2.7 viene mostrato la regione centrale di Abell 4059 ottenuta dalla sovrapposizione dell'immagine ottica STScI Digitized Sky Survey (SDSS) e dell'emissione X osservata con lo strumento XMM-Newton.

La caratteristica più interessante della regione centrale dell'ammasso è la presenza di due cavità X, collocate una a nord-ovest ed una a sud-est dal centro, le quali non risultano essere né completamente riempite né coincidenti, soprattutto quella a sud-est, con l'emissione radio osservata a 4.8 GHz e a 1.4 GHz, come mostrato nell'immagine 2.8. Per

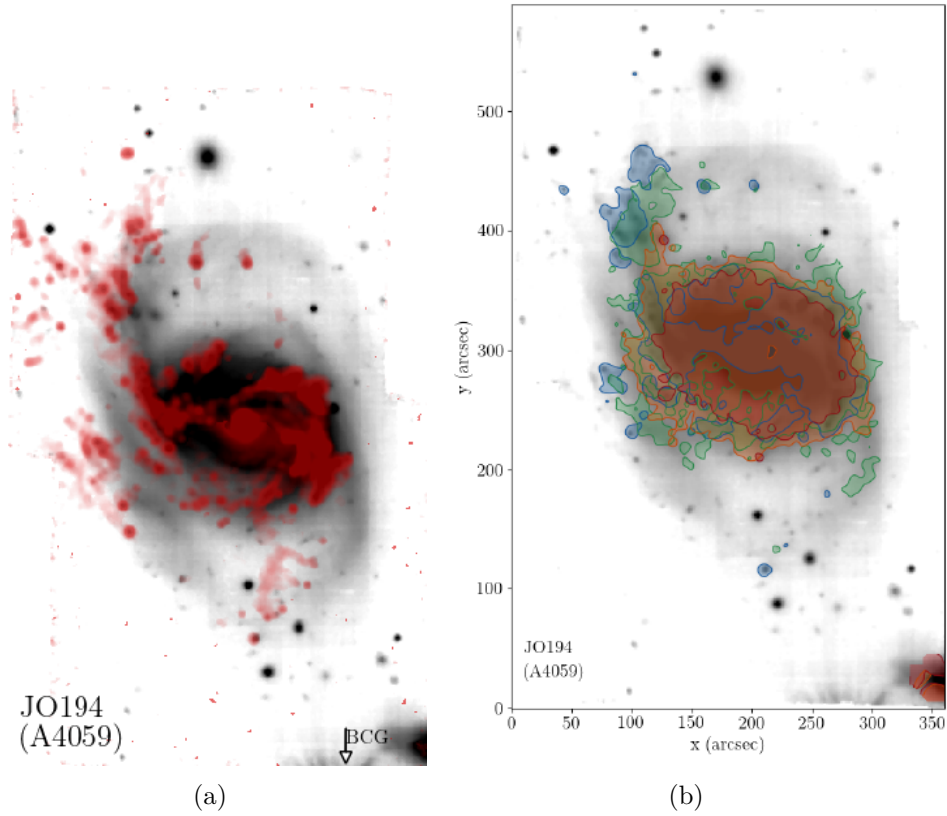


Figura 2.6: Immagine raffigurante l'emissione ottica di JO194 in bianco e nero con sovrapposta l'emissione $H\alpha$ in rosso. L'unwinding dei bracci si nota solamente osservando l'emissione in rosso (a), Immagine raffigurante le regioni di formazione stellare di JO194, dove in blu vengono indicate le stelle più giovani di $2 \cdot 10^7$ yr, in verde quelle di età compresa tra $2 \cdot 10^7 - 5.7 \cdot 10^8$ yr, in arancione quelle nel range $5.7 \cdot 10^8 - 5.7 \cdot 10^9$ yr ed in rosso $5.7 \cdot 10^9 - 1.4 \cdot 10^{10}$ yr (b). Credits: Bellhouse et al., 2021 per entrambe.

spiegare ciò sono stati proposti due possibili scenari: o l'emissione radio è caratterizzata da un indice spettrale molto ripido per cui le cavità vengono completamente riempite dall'emissione radio a frequenza più basse o l'attività radio della radio-galassia sta terminando e le cavità X sono il relitto di una precedente attività molto potente.

Inoltre l'asse che congiunge le cavità X non è centrata sulla radio-galassia, producendo così una asimmetria che può essere spiegata supponendo che le cavità siano state create simmetriche rispetto a PKS2354-35 e poi si siano spostate verso nord-est attraverso un moto di galleggiamento nel potenziale dell'ammasso dovuto all'espansione ed al calo di temperatura e pressione a cui sono sottoposte. Durante questo moto, la popolazione di elettroni relativistici al loro interno ha emesso per sincrotrone e Compton inverso e perso energia adiabaticamente.

Le cavità sono state create dall'attività iniziale della radio-galassia, ciò viene testimoniato dai segni di interazione tra ICM e FR-I, i quali indicano che nella regione centrale il gas dell'ammasso non è rilassato quanto nelle regioni esterne. Dallo studio della brillantezza superficiale e della temperatura, in prossimità di esse, si ipotizza quindi che negli ultimi 10^8 la radio-sorgente abbia emesso sempre meno e, per questo motivo, le cavità vengono chiamate *cavità fantasma* o *ghost cavities* di un precedente e potente periodo di attività



Figura 2.7: L'ammasso di galassie Abell 4059 ottenuta da un'immagine ottica della STScI Digitized Sky Survey con in arancione il contributo del gas caldo osservato dal telescopio XMM-Newton di ESA (Mernier et al., 2015).

(Heinz et al., 2002).

Dalle osservazioni X si nota la presenza una barra a sud ovest, caratterizzata da un'emissione X molto intensa rispetto alle cavità ed ortogonale ad esse. Una possibile interpretazione di questa barra è che il gas in raffreddamento abbia formato un disco, che lungo la linea di vista appare edge-on, caratterizzato da momento angolare. Un'ulteriore spiegazione ipotizza che la barra potrebbe essere un disco che si è formato a seguito di un merger con una galassia nana, estremamente rare nel centro dei cluster, o addirittura con un cluster più piccolo. Dallo studio di questa barra risulta che essa sia in quasi-equilibrio di pressione con l'ambiente che la circonda e l'alta luminosità X sia dovuta alla bassa temperatura ma alta densità che la caratterizza (Reynolds, Casper e Heinz, 2008).

Una ulteriore spiegazione alle caratteristiche di Abell 4059 viene proposta in Choi et al., 2004: l'asimmetria presente nel centro di Abell 4059 potrebbe essere stata causata da un moto di bulk del gas in raffreddamento. In questo scenario la barra sarebbe localizzata nel luogo in cui la radio-galassia ha iniziato ad iniettare energia ed a creare le cavità, comprimendo il flusso di ICM freddo. In questo modo la barra viene interpretata come la superficie compressa tra l'ICM freddo e la shell in espansione.

Le proprietà termiche dell'ICM su larga scala di Abell 4059 verranno discusse nel capito 4 di questa tesi.

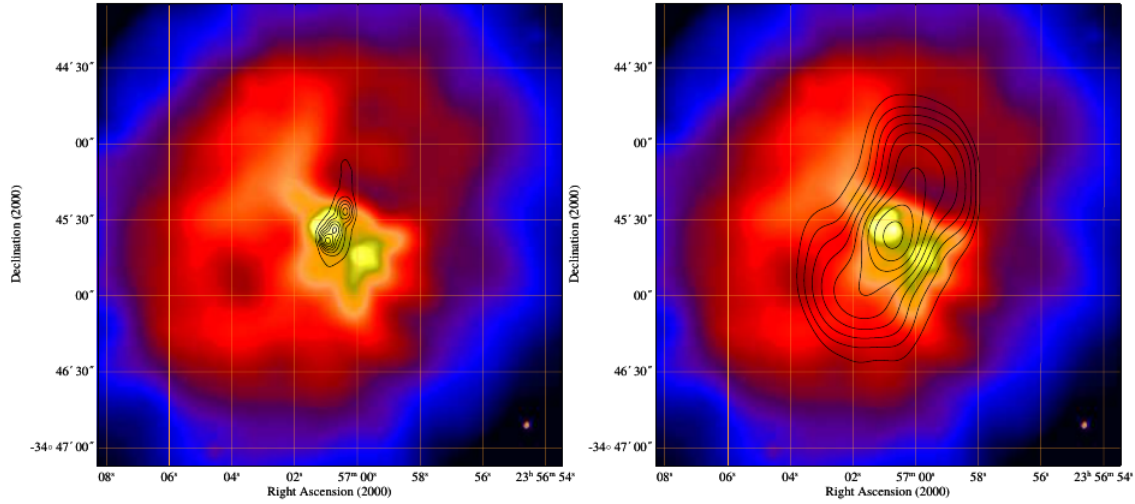


Figura 2.8: Cavità X di Abell4059 a cui sono stati sovrapposti i contorni radio VLA di PKS 2354-35 a 4.7GHz (a sinistra) e a 1.4GHz (a destra), Choi et al., 2004. A causa della mancata coincidenza tra emissione X e radio, ben visibile nella cavità a sud-est, le cavità radio vengono chiamate “ghost cavities”.

2.3 Obiettivi di questo lavoro di tesi

In questo lavoro di tesi verrà presentato il primo studio in banda X di JO194, la cui emissione è stata analizzata, in precedenza, principalmente nel range di frequenze di MUSE(4650–9300Å) ed in H α (6563Å). Attraverso l’analisi si vuole indagare sull’origine dell’emissione X diffusa di questa galassia per comprendere se essa sia dovuta solo alla formazione stellare o anche all’interazione tra ICM ed ISM. Grazie all’alta statistica, fornita dall’osservazione Chandra (ObsID 5785, PI: Reynolds), si è potuto testare diversi modelli che fanno riferimento a fenomeni fisici differenti per cercare di comprendere come JO194, sottoposta a ram pressure stripping, venga influenzata da questo processo. Attraverso questi modelli si è cercato di comprendere il processo di interazione tra ISM e ICM, le conseguenze che questo ha sull’evoluzione della galassia e quale sia l’origine dell’emissione X analizzata. Inoltre, attraverso l’analisi X e le informazioni ottenute dall’osservazione MUSE, è stato possibile confrontare le caratteristiche di JO194 con quelle di altre jellyfish del campione GASP (JO201 e JW100) in modo tale da evidenziare quali sono i punti in comune e di differenza tra di esse.

Capitolo 3

Riduzione dei dati Chandra

Il lavoro di analisi, di cui tratta questa Tesi, è stato svolto a partire da un'osservazione in banda X effettuata dal telescopio spaziale *Chandra X-ray Observatory*. In questo capitolo verrà trattata la riduzione dei dati, necessaria per poter procedere nella successiva analisi spettrale dell'ICM, che caratterizza Abell 4059 e che ricopre un ruolo fondamentale nella descrizione del fenomeno di stripping, e delle diverse componenti della galassia JO194.

3.1 Chandra X-ray Observatory

Il telescopio NASA *Chandra X-ray Observatory*¹ è un telescopio spaziale utilizzato per rivelare l'emissione X proveniente da alcune delle sorgenti più calde dell'universo come stelle esplose, ammassi di galassie e materia in accrescimento sui buchi neri. Visto che l'atmosfera assorbe i raggi X, il telescopio si trova in orbita ad un'altezza di 139000 km dalla superficie terrestre.

Chandra è costituito da 4 specchi paraboloidi ed iperboloidi concentrici necessari per convogliare i fotoni in un unico punto, detto fuoco nel piano focale, dove vengono registrati. La radiazione X, per essere riflessa e guidata sul fuoco, deve incidere sulla superficie degli specchi con un angolo molto piccolo, in particolare, esso deve essere più piccolo di un angolo critico che è inversamente proporzionale all'energia del fotone stesso: $\theta_{crit} \propto \frac{\sqrt{\rho}}{E}$, dove ρ rappresenta la densità del mezzo con cui è costituito lo specchio ed E è l'energia del fotone che viene riflesso.

Nel caso di Chandra, il quale è lo strumento più performante che attualmente si ha a disposizione con una risoluzione angolare di 0.5 arcsec, i 4 specchi sono in una configurazione particolare chiamata *Wolter 1*, mostrata in Figura 3.1, e sono stati ricoperti dall'iridio, il quale è un materiale altamente riflettente. L'intera struttura, mostrata nell'immagine 3.1, viene chiamata *High Resolution Mirror Assembly* (HRMA).

¹Per maggiori informazioni consultare il sito: <https://chandra.harvard.edu/about/>

I fotoni incidenti, con un angolo inferiore all'angolo critico, vengono convogliati in un foro del fuoco nel quale sono collocati due strumenti: l'*Advanced CCD Imaging Spectrometer* (ACIS) e l'*High Resolution Camera* (HRC)².

L'ACIS è costituito da un array di 10 CCD divisi in due gruppi: l'ACIS I, composto da 4 *front-illuminated* CCD disposti in modo da formare un quadrato ed utilizzato per osservare sorgenti estese (può osservare aree di cielo estese fino a $16 \text{ arcmin} \times 16 \text{ arcmin}$) e ad alta energia (2.0–7.0 keV), e l'ACIS S, composto da 2 CCD *back-illuminated* e 4 *front-illuminated* ed utilizzato per osservare sorgenti poco estese (un'area di $8 \text{ arcmin} \times 8 \text{ arcmin}$ è sufficiente) che emettono principalmente in banda soft X (la banda soft X è 0.5–2.0 keV). La diversa disposizione e tipologia dei CCD fa sì che essi vengano utilizzati per osservare sorgenti e aree di cielo diverse. Attraverso questo strumento è possibile rivelare l'energia, la posizione ed il numero dei fotoni incidenti.

L'HRC rileva i fotoni riflessi tramite l'utilizzo di 8 specchi. I primi componenti sono 2 *Micro-Channel Plates* (MCP) che consistono in un insieme, di 10 cm^2 , di 69 milioni di piccoli tubi di vetro piombo-ossido. I tubi sono rivestiti da un materiale speciale in grado di rilasciare elettroni quando in essi sono convogliati i fotoni X. Tali elettroni vengono poi portati ad alto voltaggio e, quando lasciano i tubi, il loro segnale elettrico viene registrato grazie a una griglia di cavi, in questo modo si può ricostruire con precisione da dove provengano i fotoni incidenti.

Oltre a questi strumenti, su Chandra sono presenti due spettrometri ad alta risoluzione: l'*High Energy Transmission Grating Spectrometer* (HETGS) e il *Low Energy Transmission Grating Spectrometer* (LETGS). Entrambi vengono posizionati dietro gli specchi per diffrangere i raggi X in base alla loro energia.

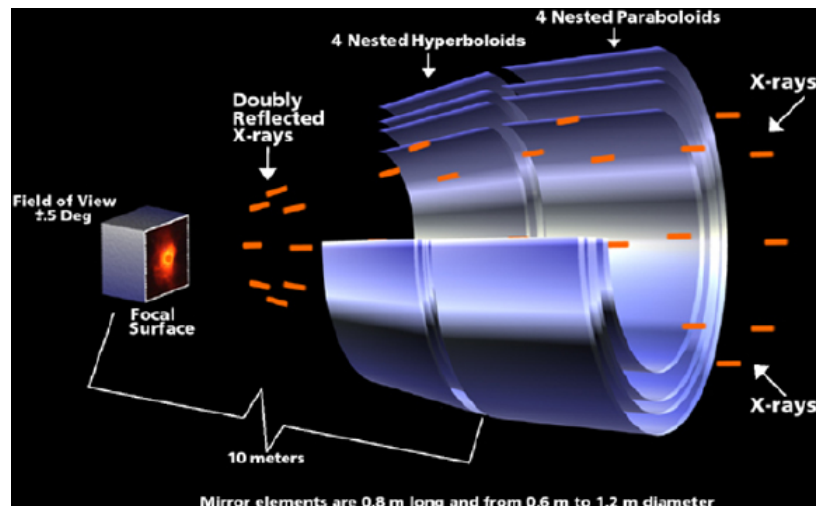


Figura 3.1: Struttura dell'High Resolution Mirror Assembly (HRMA) di Chandra.

²Per maggiori informazioni consultare il seguente sito: https://chandra.harvard.edu/about/science_instruments.html

3.2 Caratteristiche dell'osservazione

L'osservazione ID 5785 (PI: Reynolds e tempo di esposizione pari a 92.12 ks) è stata utilizzata durante il lavoro di analisi ed è reperibile all'interno del *Chandra Data Archive*³. Essa risale al 26/01/2005 ed è stata richiesta (da Christopher S. Reynolds il quale ha successivamente analizzato questo dataset, insieme ad altri meno recenti) per studiare le cavità X nel centro di Abell 4059 e le caratteristiche dell'asimmetria nell'ICM causate da un fenomeno di stripping molto rapido Reynolds, Casper e Heinz, 2008. Il dataset è stato ottenuto tramite l'utilizzo dell'*Advanced CCD Imaging Spectrometer* ACIS. In particolare sono stati utilizzati i CCD S1,S2 e S3 dello strumento ACIS-S e i CCD I2, I3 appartenenti ad ACIS-I, tutti impostati nella modalità VFAINT. Nel corso di questa analisi si farà riferimento solo al CCD S3 (*ccdid* = 7) in quanto tutti gli altri si trovano fuori dal campo di vista di interesse.

Una volta scaricati i dati d'archivio, caratterizzati dalla struttura standard delle osservazioni Chandra, e contenuti in due cartelle: *primary*, all'interno della quale sono presenti i dati riprocessati dal team Chandra, e *secondary*, contenente quelli grezzi ottenuti durante l'osservazione, è stato deciso di utilizzare il contenuto di quest'ultima ed eseguire i passaggi necessari per ottenere una calibrazione corretta⁴.

Per riprocessare e calibrare i dati è stata utilizzata la versione 4.13 del software **Chandra Interactive Analysis of Observations**(CIAO), realizzato da *Chandra X-Ray Center* appositamente per analizzare i dati X del telescopio Chandra, e la versione 4.9.4 del database di calibrazione CALDB.

3.3 Riduzione dei dati

3.3.1 Preparazione dei dati

Lo script di **CIAO**, necessario per poter processare correttamente i dati di partenza, è *chandra_repro*. Tale script legge i dati contenuti all'interno delle cartelle *primary* e *secondary* e crea un file eventi di secondo livello a cui viene applicata la calibrazione più recente e a cui vengono tolti i *bad pixels* i quali vengono, a loro volta, salvati in un file il cui suffisso è *bpx2.evt*. Visto che la modalità con cui è stata svolta l'osservazione è VFAINT, è stata specificata l'opzione *check_vf_pha=yes* tra i parametri che *chandra_repro* supporta, in questo modo vengono filtrati potenziali eventi di background i cui pixel contengono un valore maggiore della soglia predefinita.

Tramite l'utilizzo del software *ds9*⁵, si è andato ad individuare su quali CCD fosse localizzata l'emissione dell'ammasso, necessaria per poter caratterizzare l'ICM, come verrà

³Si può accedere all'archivio pubblico e scaricare gratuitamente le osservazioni desiderate tramite il sito: <https://cda.harvard.edu/chaser/>

⁴Per eseguire il riprocessamento è stata seguita la guida ufficiale del software **CIAO** reperibile sul sito https://cxc.cfa.harvard.edu/ciao/guides/acis_data.html

⁵È possibile scaricare il software gratuitamente dal sito: <https://sites.google.com/cfa.harvard.edu/saomageds9>

mostrato nel paragrafo 4.2.3, e la galassia di interesse JO194.

In figura 3.2 viene mostrato il file eventi ottenuto utilizzando lo script *chandra_repro* e, come si può notare, l'emissione dell'ammasso è principalmente concentrata nel CCD in alto a sinistra, S3, all'interno del quale è contenuta anche la galassia JO194.

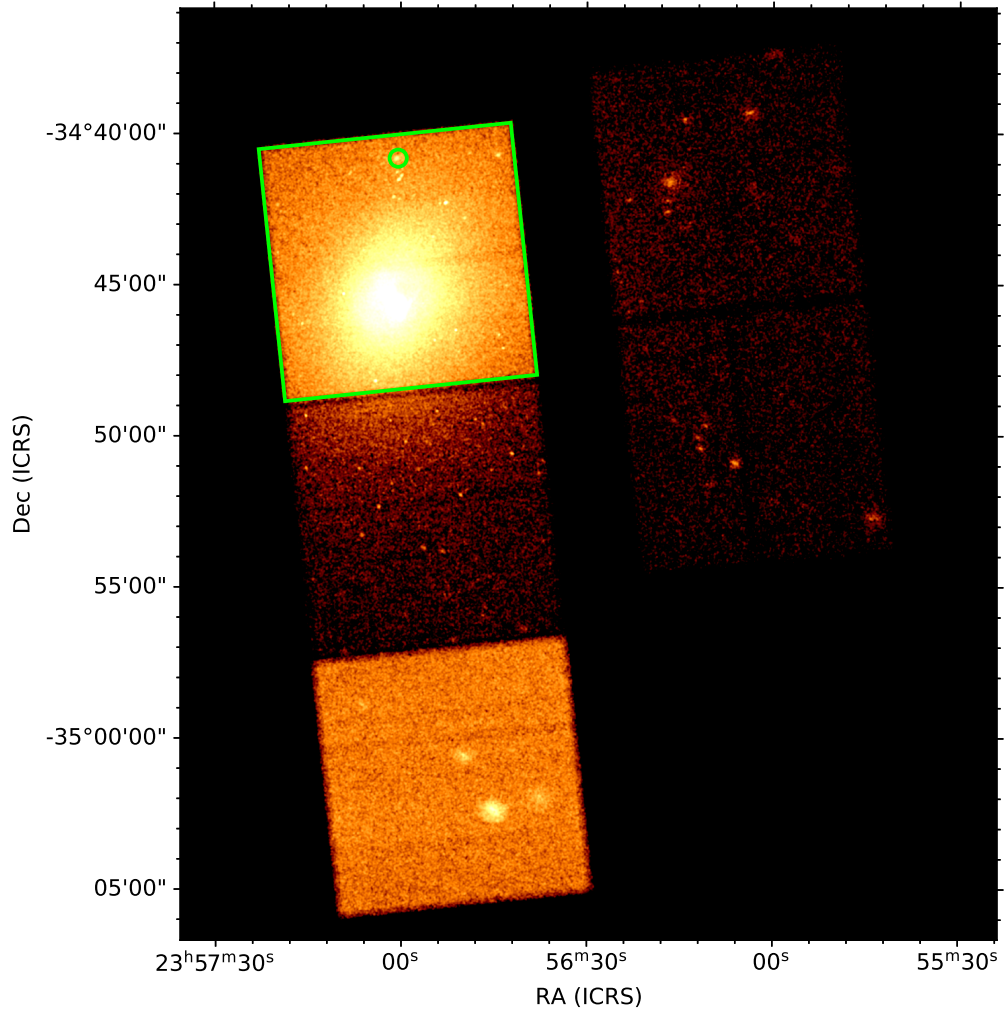


Figura 3.2: File eventi ottenuto in seguito al riprocessamento dei dati in banda 0.5 – 10.0 keV. Il campo di vista di interesse si trova nel CCD in alto a sinistra che contiene gran parte dell'emissione del centro dell'ammasso e JO194, anch'essa evidenziata in verde.

3.3.2 Correzione Astrometrica

La correzione dell'astrometria è necessaria nel momento in cui si vuole confrontare il risultato ottenuto dall'analisi del dataset in banda X con i risultati di altre bande dello spettro elettromagnetico a più alta risoluzione angolare. Infatti, se non si eseguisse questo passaggio, l'errore legato all'astrometria potrebbe non permettere un confronto affidabile tra le osservazioni in bande diverse a causa di un mancato allineamento delle sorgenti puntiformi. Per questo motivo si consiglia di eseguire la correzione ogniqualvolta si abbia una osservazione X contenente sorgenti puntiformi, la cui posizione è ben conosciuta dalla rispettiva controparte in una qualsiasi altra banda, in questo modo è possibile ottenere

un'astrometria assoluta con un'accuratezza di $0.1 - 0.2$ arcsec. Nel caso di questa trattazione, nel capitolo 5 si confronterà il risultato ottenuto in banda X con quello ottenuto in banda ottica, in particolare l'emissione $H\alpha$, che è caratterizzata da una risoluzione spaziale maggiore (0.2 arcsec).

L'accuratezza di puntamento del telescopio Chandra è dell'ordine di 0.4 arcsec. Per migliorarla si può confrontare l'immagine ottenuta con un catalogo, in genere ottico, di precisione maggiore.

Il procedimento eseguito⁶ per il dataset X ObsID 5785 è il seguente:

- attraverso il comando **CIAO** *fluximage* è stata creata una mappa di esposizione (*exposure map*) in unità di [conteggi \cdot cm² \cdot s \cdot fotoni⁻¹] in banda **broad** (0.5 – 7.0 keV), in quanto in questo range di energia l'area efficace di Chandra è maggiore di 100 cm². Quindi tale mappa è un'immagine dell'area efficace dello strumento proiettata in ogni punto del cielo che tiene conto di alcuni effetti di movimento dello strumento (tali informazioni si trovano nell'aspect solution file), grazie a questa possiamo convertire un'immagine in unità di conteggi in una in unità di flusso;
- tramite *mkpsfmap*, con enclosed counts fraction pari al 90% ed energia pari a 2.3 keV, è stata realizzata una mappa contenente la dimensione della PSF in ogni pixel dell'immagine, grazie a questa è possibile caratterizzare al meglio l'estensione delle sorgenti puntiformi che verranno individuate nel prossimo passaggio e distinguerla da quelle estese;
- con lo script *wavdetect* sono state identificate le sorgenti puntiformi contenute nell'osservazione e attraverso l'uso dello script *reproject_aspect* sono state confrontate con il catalogo ottico **USNO-A2.0**.⁷ Le sorgenti puntiformi vengono individuate dallo script correlando l'immagine con brevi oscillazioni (*wavelets*) di diversa scala.

Una volta sovrapposta l'immagine X con il catalogo ottico sopracitato, sono state calcolate le correzioni necessarie per allineare le sorgenti. In particolare, con *wavdetect* vengono calcolati diversi parametri di trasformazione e vengono applicati al file eventi quelli che minimizzano la distanza tra le sorgenti puntiformi individuate a quelle del catalogo. Questa procedura è necessaria in quanto il telescopio Chandra può cambiare la posizione dell'asse ottico in cielo durante le osservazioni, per fare in modo che la PSF sia campionata al meglio durante l'osservazione. A causa di questo moto (*dithering motion*), i fotoni provenienti da uno stesso punto vengono registrati in punti differenti del detector. Inoltre la correzione dell'astrometria tiene conto di altri effetti come: la distorsione della luce e la rotazione del detector a causa della geometria che si è assunta durante l'osservazione.

⁶Per maggiori informazioni consultare il sito https://cxc.cfa.harvard.edu/ciao/threads/reproject_aspect/

⁷USNO è l'acronimo di *United States Naval Observatory*.

3.3.3 Correzione dei Flares di background

Un fenomeno che può compromettere notevolmente il valore scientifico di un'osservazione è la presenza di flares di background, la cui natura ancora oggi non è ben chiara ma che generalmente si attribuisce a una sovrabbondanza di particelle cariche in banda soft. Tali flares vengono osservati ovunque nell'orbita e causano un aumento del tasso di conteggi fino a un fattore dell'ordine di 100 conteggi \cdot s⁻¹, per questo motivo è necessario individuare gli intervalli di tempo in cui essi sono presenti e rimuoverli. Tale procedura può ridurre il tempo di esposizione dell'osservazione ma, in questo modo, non è più presente un aumento improprio del rapporto segnale-rumore (S/N).

La procedura di eliminazione dei flares⁸ si divide in due fasi: prima di tutto viene estratta una curva di luce, mostrata in figura 3.3, per ogni chip dell'osservazione, ovvero un grafico rappresentante il numero di conteggi in funzione del tempo, tramite l'utilizzo dello script *dmextract*; poi, in questa curva, vengono identificati ed eliminati gli intervalli di tempo in cui sono presenti i flares tramite la routine *lc_sigma_clip*.

In questa fase del lavoro di analisi, è stato fornito a *dmextract* il file eventi corretto astrometricamente a cui sono state sottratte tutte le sorgenti puntiformi individuate da *wavdetect* e una regione contenente l'emissione del centro dell'ammasso, in questo modo lo script estrae la curva di luce sulla sola emissione di background. Inoltre è stata impostata una dimensione del bin temporale pari a 259.28 s. Attraverso l'utilizzo di *lc_sigma_clip* è stato realizzato un file *.gti* contenente gli intervalli in cui è stata identificata una anomalia del count rate del background, il quale è stato poi utilizzato per realizzare un file eventi astrometricamente corretto e senza flares attraverso l'utilizzo del comando **CIAO** *dmcopy*.

A seguito di questa procedura il tempo di esposizione di ogni chip è risultato ridotto e dell'ordine di 91.3 ks. Nel caso del ccd di interesse (CCD id 7), il tempo di esposizione è diventato pari a 91.36 ks, ovvero il tempo iniziale è stato ridotto dello 0.8%.

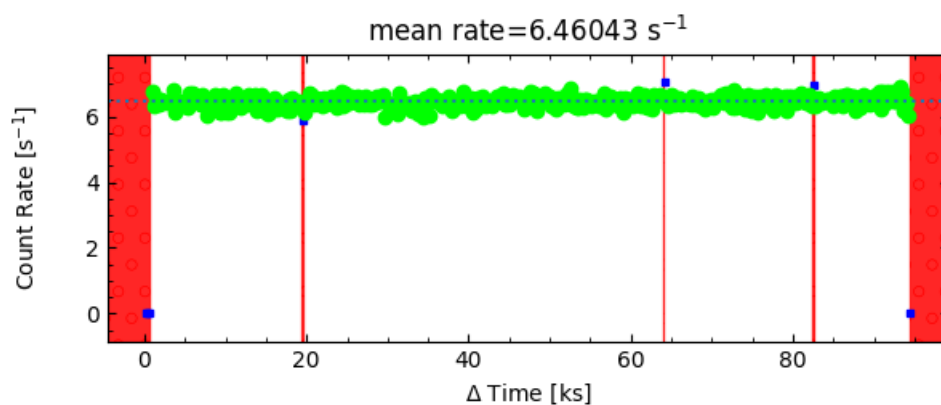


Figura 3.3: Curva di luce del background in cui, in verde, sono mostrati i punti che fanno parte dell'intervallo di tempo non contaminato dai flares, in rosso invece vengono evidenziati gli intervalli di tempo che vengono tolti.

⁸La procedura seguita è consultabile sul sito https://cxc.cfa.harvard.edu/ciao/threads/filter_ltcrv/

3.4 Analisi del background

Il metodo convenzionale per determinare il background consiste nello studio di una regione dell’osservazione relativamente priva di sorgenti puntiformi. Nel caso del dataset analizzato, che riguarda l’ammasso Abell 4059 la cui emissione diffusa potrebbe raggiungere anche le zone esterne del chip, non è possibile stimare il background attraverso la procedura standard. In casi come questo, in cui si analizzino sorgenti estese, sono stati realizzati dall’ACIS Calibration team i dataset ACIS *Blank-Sky* per avere una stima del background. Tali file di background sono stati realizzati sommando set di osservazioni eseguite su ampie zone relativamente vuote di cielo, in condizioni di elevata altitudine galattica e di bassa emissione soft-X, in questo modo *Blank-Sky* tiene conto delle seguenti componenti di background: il rumore dello strumento, la componente riflessa, il fondo cosmico di emissione X e le particelle cariche ad alta energia.

Il procedimento che è stato eseguito per ottenere una stima e la normalizzazione del background è il seguente⁹:

- Attraverso l’aiuto del comando *skyfov*, che crea un file *.reg* contenente i contorni dei diversi CCD dell’osservazione, è stato individuato il chip che racchiude JO194 (CCD 7);
- Tramite lo script *Blank-Sky*, che analizza i dataset sopracitati, è stato realizzato un file di background contenente solo il CCD 7 (tempo di esposizione pari a $4.5 \cdot 10^5$ s);
- Sono state realizzate due immagini nella banda 9 – 12 keV, nella quale ci aspettiamo che l’emissione delle sorgenti sia trascurabile e che siano presenti fotoni di background generati da fenomeni estremamente energetici, come nuclei galattici attivi, gamma ray burst e supernovae, avvenuti all’esterno dell’ammasso. La prima è stata ottenuta a partire dal file eventi corretto astrometricamente e privo di flares, contenente solo il CCD di interesse, mentre la seconda è stata estratta dal file di background ottenuto con *Blank-Sky*;
- Per quanto riguarda la normalizzazione del background, avendo notato che i count rate ed i tempi di esposizioni delle due immagini sono leggermente diversi, abbiamo calcolato un fattore di correzione F a partire dalla seguente relazione:

$$\text{Rate}_{9-12 \text{ keV}}^{\text{obs}} = F \cdot \text{Rate}_{9-12 \text{ keV}}^{\text{bkg}} \quad (3.1)$$

Dove $\text{Rate}_{9-12 \text{ keV}}^{\text{obs}}$ e $\text{Rate}_{9-12 \text{ keV}}^{\text{bkg}}$ sono rispettivamente i count rate dell’immagine dell’osservazione e del background nella banda 9 – 12 keV.

Successivamente, per far sì che i count rate fossero uguali, è stato modificato il tempo di esposizione dell’immagine di background, il quale va inserito nell’opportuna keyword all’interno del file eventi ottenuto dal *Blank-Sky*, tramite il comando

⁹É possibile consultare la procedura seguita sul sito <https://cxc.harvard.edu/ciao/threads/acisbackground/>

dmhedit, stimato utilizzando la seguente relazione:

$$t'_{\text{bkg}} = \frac{t_{\text{bkg}}}{F} \quad (3.2)$$

In cui t'_{bkg} è il tempo di esposizione corretto, pari a $3.85 \cdot 10^5$ s e t_{bkg} è il tempo di esposizione dell'immagine di background.

In conclusione è stata realizzata un'immagine in banda broad (0.5 – 7.0 keV) corretta astrometricamente, ripulita dai flares e corretta dal background, attraverso l'utilizzo dello script *dmimgcalc* e della seguente relazione:

$$\frac{\text{Imm_obs} - (\text{Imm_bkg} \cdot 0.24)}{\text{Exposure_map_broad}}$$

In cui *Imm_bkg* rappresenta l'immagine di background a cui è stato inserito il tempo di esposizione corretto, *Imm_obs* è l'immagine dell'osservazione corretta astrometricamente e senza flares e *Exposure_map_broad* è la mappa di esposizione in banda broad. La costante 0.24 è il fattore di correzione definito dal seguente rapporto $\frac{t_{\text{obs}}}{t_{\text{bkg}}}$, dove t_{obs} è il tempo di esposizione dell'osservazione.

In figura 3.4 viene mostrata l'immagine ottenuta a seguito dell'analisi che è stata proposta in questo capitolo.

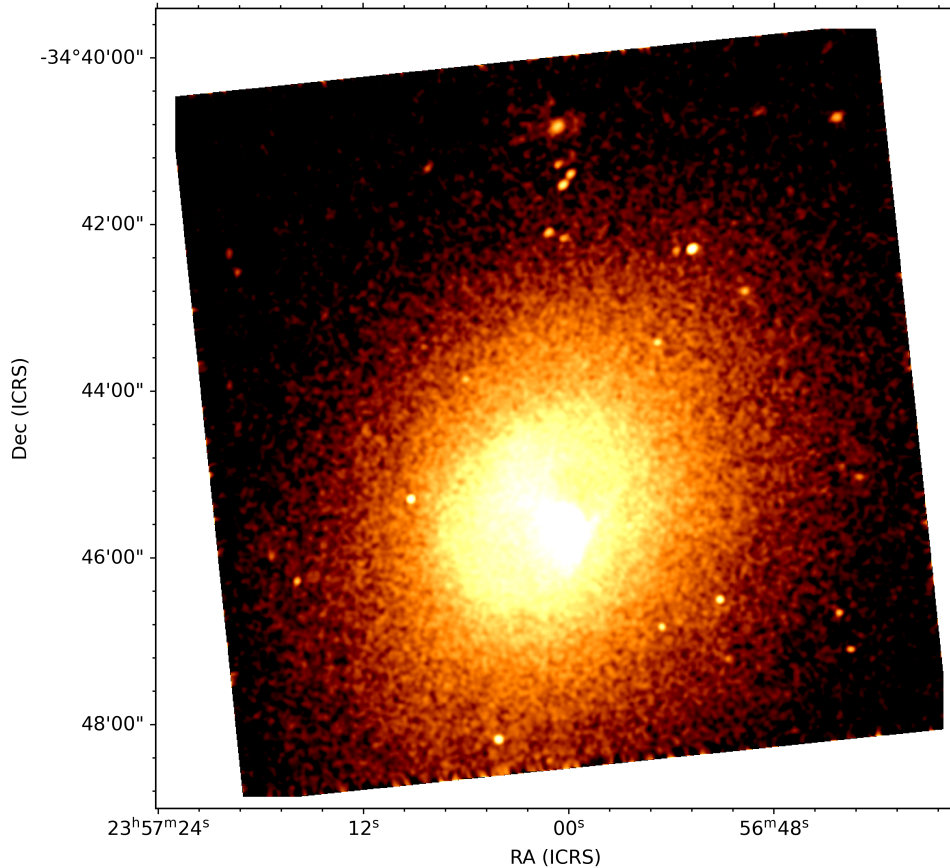


Figura 3.4: Immagine contenente solo il CCD di interesse, astrometricamente corretta, senza flares, sottratta dal background.

Capitolo 4

Analisi delle proprietà termiche di Abell 4059

In questo capitolo verrà trattata l'analisi svolta per caratterizzare le proprietà termiche, quali densità, temperatura e metallicità, dell'ammasso Abell 4059, necessaria per poter riuscire ad avere un quadro completo dell'ambiente con cui JO194 interagisce e per poter dedurre alcuni tasselli fondamentali del fenomeno di *ram pressure stripping* a cui è sottoposta.

Nella prima parte di questa trattazione verrà analizzato il profilo di brillantezza superficiale radiale dell'ammasso ottenuto attraverso l'utilizzo del software **CIAO** e dell'ambiente *sherpa*, il quale permette di eseguire dei fit dei dati a disposizione con modelli che includono una o più componenti; nella seconda parte verrà introdotta l'analisi spettrale eseguita e verranno mostrati i profili ottenuti delle diverse grandezze fondamentali per caratterizzare l'ICM.

4.1 Profilo di brillantezza superficiale in banda X

Per poter ricavare il profilo di densità elettronica dell'ICM è necessario analizzare la brillantezza superficiale dell'emissione X. Infatti da quest'ultima è possibile ottenere la densità elettronica tramite deproiezione, come indicato in J. Grindlay A. C. Fabian, 1981.

Nelle prossime sezioni, di questo capitolo, verrà estratto il profilo radiale di brillantezza superficiale e verrà eseguito un fit su di esso con un modello che rappresenta la distribuzione della densità dell'ICM, ritenuta fisicamente corretta per il caso analizzato.

In questo lavoro di analisi sono stati eseguiti due fit, sul solo CCD di interesse (CCD 7), utilizzando come modello un solo β -model (Cavaliere e Fusco-Femiano, 1976), il cui significato fisico è stato esposto nel paragrafo 1.3.3): un fit del profilo radiale di brillantezza superficiale dell'ammasso mediato azimutalmente, utile per conoscere come questa grandezza varia dal centro fino alla fine del CCD, ed un fit bidimensionale, sottraendo il quale è stato possibile caratterizzare la morfologia caratteristica di JO194. Entrambi i fit sono

stati centrati sulle coordinate del centro dell'ammasso ($RA : 23 : 57 : 01.065$, $Decl : -34 : 45 : 33.28$) in accordo con quelle riportate nell'archivio *ACCEPT*¹.

4.1.1 Analisi del profilo radiale di brillantezza superficiale mediato azimutalmente

Per ottenere la brillantezza superficiale è necessario realizzare una serie di anelli concentrici, centrati nelle coordinate del centro dell'ammasso, da ognuno dei quali si misura la brillantezza superficiale e se ne ricostruisce il profilo in funzione del raggio. Dato il profilo si può eseguire un fit con uno specifico modello analitico, in questo modo si ha un'evidenza dell'estensione e dell'andamento radiale dell'emissione².

Per fare ciò, a partire dal file in conteggi non corretto dal background, privo di sorgenti puntiformi ed in banda *broad* (0.5–7.0 keV), è stata realizzata una regione composta da 40 anelli concentrici, centrati nel centro dell'ammasso, di spessore pari a 3.8 arcsec, come mostrato in figura 4.1. Inoltre, per sottrarre alla brillantezza il contributo dovuto al background sono state utilizzate le stesse regioni concentriche, centrate nel centro dell'ammasso, sull'immagine del background con il tempo di esposizione corretto e scalato correttamente, ovvero moltiplicato per il fattore di correzione calcolato nella sezione 3.4. A questo punto, grazie alla task di CIAO *dmextract* è stato estratto il profilo radiale, utilizzando le regioni sopracitate, una mappa di esposizione in banda *broad* ed il background scalato, privo di sorgenti puntiformi. Grazie al pacchetto *sherpa* è stato, successivamente, eseguito un fit del profilo attraverso l'utilizzo di un solo β - *model*; i parametri ottenuti sono i seguenti: $\beta = 0.51 \pm 0.01$ e raggio di core $r_c = 54.01 \pm 0.82$ arcsec = 50.85 ± 0.77 kpc, consistenti con i risultati ottenuti dall'articolo di Huang e Sarazin, 1998, usato come riferimento in questa fase di analisi. In questa analisi 1 arcsec corrisponde a 0.94 kpc

L'immagine 4.2 mostra il profilo di brillantezza superficiale in funzione del raggio di Abel 4059 con il rispettivo fit eseguito utilizzando la seguente relazione:

$$S_X(R) = \frac{S_{X,0}}{[1 + (R/r_c)^2]^{3\beta-0.5}} \quad (4.1)$$

dove $S_{X,0}$ rappresenta la brillantezza superficiale centrale, r_c è il raggio di core e β è il seguente insieme di costanti $\frac{n(r)}{n_0} = \left[\frac{\rho_*(r)}{\rho_{*,0}} \right]^\beta$ definito nella sezione 1.3.3. Questo modello è ottimo per descrivere i sistemi autogravitanti e per poter tracciare la buca di potenziale totale in cui si trovano.

4.1.2 Analisi del modello bidimensionale

Dall'immagine corretta e sottratta dal background ottenuta mediante i passaggi mostrati nella sezione 3.4, è stata estratta una regione ellissoidale centrata nel centro del-

¹Il sito dell'archivio *ACCEPT* è il seguente: <https://web.pa.msu.edu/astro/MC2/accept/clusters/5785.html>.

²Questo procedimento è stato svolto seguendo il thread disponibile nel sito: https://cxc.cfa.harvard.edu/ciao/threads/radial_profile/.

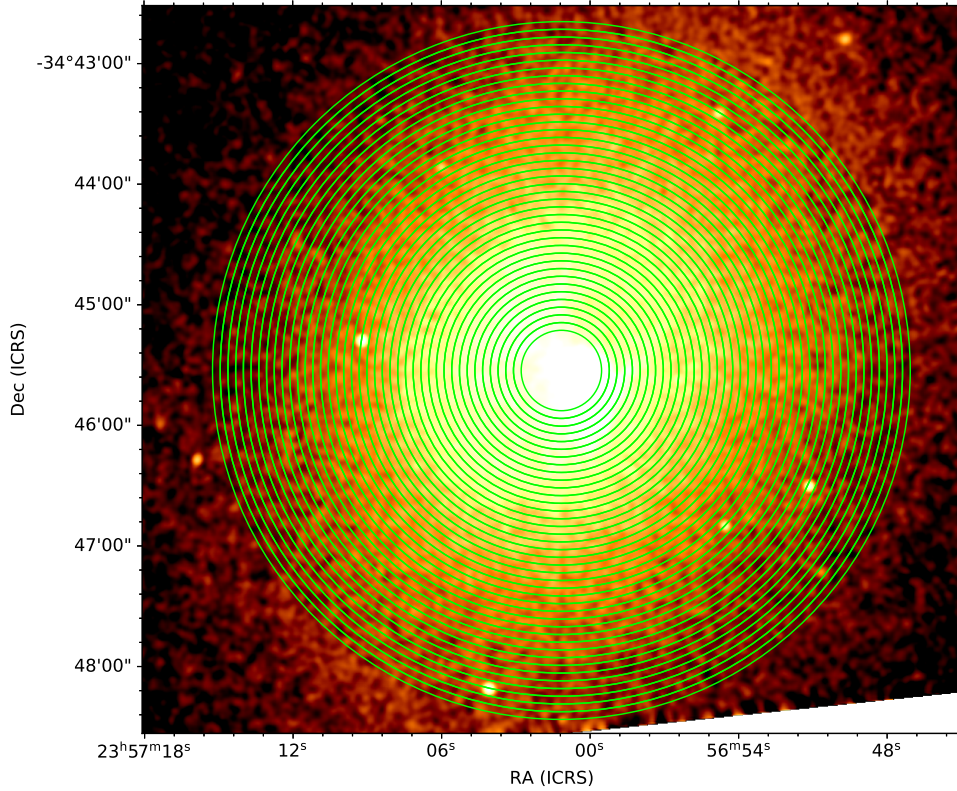


Figura 4.1: Regione di estrazione per lo studio della brillantezza superficiale dell'ICM composta da 40 anelli concentrici centrati nel centro dell'ammasso.

l'ammasso, contenente JO194 e senza le sorgenti puntiformi individuate da *wavdetect*, mostrata in Figura 4.3. In questo modo, si evita la contaminazione da parte della brillantezza di galassie dell'ammasso o da altre sorgenti che non sono legate alla distribuzione dell'ICM che si sta modellando tramite fit.

Attraverso l'ambiente *sherpa* e utilizzando come riferimento i risultati del fit del profilo radiale di brillantezza ottenuti nell'articolo citato nel paragrafo precedente 4.1.1, Huang e Sarazin, 1998, è stato eseguito un fit dei dati sulla brillantezza superficiale con un modello bidimensionale costituito da un β -model con coordinate del centro del cluster fissate. I valori dei parametri restituiti dal fit sono in linea con quelli ottenuti nel paragrafo 4.1.1 e con quelli dell'articolo sopracitato e sono: $\beta = 0.68 \pm (1.05 \cdot 10^{-21})$ ³ e raggio di core $r_c = 143.04 \pm 20.02$ kpc.

Attraverso l'utilizzo del comando CIAO *dmimgcalc* e sottraendo il modello bidimensionale trovato, si è ottenuta l'immagine dei residui dove sono evidenziate le regioni con un eccesso di brillantezza rispetto all'emissione termica dell'ICM, utile anche per riuscire a ricostruire la morfologia di JO194, come mostrato in Figura 4.4 e 4.5.

³L'errore del parametro β risulta essere molto minore di quanto ragionevolmente atteso. Questo è dovuto a difficoltà computazionali che ci impegneremo di risolvere.

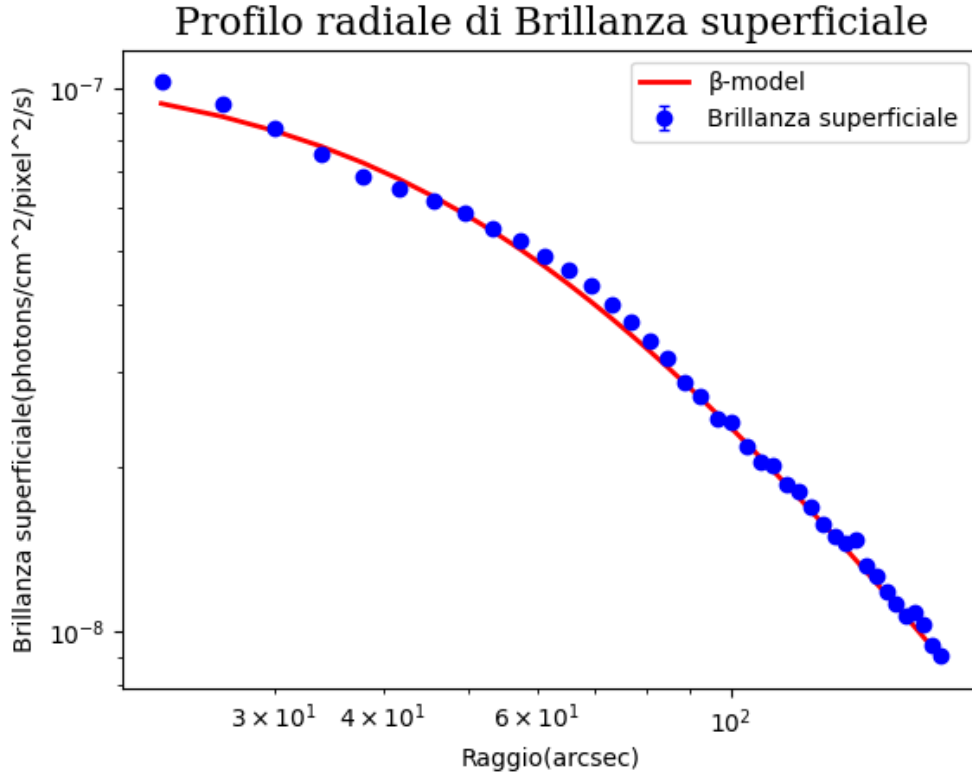


Figura 4.2: Profilo radiale di brillanza superficiale di Abell 4059, in rosso è indicato il fit eseguito con un β -model.

4.2 Analisi spettrale dell'ICM di Abell 4059

In questa sezione vengono descritti i passaggi principali per ricavare ed analizzare i profili delle proprietà termiche dell'ICM dal centro del cluster fino alle immediate prossimità di JO194. Durante questa trattazione verranno presentati i profili radiali di temperatura, pressione, densità elettronica e metallicità deproiettati necessari per caratterizzare le proprietà dell'ICM, studiarne il tipo di emissione e comprendere pienamente l'ambiente con cui JO194 è in interazione.

4.2.1 Procedimento teorico

Lo spettrometro è conosciuto come lo strumento con cui si ottengono gli spettri di una o più sorgenti puntiformi o estese di interesse. In realtà, ciò che lo spettrometro ottiene, non è lo spettro reale di una sorgente ma il numero di fotoni (C) all'interno di ogni canale di acquisizione dello strumento (I). Sapendo questo, esiste una relazione che intercorre tra lo spettro reale di una sorgente ($f(E)$) e quello osservato $C(I)$:

$$C(I) = \int f(E)R(I, E)dE \quad (4.2)$$

dove $R(I, E)$ è la risposta dello strumento la quale è proporzionale alla probabilità che un fotone di energia E sia rilevato da un canale I .

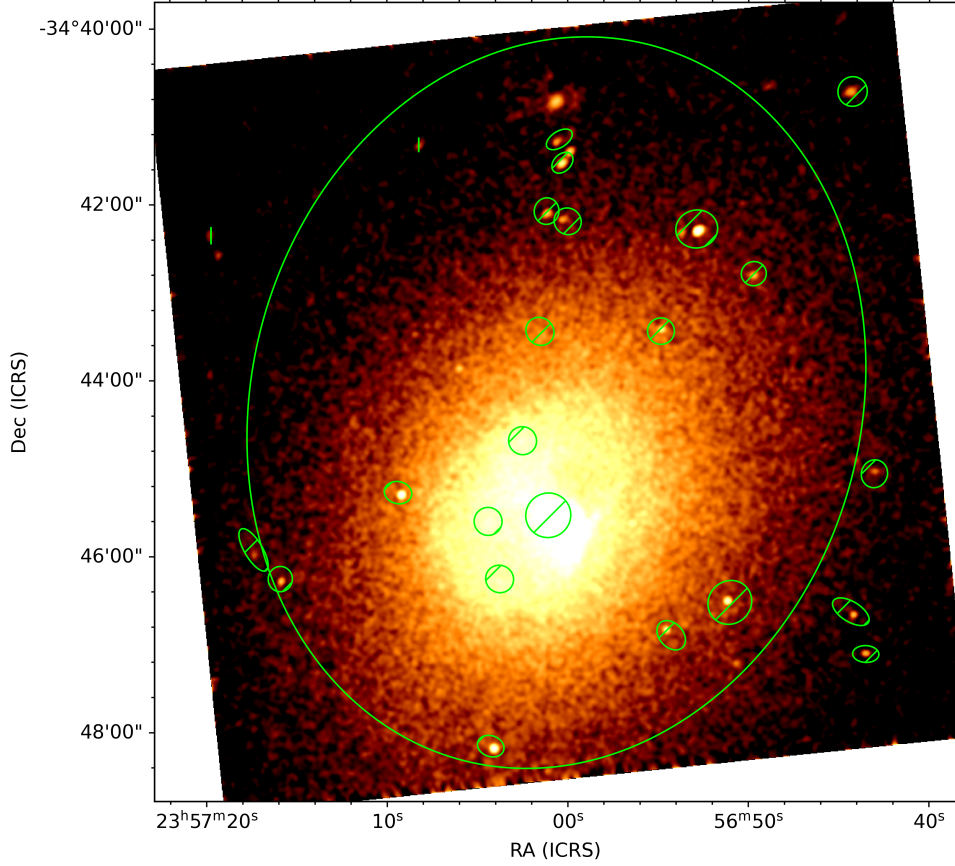


Figura 4.3: Immagine rappresentante la regione ellissoidale, con escluse quelle individuate da *wadedetect*, al cui interno è stata estratta la distribuzione di brillantezza superficiale bidimensionale.

Idealmente, l'obiettivo di un'analisi spettrale sarebbe riuscire ad ottenere lo spettro reale $f(E)$ invertendo l'equazione 4.2, purtroppo questo non è possibile in quanto il risultato è instabile e non univoco in seguito a piccoli cambiamenti nello spettro osservato.

Per questo motivo si assume a priori un modello di emissione descritto da pochi parametri e con esso si esegue un fit dei dati ottenuti dallo spettrometro. In particolare, la procedura consiste nel confronto tra i conteggi predetti dal modello ($C_p(I)$) e quelli rilevati $C(I)$; per eseguirlo i parametri del modello vengono fatti variare fino a che non si ottengono i rispettivi valori che permettono di avere il miglior fit possibile $f_b(E)$ (best-fit).

Per verificare che il risultato ottenuto sia effettivamente il best-fit per riprodurre i dati, viene utilizzata la statistica del χ^2 , definita nel seguente modo:

$$\chi^2 = \sum \frac{(C(I) - C_p(I))^2}{(\sigma(I))^2} \quad (4.3)$$

dove $\sigma(I)$ è l'errore associato al canale I , in genere $\sqrt{C(I)}$.

Una volta ottenuto il best-fit, è necessario verificare se effettivamente $f_b(E)$ riproduce correttamente lo spettro osservato $C(I)$. Per fare ciò, si calcola il χ^2 ridotto (χ_r^2) attraverso il rapporto tra χ^2 e i gradi di libertà (dof). Se il valore di χ_r^2 è contenuto nel seguente intervallo:

$$\frac{dof - f \cdot \sigma_x}{dof} < \chi_r < \frac{dof + f \cdot \sigma_x}{dof} \quad (4.4)$$

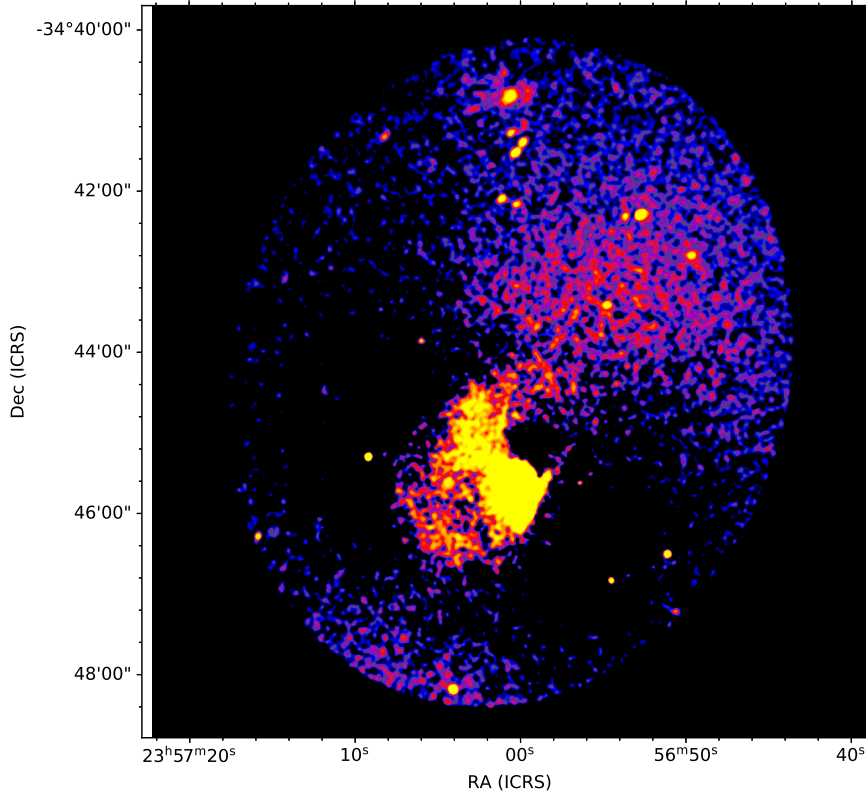


Figura 4.4: Immagine X dei residui del CCD di interesse in seguito alla sottrazione del modello bidimensionale ottenuto durante l’analisi della brillantezza superficiale. La figura è in banda 0.5 – 7.0 keV.

(dove $\sigma_\chi = \sqrt{2 \cdot dof}$ è la deviazione standard e f viene chiamato *coverage factor*), il modello risulta valido e riporta gli errori in modo corretto. Se il valore ottenuto è maggiore del limite superiore dell’intervallo, allora il modello non è appropriato a descrivere lo spettro; mentre se è più piccolo del limite inferiore, gli errori potrebbero essere sovrastimati. Ovviamente, se il numero totale di conteggi di uno spettro non è elevato, si possono trovare più modelli adatti a riprodurre lo spettro osservato.

Ottenuto il best-fit, è possibile stimare il livello di confidenza dei suoi parametri e ricavarne i rispettivi errori. Il livello di confidenza si ottiene andando a variare il parametro di interesse fino ad ottenere un certo incremento del χ^2 rispetto al valore minimo riportato dal fit. L’incremento dipende livello di confidenza richiesto e dal numero di parametri in cui esso viene calcolato (si guardi, per esempio, la Tabella 1 di Avni, 1976). Nel caso di questa analisi, gli errori mostrati si riferiscono ad un livello di confidenza del del 68% che corrisponde a $1\sigma^4$.

In questo lavoro di Tesi verrà utilizzata, nell’analisi di JO194 (nel capitolo 5), la statistica di Cash visto che il numero di conteggi non è costante su tutta la sorgente e determinate regioni risultano con minore statistica. Inoltre, essa risulta essere una buona approssimazione nel caso in cui si abbiano fotoni rivelati con i moderni CCD. Essa fa riferimento a una distribuzione Poissoniana di dati la cui probabilità di ottenere un

⁴Per maggiori informazioni consultare il sito <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node10.html>

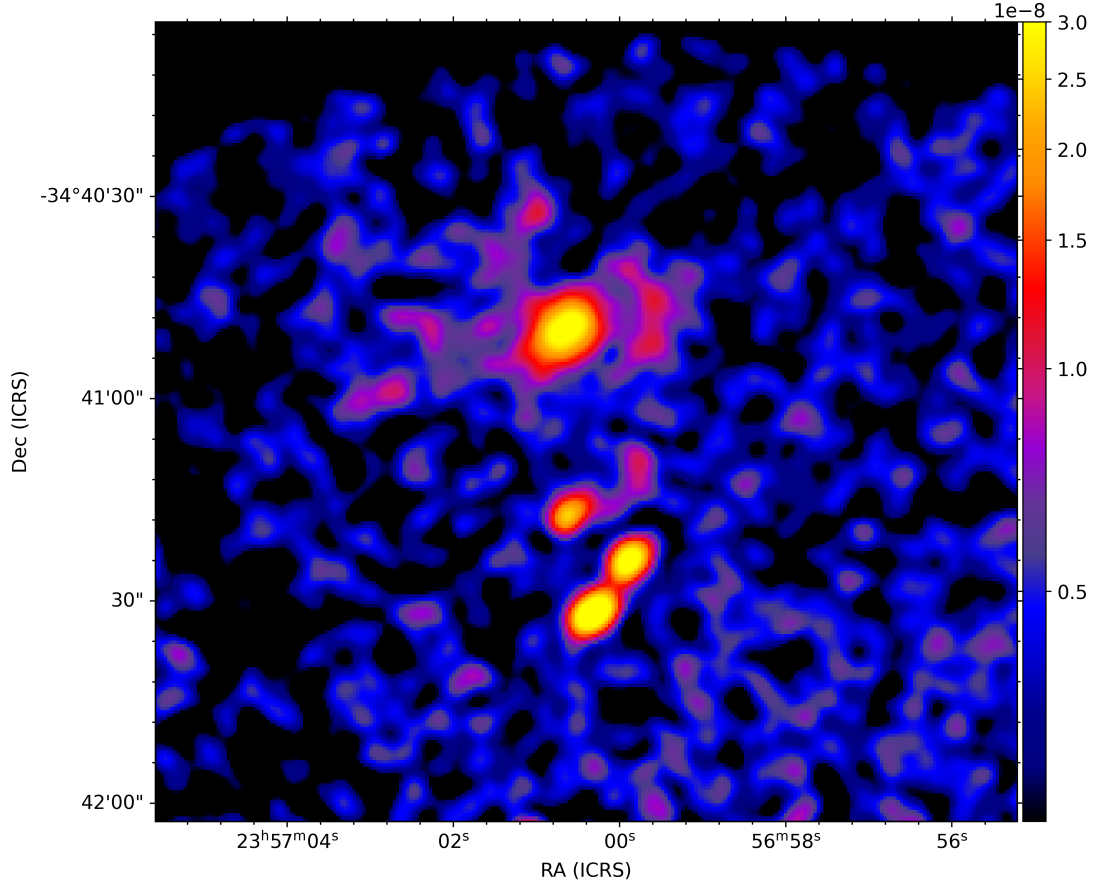


Figura 4.5: Immagine X dei residui di JO194 in seguito alla sottrazione del modello bidimensionale ottenuto durante l'analisi della brillantezza superficiale. La figura è in banda 0.5 – 7.0 keV.

particolare risultato è data da:

$$P = \prod_{i=1}^N \frac{(tm_i)^{S_i} e^{-tm_i}}{S_i!} \quad (4.5)$$

dove S_i sono i conteggi osservati, t è il tempo di esposizione e m_i è il tasso di conteggi predetti dal modello utilizzato per riprodurre al meglio i dati e la risposta strumentale. Per determinare, come nel caso della statistica del χ^2 , se i parametri ottenuti costituiscono effettivamente il best-fit per riprodurre i dati a distribuzione Poissoniana, si definisce la statistica di Cash nel seguente modo (Cash, 1979):

$$C = 2 \sum_{i=1}^N (tm_i) - S_i \ln(tm_i) + \ln(S_i!) \quad (4.6)$$

Per sapere con esattezza se i parametri di un modello riproducono in modo corretto i dati, bisogna confrontare C con i suoi valori critici, C_{crit} , i quali vengono calcolati tramite simulazione (e.g. Monte Carlo). La probabilità che il modello sia valido è definita dalla seguente relazione:

$$p = Prob(C \leq C_{crit}) \quad (4.7)$$

se essa è pari al 68% significa che il modello ha una probabilità maggiore o uguale al 68%

di essere corretto.

La distribuzione di Poisson ha come proprietà fondamentale il fatto che la media e la varianza coincidono per cui la deviazione standard associata ad un parametro a è data da $\sigma = \sqrt{a}$. Quindi gli errori dei parametri possono venir calcolati in questo modo. Per stimare i livelli di confidenza ed ottenere gli errori dei parametri liberi del modello, la procedura è analoga a quella vista per il χ^2 (è possibile consultare le tabelle riguardanti i livelli di confidenza nell'articolo Bonamente, 2019).

In questa analisi, tutte le operazioni discusse qui sopra sono state eseguite utilizzando la versione 12.11.1 del software **XSPEC**, il quale permette di realizzare modelli di emissione complessi composti da diverse componenti:

- Componenti additive, per esempio leggi di potenza, utili per descrivere l'emissione X della sorgente in esame;
- Componenti moltiplicative, come l'assorbimento fotoelettrico, utili per modificare le componenti additive di un fattore legato all'energia;
- Componenti applicate per convoluzione che permettono di ricavare il flusso e la luminosità, in una determinata banda, di una o più componenti.

4.2.2 Procedimento pratico

Dal punto di vista pratico, per estrarre lo spettro della sorgente in esame, si utilizza la task *speextract* di CIAO. Questa richiede diversi parametri in input: il file di osservazione, il background (ottenuto tramite i *blanksky* come descritto nel Paragrafo 3.4) ad esso associato, la regione in cui si vuole estrarre lo spettro ed il binning. Una volta fornite queste informazioni, *speextract* realizza uno spettro relativo ai conteggi dell'immagine ($D(I)$), uno spettro relativo ai conteggi del background ($B(I)$) e le matrici di risposta dello strumento ($(R(I), E)$). Tali matrici si chiamano *Redistribution Matrix File* **RMF**, la quale associa ad ogni canale dello strumento un'energia, e *Auxiliary Response File* **ARF**, la quale indica la risposta effettiva dello strumento alla rivelazione dei fotoni in una determinata posizione sul detector.

Per ottenere lo spettro osservato ($C(I)$), **XSPEC** utilizza sia il file $D(I)$, il quale indica quanti fotoni sono stati rilevati dallo strumento in un determinato canale, sia $B(I)$, il quale verrà utilizzato per ricavare lo spettro privo di background in unità di conteggi al secondo. In particolare **XSPEC** utilizza la seguente relazione per ottenere il tasso dei conteggi a cui è stato sottratto il background:

$$C(I) = \frac{D(I)}{a_{D(I)}t_D} - \frac{b_{D(I)}}{b_{B(I)}} \frac{B(I)}{a_{b(I)}t_B} \quad (4.8)$$

dove $D(I)$ e $B(I)$ sono i conteggi dei file di osservazione e di background, t_D e t_B sono i rispettivi tempi di esposizione, $a_{D(I)}$, $a_{b(I)}$, $b_{D(I)}$ e $b_{B(I)}$ sono i fattori di normalizzazione che riscalano il background nel caso in cui la sua area di estrazione sia diversa da quella in

cui è stato estratto lo spettro. Una volta eseguita questa operazione è possibile scegliere un modello con cui eseguire un fit dello spettro, sempre utilizzando **XSPEC**.

Nel caso dell'analisi di sorgenti estremamente estese, come nel nostro caso di Abell 4059, e nell'analisi degli ammassi in generale le regioni da cui si estraggono gli spettri utilizzati per caratterizzare l'ammasso sono le stesse da cui si estrae lo spettro di background. Per questo motivo si trascurano i fattori elencati qui sopra, ad eccezione dei tempi di esposizione. Ciò si traduce in una semplice differenza tra i conteggi del file di osservazione e del background entrambi divisi per i rispettivi tempi di esposizione, opportunamente riscaldati nel caso del background ricavato dal `blanksky` 3.4.

4.2.3 Analisi spettrale dell'ICM e Profili radiali

Per quanto riguarda il procedimento svolto durante questo lavoro di Tesi, si è deciso di realizzare 4 anelli delimitati da settori caratterizzati da un'apertura angolare di 93° , così da essere contenuti all'interno del chip. Gli anelli si sviluppano a partire dal centro del cluster fino al bordo superiore del CCD 7, di cui l'ultimo contenente JO194. Da queste regioni sono state escluse le sorgenti puntiformi e la galassia di nostro interesse, come mostrato in figura 4.6. L'analisi spettrale di queste regioni permette di ricostruire i profili radiali delle proprietà che definiscono la componente termica dell'ICM: temperatura, metallicità, densità elettronica e pressione. Per la determinazione di queste grandezze si è assunto che la simmetria dell'ammasso sia sferica. In tabella 4.1 vengono mostrati i raggi interni, esterni e gli spessori delle sezioni realizzate. Si ricorda che Abell 4059 è a $z = 0.048$, la distanza di luminosità è pari a $D_L = 213.1$ Mpc e che $1 \text{ arcsec} = 0.94 \text{ kpc}$.

Tabella 4.1: Raggio interno, esterno, spessore, conteggi totali e percentuali dei conteggi che non fanno parte del background sul totale dei 4 anelli delimitati da 4 settori con angoli pari a 44.70° e 137.71° . Alla distanza del cluster $1 \text{ arcsec} = 0.94 \text{ kpc}$.

Grandezza	Anello 1		Anello 2		Anello 3		Anello 4	
	arcsec	kpc	arcsec	kpc	arcsec	kpc	arcsec	kpc
R_{int}	12.00	11.28	82.92	77.94	147.95	139.07	220.67	207.43
$R_{est}(\text{arcsec})$	82.92	77.94	147.95	139.07	220.67	207.43	325.0	305.50
Spessore (<i>arcsec</i>)	70.92	66.66	65.03	61.13	72.71	68.35	104.33	94.07
Conteggi totali	37070		34335		26324		23116	
Percentuale	98.5%		96.1%		90.8%		80.4%	

Per estrarre lo spettro di ogni settore è stato utilizzato il comando `CIAO specextract`, al quale abbiamo fornito come parametri di ingresso il file eventi corretto astrometricamente e senza flares, il file di background ottenuto tramite il comando `blanksky`, un binning pari a 25, in modo tale da avere abbastanza punti nello spettro per poter usare la statistica del χ^2 durante la fase di fit dei dati, e, una per volta, le regioni contenenti i 4 anelli, come è indicato nel paragrafo 4.2.2.

Per correggere gli effetti di proiezione lungo la linea di vista, si è deciso di andare ad esaminare quelle deproiettate di ogni anello, ovvero i valori tridimensionali rispetto al

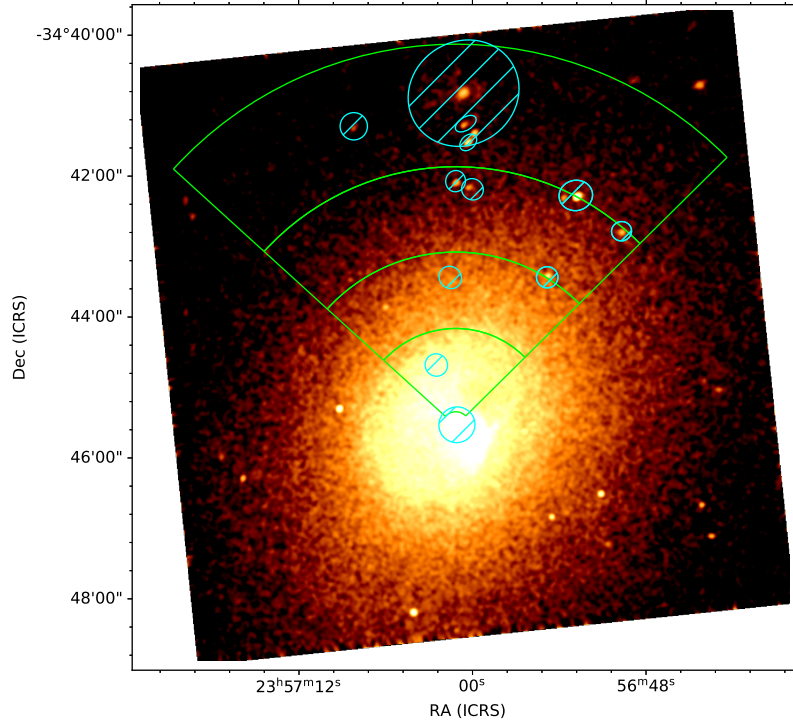


Figura 4.6: Anelli utilizzati per eseguire l’analisi spettrale dell’ICM di Abell 4059, l’estrazione degli spettri è stata eseguita sul solo chip che contiene JO194 e non su tutta l’osservazione. I cerchi barrati in azzurro rappresentano le zone contenenti sorgenti puntiformi e JO194 escluse dall’analisi dell’ICM. Questa immagine è stata realizzata nel range di energia 0.5 – 7.0 keV

centro dell’ammasso, e, tramite queste, realizzare i profili radiali di temperatura, pressione, densità elettronica e metallicità dell’ICM. Per fare ciò è stato necessario fornire, per ogni spettro, le informazioni relative alla geometria del profilo. In particolare: l’angolo di partenza e di arrivo del settore in gradi, uguali per tutti e quattro (44.70° e 137.71°), la distanza dal centro dell’ammasso e l’angolo di posizione del bordo esterno di ogni settore, rispettivamente, in arcosecondi e gradi (quest’ultimo nel nostro caso era pari a 0°). Queste informazioni permettono di eseguire una deproiezione degli spettri, assumendo che l’emissione bidimensionale osservata sia in realtà dovuta alla proiezione dell’emissione di gusci ellittici tridimensionali.

Operativamente, l’analisi viene svolta interamente tramite l’utilizzo del software **XSPEC**, il quale permette di caricare più spettri contemporaneamente e di definire un modello semplice o complesso per eseguire un fit dei dati contenuti nello spettro. Nella tabella 4.1 vengono mostrati i conteggi e le percentuali di tutti i quattro settori; l’alta statistica ci ha permesso di utilizzare la statistica del chi quadro, invece di quella di Cash.

Il modello utilizzato per poter ottenere le grandezze deproiettate è `projct(phabs*apec)` in cui `projct` esegue la deproiezione, `phabs` rappresenta l’assorbimento galattico e `apec` rappresenta l’emissione X di un gas diffuso ionizzato collisionalmente, in questo caso, l’ICM⁵. Questo modello richiede che vengano lasciati liberi e/o fissati alcuni parametri

⁵Per maggiori informazioni consultare i siti: http://astroa.physics.metu.edu.tr/MANUALS/xspec12_html/XSmodelProjct.html per `projct` e <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node133.html> per `apec`.

per ogni spettro caricato: **project** ha tre parametri utilizzati per definire l'ellissi o il cerchio interno di ogni sezione, così da poter ricostruire il modello 3D. In particolare, richiede il semi asse maggiore, il semi asse minore e l'angolo di posizione del bordo interno di ogni settore. L'assorbimento della Via Lattea è stato ottenuto utilizzando un calcolatore online della NASA⁶ e nel caso di Abell 4059 è pari a $1.08 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Infine, i parametri del modello **apex** sono redshift, temperatura, normalizzazione ed abbondanza del gas, per tutti i settori; nel caso di questa analisi questi ultimi sono stati lasciati liberi.

In seguito, è stato eseguito un fit e ottenuto le grandezze mostrate in tabella 4.2 insieme agli errori calcolati ad 1σ ; densità elettronica e pressione sono state ottenute attraverso le seguenti relazioni:

$$n_e = \sqrt{\frac{N \cdot 4\pi D_L^2}{V \cdot 0.82 \cdot 10^{-14}}} \quad (4.9)$$

dove $n_e n_H = 0.82 n_e^2$, e:

$$P = 1.9 \cdot n_e \cdot kT \quad (4.10)$$

dove N è la normalizzazione della componente **apex**, D_L è la distanza di luminosità dell'ammasso, V è il volume del settore calcolato come $V = \frac{4}{3}\pi (R_{est}^3 - R_{int}^3)$, kT è la temperatura in keV e $n = 1.9 n_e$ è la densità numerica totale di particelle.

Tabella 4.2: Temperatura, Metallicità, Densità elettronica e Pressione deproiettate dei quattro anelli. Gli errori sono al 68% (1σ) e per densità e pressione sono stati ottenuti attraverso la propagazione degli errori.

Grandezza	Settore 1	Settore 2	Settore 3	Settore 4
kT(keV)	3.55 ± 0.10	4.30 ± 0.14	4.51 ± 0.21	4.44 ± 0.16
$Z(Z_\odot)$	0.93 ± 0.09	0.84 ± 0.10	0.57 ± 0.11	0.35 ± 0.07
$n_e(10^{-3} \text{ cm}^{-3})$	6.87 ± 0.07	3.74 ± 0.04	2.10 ± 0.03	1.39 ± 0.01
$P(10^{-11} \text{ erg/cm}^{-3})$	7.42 ± 0.25	4.88 ± 0.17	2.88 ± 0.15	1.87 ± 0.07

In figura 4.7 sono mostrati i profili radiali di temperatura, metallicità, densità elettronica e pressione deproiettati, consistenti con i risultati ottenuti dal team di analisi ACCEPT e dagli articoli Reynolds, Casper e Heinz, 2008, e Choi et al., 2004,. In particolare la temperatura è l'unica grandezza a crescere con l'aumentare del raggio, indice del fatto che nelle regioni centrali è presente gas freddo, mentre le altre grandezze raggiungono valori di picco proprio in tale regione (Choi et al., 2004).

Infine con i dati del profilo di densità elettronica deproiettata è stato eseguito un fit con un β -model e confrontato con i valori ottenuti per la brillantezza, come mostrato nella tabella 4.3. I valori ottenuti da tutti e tre i fit sono in accordo con quelli dell'articolo di Huang e Sarazin, 1998, pari a: $r_c = 66 \pm 9 \text{ kpc}$, $r_c = 77 \pm 11 \text{ kpc}$ e $r_c = 100 \text{ arcsec}$ per il raggio di core, mentre, rispettivamente, $\beta = 0.55 \pm 0.03$, $\beta = 0.58 \pm 0.03$ e $\beta = 0.65$. I parametri β ricavati nel corso di questa analisi sono in accordo, entro i loro errori, con quelli di riferimento, mentre i raggi di core non presentano, nel caso dei fit della brillantezza

⁶Tale tool è presente nel sito <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>.

superficiale, un perfetto accordo con quelli dell'articolo. Questo è dovuto al fatto che è stata studiata la brillantezza superficiale dell'ICM in una regione molto più ampia rispetto a Huang e Sarazin, 1998.

Tabella 4.3: Valori di β e raggio di core r_c ottenuti attraverso il fit del del profilo di densità elettronica deproiettata e della brillantezza superficiale con un modello unidimensionale e bidimensionale. Questi valori sono tutti in accordo con la letteratura. Gli errori sono stati calcolati ad 1σ . L'errore del parametro β del fit della brillantezza superficiale bidimensionale risulta essere molto minore di quanto ragionevolmente atteso. Questo è dovuto a difficoltà computazionali che ci impegneremo di risolvere.

	Densità elettronica	Brillantezza 1D	Brillantezza 2D
β	0.46 ± 0.06	0.51 ± 0.01	$0.68 \pm (1.05 \cdot 10^{-21})$
$r_c(\text{arcsec})$	71.17 ± 1.31	54.50 ± 0.84	143.04 ± 20.02
$r_c(\text{kpc})$	66.90 ± 1.23	50.77 ± 0.79	134.46 ± 18.82

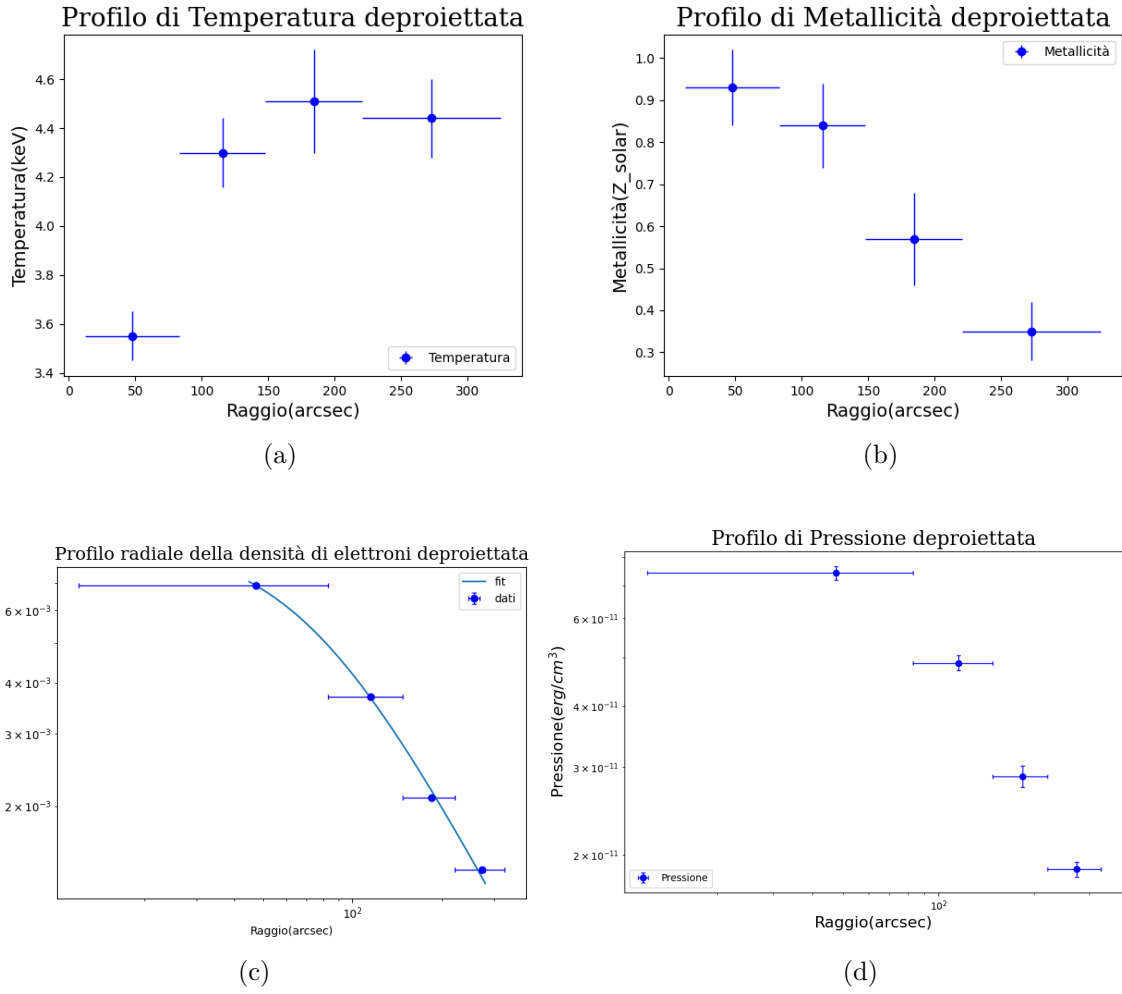


Figura 4.7: Profili radiali di Temperatura (a), Metallicità (b), Densità di elettroni in scala doppio logaritmica e fit con $\beta = 0.46 \pm 0.06$ e raggio di core $r_c = 71.17 \pm 1.31$ arcsec = 66.90 ± 1.23 kpc (c) e Pressione in scala doppio logaritmica (d) deproiettati.

Capitolo 5

Analisi spettrale di JO194

In questo capitolo verrà trattata nel dettaglio l'analisi spettrale dell'emissione estesa X che caratterizza la galassia jellyfish JO194. In particolare, verrà descritto il processo di estrazione degli spettri e di selezione del background e verranno mostrati i modelli che meglio li descrivono corrispondenti a diverse regioni della galassia e quali sono le possibili interpretazioni. Attraverso le informazioni ottenute, sarà possibile confrontare le caratteristiche di JO194 con quelle delle altre galassie jellyfish studiate precedentemente in banda X e $H\alpha$, in modo tale da constatare quali sono i punti in comuni e di differenza tra di loro, questi aspetti verranno affrontati nel Capitolo 5.

5.1 Estrazione degli spettri

Dopo aver eseguito l'analisi spettrale dell'emissione termica dell'ICM che circonda JO194, i cui parametri sono riportati nella tabella 4.2, è stata analizzata l'emissione della galassia jellyfish. Per descrivere il contributo dell'emissione dell'ICM lungo la linea di vista, sono stati utilizzati, come riferimento, i valori misurati nell'anello che contiene la galassie di interesse, ovvero il quarto. È stato scelto questo settore perché interessati alle proprietà termiche dell'ICM nei pressi di JO194, il quale sta interagendo con l'ISM della galassia. I parametri di questo settore sono: temperatura pari a $kT = 4.44 \pm 0.16$ keV, metallicità pari a $Z = 0.35 \pm 0.07 Z_{\odot}$, densità elettronica pari a $(1.39 \pm 0.01) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, pressione pari a $(1.87 \pm 0.07) \cdot 10^{-11} \text{ erg/cm}^{-3}$ ed entropia pari a $237.81 \pm 1.51 \text{ keV/cm}^2$.

L'immagine mostrata in figura 5.1 mostra l'emissione X (0.5 – 7.0 keV) della galassia a cui è stata sovrapposta l'emissione $H\alpha$, ottenuta a partire dai dati MUSE (4650 – 9300 Å) di JO194 Poggianti et al., 2019a, e la regione corrispondente al disco galattico. Grazie a questa, si può notare come i due tipi di emissione non siano perfettamente sovrapposti ma siano spostati l'uno rispetto all'altro. In particolare l'emissione X risulta trovarsi leggermente più a est rispetto all'emissione $H\alpha$.

A partire da questa immagine, sono state identificate, tramite l'utilizzo del software *ds9*, diverse regioni da cui estrarre gli spettri:

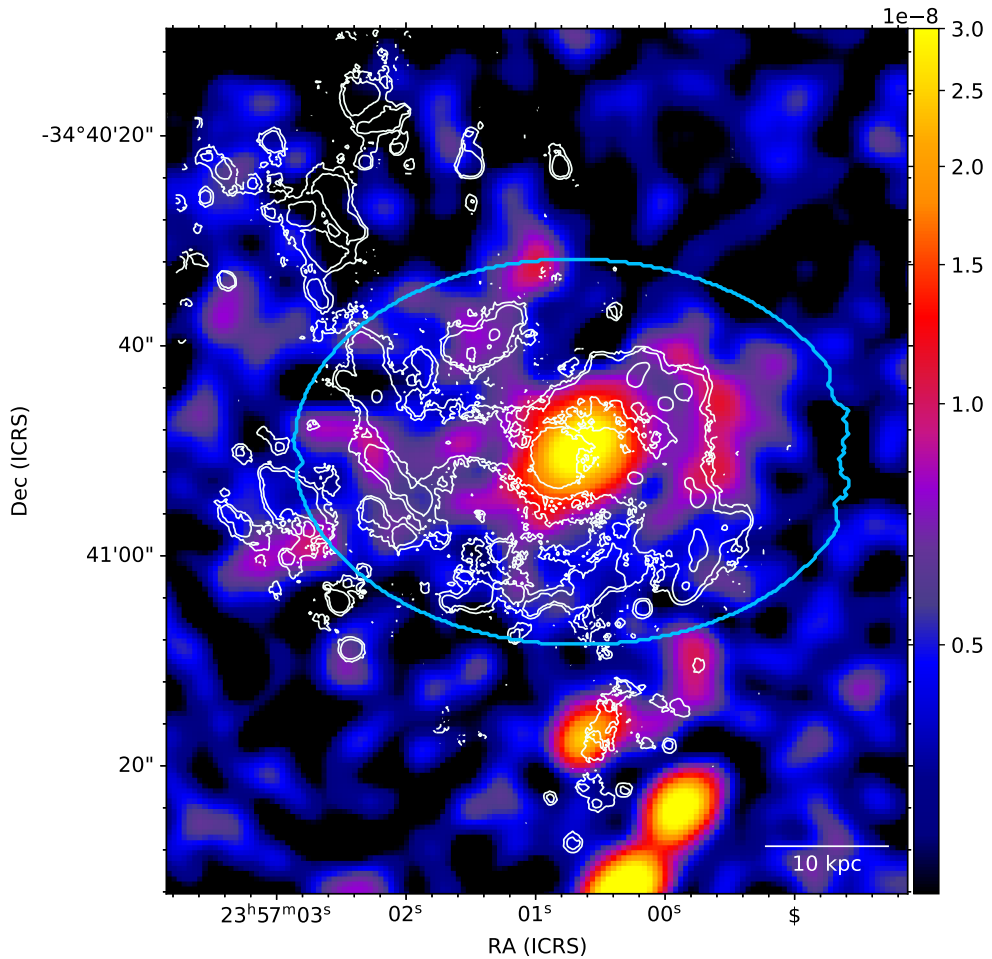


Figura 5.1: Immagine rappresentante l'emissione X, tra 0.5 e 7.0 keV, di JO194 a cui sono stati sovrapposti in bianco i contorni dell'emissione $H\alpha$, i cui livelli di brillantezza superficiale riportati sono: $1 \cdot 10^{-18}$, $2 \cdot 10^{-17}$, $5 \cdot 10^{-17}$ e $1 \cdot 10^{-16}$ erg/s/cm². In azzurro, viene rappresentata la regione che corrisponde al disco stellare della galassia. La risoluzione del telescopio Chandra, nella regione in cui si trova JO194, è di circa 4 arcsec a causa del degrado off-axis della PSF.

- Una regione ottenuta ricalcando i contorni dell'emissione $H\alpha$, cercando di includere, per quanto possibile, anche l'emissione X appartenente ai bracci della galassia;
- Una regione ottenuta ricalcando il disco stellare;
- Tre regioni contenenti i tre blob, con emissione X intensa, che si trovano a circa 14kpc a sud di JO194.

Sono stati estratti tre spettri diversi attraverso l'utilizzo del comando *specextract* del software CIAO, utilizzando come background quello ottenuto attraverso *blanksky* e come binning 25, visto l'elevato numero di conteggi (consultare la Tabella 5.1). Il primo spettro contiene al suo interno i conteggi della regione di emissione $H\alpha$ da cui abbiamo escluso le regioni corrispondenti ai 3 blob, di raggio ~ 5 arcsec, il secondo contiene i conteggi della regione corrispondente al solo disco stellare ed il terzo contiene i conteggi della regione che corrisponde all'emissione $H\alpha$ a cui sono state escluse le regioni del disco stellare e dei tre blob. Gli spettri del background sono stati estratti nelle stesse regioni qui elencate. Da questo momento in poi i tre spettri verranno indicati con i seguenti nomi:

- Regione che ricalca i contorni $H\alpha$ a cui sono stati sottratti le regioni contenenti i 3 blob: spettro della regione $H\alpha$;
- Regione che ricalca il disco stellare: spettro del disco stellare;
- Regione che ricalca i contorni $H\alpha$ a cui sono state sottratte la regione del disco stellare e quelle dei tre blob: spettro dei bracci.

Le regioni di estrazione sono mostrate nell'immagine 5.2.

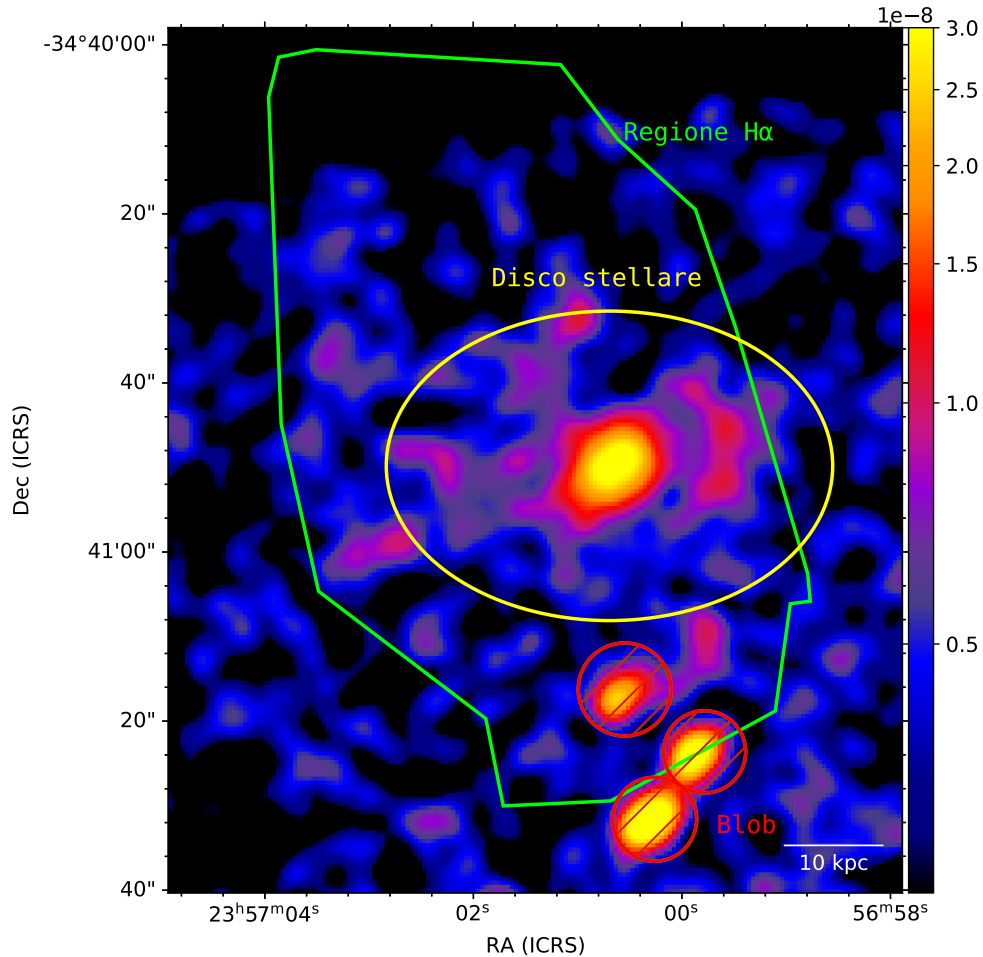


Figura 5.2: Immagine rappresentante l'emissione X, tra 0.5 e 7.0 keV, di JO194 e le regioni ottenute ricalcando l'emissione $H\alpha$ in verde, l'emissione del disco stellare in giallo e l'emissione X dei 3 blob in rossi, questi ultimi sono stati esclusi da questa parte di analisi in quanto sono sorgenti esterne alla galassia. La regione, corrispondente all'emissione X, dei bracci è stata ottenuta utilizzando quella che ricalca l'emissione $H\alpha$ ed escludendo quelle del disco stellare ed dei 3 blob.

Non è stata selezionata una regione contenente il nucleo galattico di JO194 in quanto, analizzando l'emissione X nel range di energia 2 – 7 keV (hard X), si è notato che essa non presenta emissione intensa in questa banda, come mostrato in Figura 5.3. La mancata osservazione dell'emissione X in banda hard è consistente con l'assenza di un nucleo galattico attivo, come è stato riportato in Poggianti et al. 2019 Poggianti et al., 2019a, per questo motivo si è deciso di non escludere la regione centrale della galassia.

Dagli spettri ottici MUSE dei 3 blob è stato possibile identificare i redshift delle 3 sorgenti: quello più a nord si trova a $z=0.94$, quello al centro a $z=0.63$ e quello più a sud a $z=0.66$. Grazie a ciò è stato possibile verificare che queste sorgenti non fanno parte di JO194 (ringraziamo Dr. Gullieuszik e Dr. Tomicic per il loro aiuto nell'identificazione spettroscopica delle tre sorgenti). I tre blob vengono analizzati nell'Appendice B.

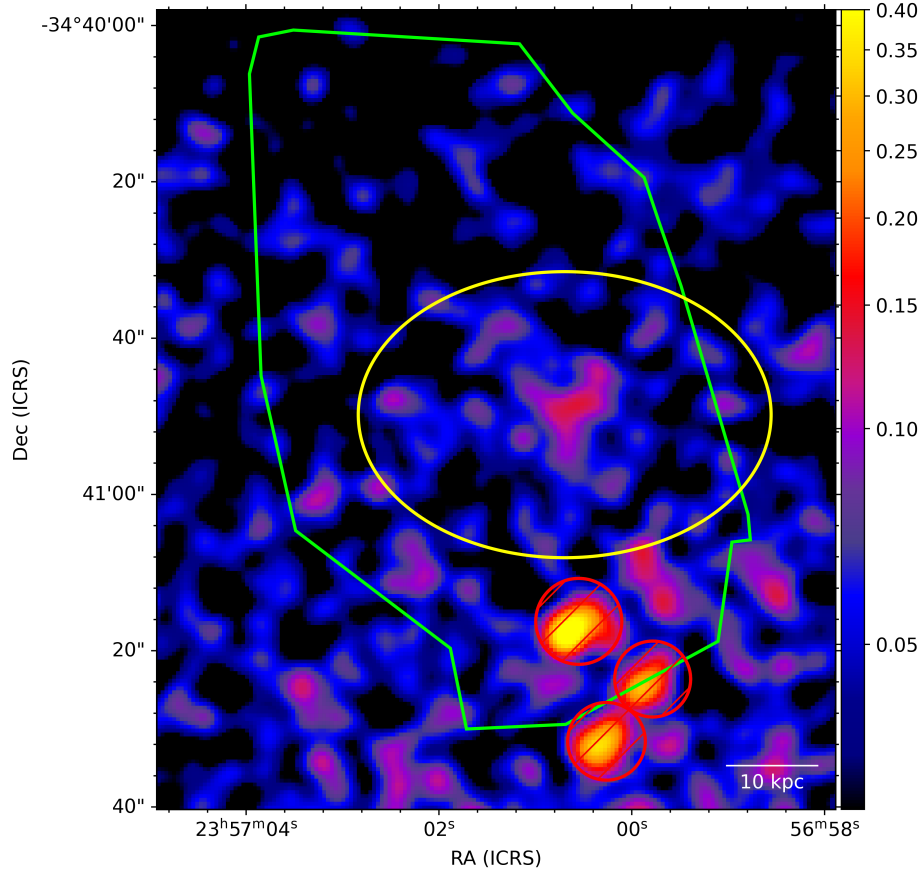


Figura 5.3: Immagine rappresentante l'emissione X, tra 2.0 e 7.0 keV, di JO194 in vengono mostrate le regioni ottenute ricalcando l'emissione $H\alpha$, l'emissione del disco stellare e l'emissione X dei 3 blob. Questi ultimi mostrano emissione nel range di energia hard X mentre il contributo da parte di JO194 e del suo centro è inferiore, indice che non è presente attività del nucleo galattico come riportato in Poggianti et al. 2019a Poggianti et al., 2019a.

5.2 Analisi spettrale

Una volta estratti gli spettri, l'analisi è stata eseguita utilizzando il software XSPEC. Nella tabella 5.1 vengono mostrati i conteggi totali e le percentuali rispetto ad essi dei tre spettri di interesse. Le percentuali definiscono la quantità di conteggi che, a partire da quella totale, non appartiene al background.

L'alta statistica nella regione di emissione $H\alpha$ ci ha permesso di poter estrarre ed analizzare regioni differenti della galassia. Nonostante ciò l'analisi spettrale è stata condotta utilizzando la statistica di Cash (Cash, 1979) al posto di quella del χ^2 e verranno riportati comunque nelle tabelle i valori del χ^2 ridotto, χ^2_R , per completezza. La scelta di utilizzare

Tabella 5.1: Conteggi totali e percentuali rispetto ai conteggi totali di fotoni non appartenenti al background dei tre spettri che rappresentano l'emissione $H\alpha$, l'emissione del disco stellare e l'emissione dei bracci di JO194

	Conteggi totali	Percentuale
$H\alpha$	2881	84.3%
Disco Stellare	1461	88.5%
Bracci	1448	81.7%

la statistica di Cash è dovuta al fatto che, per un numero molto alto di bin e conteggi al loro interno, essa si riconduce al χ^2 .

A questo punto, su tutti e tre gli spettri sono stati eseguiti una serie di fit con diversi modelli, in modo tale da individuare quale riesca a descriverli meglio, come mostrato in Poggianti et al. 2019b Poggianti et al., 2019b. I modelli testati sono i seguenti:

- Modello `apec`¹, il quale rappresenta l'emissione X di un gas monoterme diffuso ionizzato collisionalmente. Questo modello restituisce la temperatura media, la metallicità media del gas ed il redshift (se non gli viene fornito dall'utente);
- Modello `pow`², il quale rappresenta un gas caratterizzato da emissione non termica, come sincrotrone ed Inverse Compton, con un andamento a legge di potenza caratterizzata da un indice spettrale Γ . Tale modello restituisce l'indice spettrale Γ ;
- Modello `mkcflow`³, il quale rappresenta un gas multifase in raffreddamento radiativo. Esso viene solitamente utilizzato per descrivere il cooling flow che può interessare un ammasso di galassie e restituisce come parametri la temperatura minima e massima del gas della galassia, il flusso di massa, ovvero quante M_{\odot}/yr di gas si raffreddano, e la metallicità;
- modello `cemekl`⁴, il quale rappresenta un gas multifase caratterizzato da più di una temperatura. In questo modello l'*emission measure*, $EM = \int n_e n_H dV$, è legato alla temperatura del mezzo, in particolare $EM \propto T^\alpha$, dove T è caratterizzato da un valore massimo detto T_{MAX} . Attraverso T_{MAX} e α è possibile ricavare la temperatura pesata sulla massa, *mass weighted temperature*, la quale è definita come $T_{MW} = \frac{1+\alpha}{2+\alpha} T_{MAX}$. I parametri restituiti da questo modello sono la temperatura massima, l'indice α della legge di potenza a cui è legata l'emission measure e la metallicità media del gas. La temperatura T_{MW} non viene restituita dal fit ma può essere calcolata con i parametri che vengono invece forniti;

A questi modelli è stata sempre addizionata una componente `apec` i cui parametri di temperatura e metallicità sono stati fissati ai valori riportati all'inizio della sezione 5.1, il redshift è stato impostato a 0.048 (ovvero al redshift di Abell 4059). In questo modo si

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node133.html>

²<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node212.html>

³<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node193.html>

⁴<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/node149.html>

ha che questa componente descrive l'ambiente in cui si trova JO194, mentre il modello a cui viene sommata rappresenta il contributo della galassia.

Inoltre questi modelli sono stati moltiplicati per una componente **phabs** che descrive l'assorbimento della nostra galassia lungo la linea di vista, nel caso di questa analisi pari a $1.08 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ⁵.

Tabella 5.2: Valori di metallicità utilizzati nei modelli per descrivere l'emissione di JO194. Si ringrazia Andrea Franchetto per averci fornito le abbondanze MUSE del disco e di tutta la galassia.

Regione	Metallicità	Fonte
Totale	$0.35 Z_{\odot}$	ICM
Totale	$1.0 Z_{\odot}$	ICM
Disco	$1.26 Z_{\odot}$	MUSE, O3N2
Disco	$2.90 Z_{\odot}$	MUSE, PYQZ
Totale	$1.24 Z_{\odot}$	MUSE, O3N2
Totale	$2.81 Z_{\odot}$	MUSE, PYQZ

Tutti i modelli utilizzati per i tre spettri analizzati sono riportati in Appendice A nelle tabelle A.1, A.2 e A.3 dalle quali si può notare come, nella maggioranza dei casi, sia stata fissata l'abbondanza della componente che descrive l'emissione di JO194 ai valori riportati nella Tabella 5.2. Questo passaggio è stato necessario in quanto, non fissando l'abbondanza dei modelli, si è notato che dal fit venivano restituiti valori non fisici dei parametri lasciati liberi. Ciò indica che XSPEC non è riuscito ad eseguire un fit che converga a valori significativi, dal punto di vista fisico, dei parametri lasciati liberi, nonostante la statistica ottenuta possa essere accettabile o meno. Per risolvere questo problema è necessario o fissare uno o più parametri o aggiungere una nuova componente al modello o scartarlo. I diversi valori di metallicità, ottenuti a partire da osservazioni MUSE e riportati in tabella 5.2, si riferiscono a due calibrazioni differenti: con PYQZ si intende che la metallicità di ossigeno, della regione di interesse, viene ottenuta a partire dalla mappa ottica MUSE utilizzando un codice chiamato PYQZ (per maggiori informazioni consultare e.g. Dopita et al., 2013, e Vogt et al., 2015), mentre O3N2 si basa sull'indicatore O3N2, definito come:

$$O3N2 = \log \left(\frac{[OIII] (5007 \text{ \AA})}{H_{\beta}} \right) - \log \left(\frac{[NII] (6583 \text{ \AA})}{H_{\alpha}} \right) \quad (5.1)$$

il quale permette di ottenere la metallicità utilizzando la calibrazione mostrata in Curti et al., 2017. Dalla metallicità di ossigeno ($12 + \log O/H$), ottenuta con entrambe queste calibrazioni, è possibile passare a quella calibrata in base alla metallicità solare, tenendo conto che l'abbondanza solare di ossigeno è pari a $\log Z_O = 8.69$ (Asplund et al., 2009), nel seguente modo:

$$Z = 10^{(12 + \log O/H) - 8.69} Z_{\odot} \quad (5.2)$$

⁵L'assorbimento galattico può essere calcolato tramite un programma online messo a disposizione dalla NASA sul sito <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>

Utilizzando questa relazione sono state ottenute le metallicità, a partire da quelle ottiche, riportate in Tabella 5.2.

5.2.1 Analisi spettrale della regione H α

Per quanto riguarda lo spettro della regione che ricalca il contorni dell'emissione H α di JO194, è stato eseguito un fit con diversi modelli, riportati nella Tabella A.3. I modelli migliori, in grado di eseguire un fit significativo dei dati e di restituire parametri con valori consistenti sono: `phabs*(apec+cemekl)`, cioè il modello di un gas multi-temperatura, in cui sono stati fissati la temperatura massima del plasma, al valore dell'ICM che circonda JO194, e le metallicità riportate il Tabella 5.3. I parametri di questi modelli, per entrambe le metallicità, sono riportati nella tabella 5.3 ed entrambi eseguono un fit significativo dello spettro, riportando valori consistenti con la grandezza fisica che rappresentano per questo, non potendo distinguere quale sia il migliore, si è deciso di riportarli entrambi. Grazie a questi parametri è stato possibile calcolare la temperatura mass weighted, la quale è pari a $T_{MW} = 2.65\text{keV}$. Inoltre si riportano anche i parametri del modello `phabs*(apec+apec+pow)` la cui temperatura verrà utilizzata come riferimento per il confronto con altre galassie nel paragrafo 6.5: $kT = 0.85_{-0.50}^{+0.10}$ keV e $\Gamma = 1.68_{-0.08}^{+0.08}$. Visto che la statistica di Cash è riconducibile a quella del χ^2 , per un numero elevato di bin, è stato deciso di riportare per completezza nelle tabelle i valori di χ^2 , χ_R^2 ed i gradi di libertà. Tra tutti i modelli eseguiti, alcuni sono caratterizzati da un χ_R^2 simile ai migliori ma questi risultavano essere caratterizzati da parametri con valori non fisici, per questo motivo sono stati scartati.

Tabella 5.3: Migliori modelli utilizzati per eseguire il fit della regione di emissione X (0.5 – 7.0 keV) che corrisponde a quella ottenuta ricalcando i contorni dell'emissione H α . La luminosità ed il flusso non assorbiti si riferiscono alla banda 0.5 – 10.0 keV, mentre tutti gli errori riportati corrispondono a quelli al 68%.

Modello	Parametri fissati	Parametri ottenuti	χ^2 , dof, χ_R^2
phabs*(apec+cemekl)	$Z = 1.24 Z_{\odot}$,	$\alpha = 0.48_{-0.18}^{+0.18}$,	$\chi^2 = 85.12$,
	$T_{max} = 4.44$ keV	$F = (8.32 \pm 0.68) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s $L = (2.29 \pm 0.32) \cdot 10^{41}$ erg/s	dof = 85, $\chi_R^2 = 1.00$
phabs*(apec+cemekl)	$Z = 2.81 Z_{\odot}$,	$\alpha = 0.46_{-0.17}^{+0.17}$,	$\chi^2 = 83.36$,
	$T_{max} = 4.44$ keV	$F = (4.79 \pm 0.55) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s $L = (1.91 \pm 0.22) \cdot 10^{41}$ erg/s	dof = 85, $\chi_R^2 = 0.98$

Il flusso e la luminosità X di questo modello si riferiscono alla banda 0.5 – 10 keV e sono stati ottenuti analizzando nuovamente lo spettro in questo intervallo di energia e aggiungendo una componente moltiplicativa, o `cflux` per il flusso, o `clumin` per la luminosità, a `cemekl`.

In figura 5.4 è riportato lo spettro di questa regione con i rispettivi residui del fit, il quale è rappresentato dalla linea nera continua nella parte superiore dell'immagine.

Tutti i modelli legati all'analisi di questa regione sono riportati nell'Appendice 7 nella tabella A.1.

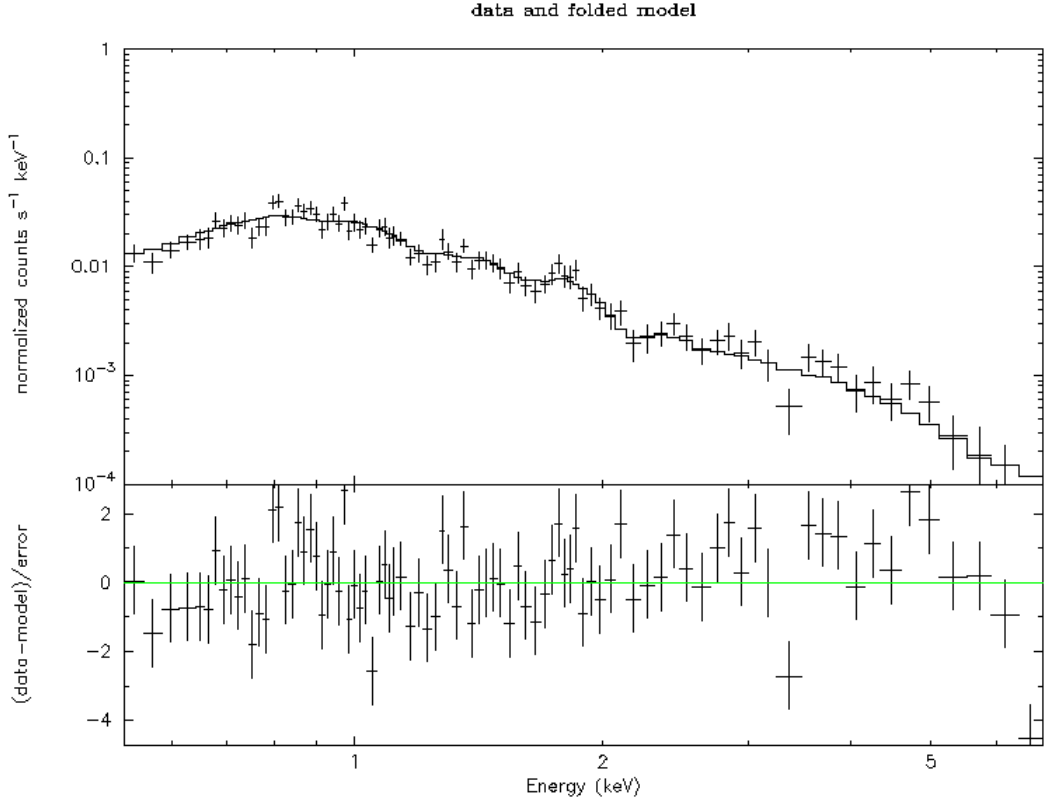


Figura 5.4: Spettro della regione che ricalca i contorni dell'emissione $H\alpha$ con i residui del fit, indicato con una linea nera continua, nella parte inferiore dell'immagine. Il modello utilizzato è `phabs*(apec+cemek1)` con metallicità fissata a $Z = 2.81Z_{\odot}$

5.2.2 Analisi spettrale della regione dei bracci

Per quanto riguarda l'analisi della regione che contiene i bracci di JO194, il modello che riesce a descrivere meglio l'emissione X che le caratterizza è il seguente:

`phabs*(apec+mckflow)` con solo la temperatura T_{high} fissata al valore dell'ICM. I valori dei parametri restituiti dal fit sono riportati in tabella 5.4.

Tabella 5.4: Modello migliore utilizzato per eseguire il fit della regione di emissione X (0.5 – 7.0keV) che contiene i bracci di JO194, ottenuta a partire dai contorni $H\alpha$ a cui è stata sottratta la regione appartenente al disco stellare. La luminosità ed il flusso si riferiscono alla banda 0.5 – 10.0 keV, mentre tutti gli errori riportati corrispondono a quelli al 68%.

Modello	Parametri fissati	Parametri ottenuti	χ^2 , dof, χ^2_R
<code>phabs*(apec+mckflow)</code>	$T_{high} = 4.44$ keV	$T_{low} = 0.17^{+0.23}_{-0.14}$ keV, $Z = 0.24^{+0.19}_{-0.12}Z_{\odot}$, $\dot{M} = 0.24^{+0.06}_{-0.05} M_{\odot}/\text{yr}$ $F = (3.94 \pm 0.23) \cdot 10^{-14} \text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}$ $L = (1.56 \pm 0.09) \cdot 10^{41} \text{erg}/\text{s}$	$\chi^2 = 56.56$, dof = 46, $\chi^2_R = 1.23$

Questo modello indica la presenza di gas in raffreddamento e descrive un cooling flow con flusso di massa pari a $\dot{M} = 0.24^{+0.06}_{-0.05} M_{\odot}/\text{yr}$. Il valore basso della metallicità ottenuto è consistente con quello tipico dell'ICM e può indicarne la presenza all'interno dei bracci di JO194.

Il fatto che attraverso questo modello, senza fissare alcun parametro riguardante la galassia, fatta eccezione per il redshift e la temperatura alta T_{high} , il software XSPEC sia riuscito a restituire un valore per la metallicità dei bracci è sicuramente dovuto alla buona statistica dell’osservazione analizzata e, inoltre, questa è la prima volta che, per una galassia jellyfish, si riesce ad ottenerla. In Campitiello et al., 2021, a causa del basso numero di conteggi, non è stato possibile analizzare separatamente l’emissione dei bracci da quella del disco, per cui non si è potuto verificare la presenza di un cooling flow anche nelle code di questa galassia jellyfish, caratterizzata sempre da un’alta velocità all’interno dell’ammasso in cui si trova.

Anche nel caso dell’analisi spettrale dei bracci, sono stati trovati alcuni modelli con χ^2_R simile al migliore ma, esattamente come indicato nel paragrafo precedente, sono stati esclusi in quanto venivano restituiti dei valori non fisici ai parametri lasciati liberi durante il fit. Tutti i modelli sono riportati nell’Appendice 7 nella tabella A.2. La Figura 5.5 rappresenta lo spettro dei bracci ed i residui del fit del modello `phabs*(apec+mkcflow)` indicato con la linea nera continua nel pannello superiore della figura.

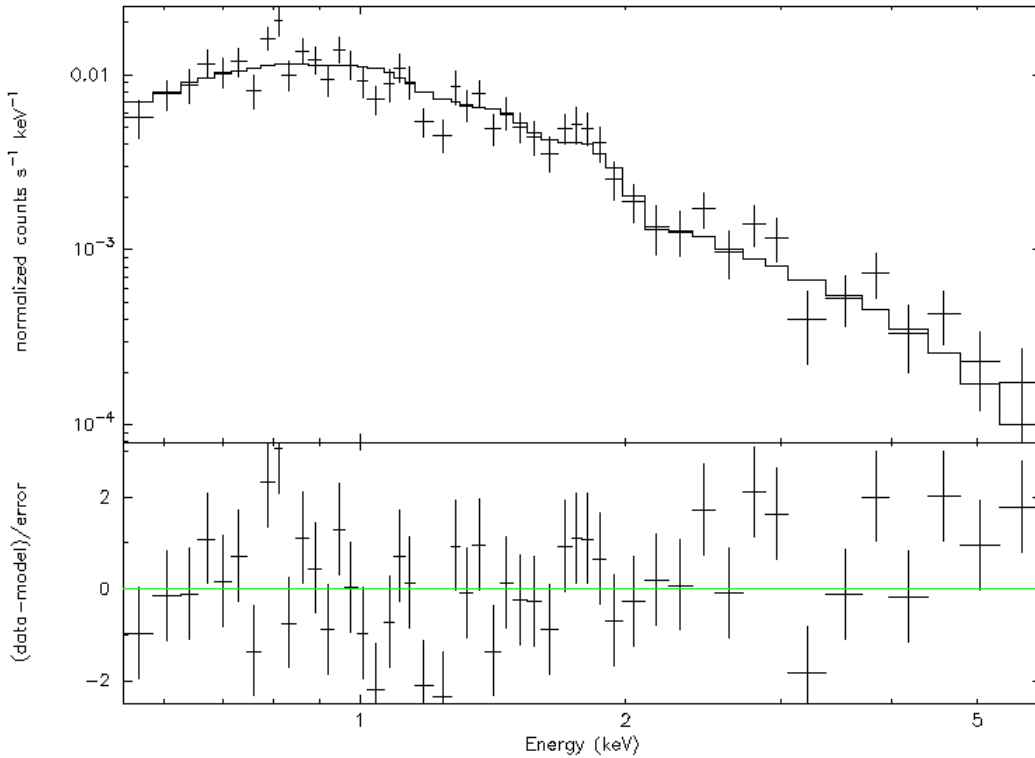


Figura 5.5: Spettro della regione che contiene i bracci di JO194 con i residui del fit, indicato con una linea nera continua, nella parte inferiore dell’immagine. Il modello utilizzato è `phabs*(apec+mkcflow)`.

5.2.3 Analisi spettrale del disco stellare

Per quanto riguarda l’analisi spettrale della regione contenente il disco stellare della galassia, si è provato ad eseguire il fit dello spettro attraverso diversi modelli, che seguono i criteri specificati nel paragrafo 5.2, riportati nell’Appendice 7 tabella A.3. I modelli

migliori sono i seguenti: `phabs*(apec+apec)`, cioè un modello a singola temperatura che descrive un gas diffuso ionizzato attraverso collisioni in cui sono stati fissati solo i parametri dell’ICM dell’ammasso nel primo `apec` mentre tra quelli del secondo è stata fissata la metallicità a $Z = 1.26 Z_{\odot}$ e $Z = 2.90 Z_{\odot}$, riportati in Tabella 5.2, ed il redshift della galassia. Anche in questo caso non si è riuscito a distinguere quale fit sia migliore rispetto all’altro, per questo motivo vengono riportati entrambi in Tabella 5.5.

Attraverso il modello `phabs*(apec+apec+pow)`, si è cercato di investigare la presenza di un possibile AGN. Infatti se fosse presente attività del nucleo galattico, la sua emissione X seguirebbe una legge di potenza. I diversi tentativi non hanno mostrato questa caratteristica anzi, come mostrato in Tabella A.3, l’indice spettrale della legge di potenza assume valori non fisici, sia fissando valori di metallicità bassi sia utilizzando quelli che sono stati ottenuti dall’analisi ottica. Per questo motivo, con i dati attualmente disponibili, si esclude la presenza di attività del nucleo galattico all’interno di JO194.

Tabella 5.5: Miglior modello utilizzato per eseguire il fit della regione di emissione X del disco stellare. La luminosità ed il flusso si riferiscono alla banda 0.5 – 10.0 keV, mentre tutti gli errori riportati corrispondono a quelli al 68%.

Modello	Parametri fissati	Parametri ottenuti	χ^2 , dof, χ_R^2
phabs*(apec+apec)	$Z = 1.26 Z_{\odot}$	$kT = 0.85^{+0.04}_{-0.04}$ keV,	$\chi^2 = 29.77$,
		$F = (1.86 \pm 0.17) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s, $L = (7.08 \pm 0.68) \cdot 10^{40}$ erg/s	dof = 43, $\chi_R^2 = 0.69$
phabs*(apec+apec)	$Z = 2.90 Z_{\odot}$	$kT = 0.84^{+0.04}_{-0.04}$ keV,	$\chi^2 = 30.01$,
		$F = (1.78 \pm 0.11) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s, $L = (7.08 \pm 0.73) \cdot 10^{40}$ erg/s	dof = 43, $\chi_R^2 = 0.70$

Questo modello è consistente con quello di un disco in cui vengono prodotte nuove stelle, HMXB e LMXB, come testimonia l’analisi MUSE di questa galassia (Poggianti et al., 2017b). Le regioni in cui sono presenti nuove stelle sono caratterizzate da alta metallicità in quanto è presente ISM arricchito grazie ai venti stellari e alle esplosioni di supernovae che caratterizzano l’evoluzione stellare. Per questo sono stati fissati valori elevati di metallicità nel caso del disco stellare.

In figura viene mostrato lo spettro del disco stellare ed i residui del fit del modello `phabs*(apec+apec)` che è riportato con la linea nera continua nel riquadro superiore.

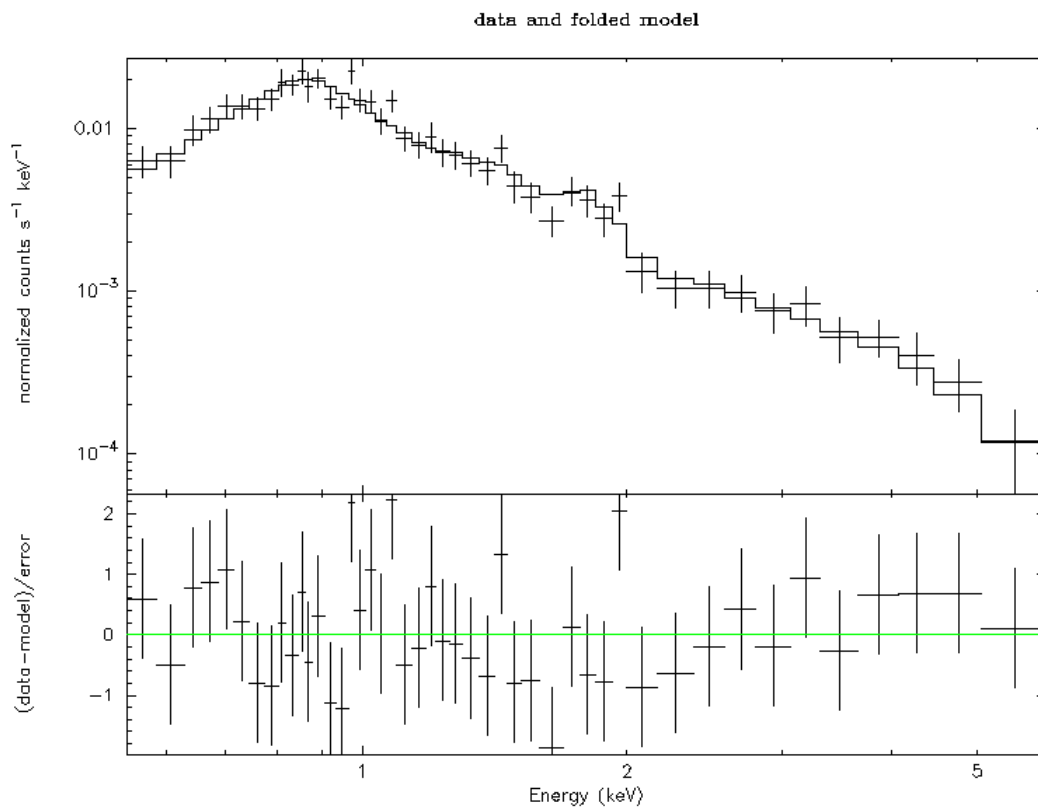


Figura 5.6: Spettro della regione che ricalca i contorni del disco stellare con i residui del fit, indicato con una linea nera continua, nella parte inferiore dell'immagine. Il modello utilizzato è $\text{phabs}*(\text{apec}+\text{apec})$ con metallicità $Z = 2.9Z_{\odot}$.

Capitolo 6

Interpretazione dei risultati

In questo capitolo vengono discussi i risultati mostrati nei capitoli precedenti e viene data una possibile interpretazione sull'origine dell'emissione X di JO194, in modo tale da esplorare il processo di ram pressure stripping che sta agendo sulla galassia e come esso ne influenzi la morfologia e le proprietà termiche. Verrà mostrata un'indagine sulla possibile interazione tra ICM e ISM a partire da uno studio del tasso di formazione stellare. Ciò è necessario per comprendere se l'emissione X sia legata alla formazione stellare o se essa venga originata da altri contributi. Inoltre, verrà mostrato uno studio sulla possibile correlazione spaziale tra emissione X ed $H\alpha$ ed un confronto tra le due luminosità a partire dai risultati riportati in Sun et al., 2021. A partire dalla luminosità $H\alpha$ di JO194, è possibile quantificare quanta di essa sia stata prodotta dal raffreddamento del gas. Questo passaggio è utile per comprendere quale meccanismo sia maggiormente responsabile della sua produzione tra raffreddamento, fotoionizzazione o ionizzazione collisionale. Infine, verrà mostrato un confronto tra le proprietà termiche di JO194, JO201 e JW100, le quali sono state a lungo studiate in lavori precedenti (Bellhouse et al., 2019, Campitiello et al., 2021, Bellhouse et al., 2017 e Poggianti et al., 2019b), in modo da identificare se vi siano corrispondenze fra le proprietà X di galassie jellyfish in condizioni diverse.

6.1 Origine dell'emissione X

Come introdotto nel Capitolo 1, il principale responsabile dell'emissione X delle galassie è la formazione stellare. Perciò, per verificare che la formazione stellare sia la responsabile dell'emissione X della galassia di interesse, è stato svolto un confronto tra il tasso di formazione stellare di JO194, ricavato a partire dalla luminosità X ottenuta dal fit degli spettri delle regioni analizzate nel Capitolo 5, con quello stimato dall'emissione $H\alpha$ (Vulcani et al., 2018). In questo articolo, sono riportati i seguenti valori dello SFR per tutta la regione di emissione $H\alpha$ di JO194 e del suo disco stellare:

$$SFR_{tot} = (9 \pm 2) M_{\odot}/\text{yr} \quad (6.1)$$

$$SFR_{disco} = (8 \pm 2) M_{\odot}/\text{yr} \quad (6.2)$$

Questi SFR sono stati calcolati tramite la relazione di Robert Kennicutt et al., 1998:

$$SFR(M_{\odot}/\text{yr}) = 4.6 \cdot 10^{-42} L_{H\alpha} \quad (6.3)$$

La SFR associata alla luminosità X è stata ricavata a partire dalla relazione empirica presentata in Mineo et al., 2013:

$$L_{X(0.5-8.0\text{keV})} \approx 4.9 \cdot 10^{39} SFR \quad (6.4)$$

dove $L_{H\alpha}$ e L_X rappresentano rispettivamente le luminosità totali $H\alpha$ ed X della galassia. Questa relazione, in Poggianti et al., 2019b, è stata modificata per essere utilizzata con una funzione di massa iniziale di Chabrier, la quale fa riferimento a popolazioni stellari che si trovano in diversi ambienti galattici (per es. il disco) e caratterizzate da un vasto intervallo di masse, invece che di Salpeter e in un intervallo di energia di 0.5 – 10.0 keV invece che 0.5 – 8.0 keV:

$$SFR(M_{\odot}/\text{yr}) = 1.32 \cdot 10^{-40} L_{X(0.5-10.0 \text{ keV})} \quad (6.5)$$

La funzione di massa iniziale (IMF, $\phi(m)$) indica qual'è il numero di stelle dN caratterizzate da una massa compresa tra $m \equiv M/M_{\odot}$ e $m + dm$. Quella di Salpeter è definita come (Salpeter, 1955):

$$dN = \phi(m)dm = \phi(0)m^{-2.35}dm \quad (6.6)$$

per masse comprese tra $m = 0.4$ e $m = 10$, dove $\phi(0)$ è una costante relativa alla densità stellare locale, quella di Chabrier, 2003, invece, è definita nel seguente modo:

$$\phi(m) = \begin{cases} 3.58 \frac{1}{m} \exp \left\{ -1.050 \left[\log \left(\frac{m}{0.079} \right) \right]^2 \right\} & m < 1 \\ m^{-2.3} & m \geq 1 \end{cases} \quad (6.7)$$

Attraverso l'utilizzo della relazione 6.5 e delle luminosità indicate nelle tabelle 5.3 e 5.5, sono stati ricavati i valori del tasso di formazione stellare riportati nella Tabella 6.1.

Da questi valori risulta che ci sia un'inconsistenza tra lo SFR totale ottenuto, per entrambe le metallicità, e quello riportato dall'articolo di Vulcani et al., 2018, di 5σ . Mentre c'è consistenza nel caso del disco stellare.

Queste discrepanze, nel caso del tasso di formazione stellare totale di JO194, dimostrano che la sola formazione stellare non è in grado di spiegare la luminosità X della galassia e che deve essere presente un contributo ulteriore. Nel disco stellare invece, gli SFR calcolati e quelli di Vulcani et al., 2018, risultano essere consistenti tra loro, ciò permette di concludere che l'emissione X è principalmente sostenuta dalla formazione stellare (vedi 1.4.2).

Tabella 6.1: Star formation rate di tutta la regione la H α e del disco ottenuti utilizzando la formula 6.5. Le luminosità X utilizzate per ricavare lo SFR sono quelle ottenute dall’analisi spettrale descritta nel Capitolo 5 e riportate nelle Tabelle 5.3 e 5.5.

$Z = 1.24 Z_{\odot}$	
Regione	SFR
Totale	$(30.23 \pm 4.22) M_{\odot}/\text{yr}$
$Z = 2.81 Z_{\odot}$	
Regione	SFR
Totale	$(25.21 \pm 2.90) M_{\odot}/\text{yr}$
$Z = 1.26 Z_{\odot}$	
Regione	SFR
Disco stellare	$(9.35 \pm 0.90) M_{\odot}/\text{yr}$
$Z = 2.90 Z_{\odot}$	
Regione	SFR
Disco stellare	$(9.35 \pm 0.96) M_{\odot}/\text{yr}$

6.2 Correlazione spaziale tra brillantezza X e H α

In questa sezione viene presentato uno studio per determinare se le brillanze X e H α correlano spazialmente sulla scala di ~ 10 kpc. Tale correlazione può indicare un legame fisico fra le diverse fasi responsabili delle due emissioni. Un’analisi analoga è già stata presentata per altre galassie jellyfish, come JO201, per cui risulta utile ricavarla anche nel caso di JO194. Utilizzando la stessa metodologia presentata in Campitiello et al., 2021, è stato possibile indagare sulla possibile correlazione tra l’emissione X ed H α .

In Figura 6.1 viene mostrata una griglia realizzata in modo tale che la dimensione delle celle concili il numero di punti campionati con il segnale-rumore X (S/N). Da ogni cella è stata misurata la brillantezza superficiale X e H α grazie alle quali è stato realizzato il grafico riportato in Figura 6.1 dal quale si nota che è presente una correlazione tra i due tipi di brillantezza superficiale.

Oltre a confrontare le brillantezze superficiali dell’emissione H α e X di JO194, sono state confrontate anche le rispettive luminosità.

Sulla base di uno studio effettuato su un campione di 16 galassie soggette a ram pressure stripping con code visibili sia in H α sia in X, Sun et al., 2021, riporta che sussiste la seguente relazione:

$$L_X = (3.6 \pm 0.3)L_{H\alpha} \quad (6.8)$$

Quindi, è stato ricavato il flusso H α dalla mappa MUSE di JO194 grazie all’utilizzo del software *ds9*. Il software ha permesso di selezionare le sole regioni di interesse, disco stellare, bracci e tutta la regione di emissione H α , e di escludere il contributo delle tre sorgenti in prossimità della galassia. Dai valori di flusso ottenuti è stato possibile ricavare la luminosità H α , corretta per l’estinzione della polvere, attraverso la relazione $L_{H\alpha} = 4\pi F_{H\alpha} D_L^2$, dove $D_L = 6.58 \cdot 10^{26}$ cm è la distanza di luminosità del cluster. Utilizzando l’equazione 6.8, sono stati ottenuti i valori della luminosità X riportati nella terza colonna

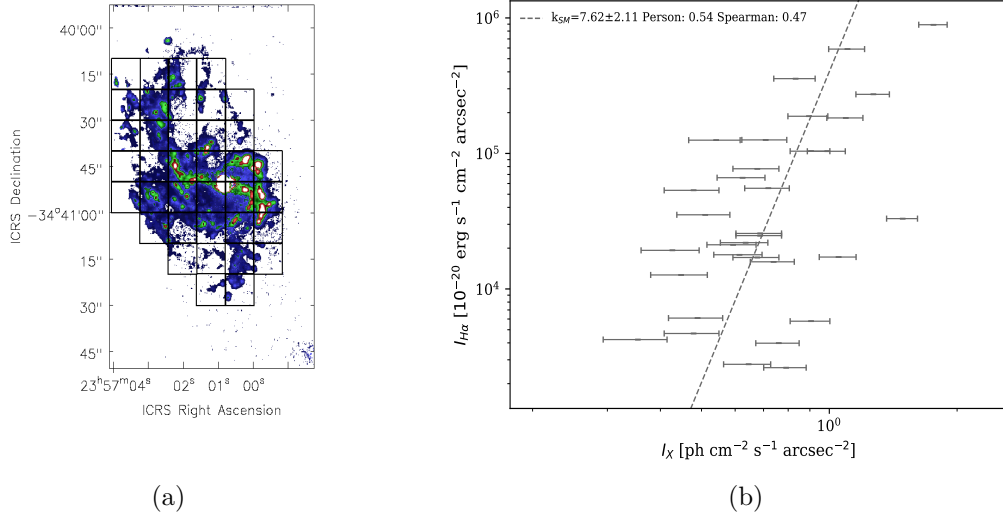


Figura 6.1: Immagine $H\alpha$ di JO194 di MUSE con indicata in nero la griglia di campionamento della brillantezza superficiale (a), Correlazione tra brillantezza superficiale X ed $H\alpha$ i cui valori sono stati ottenuti a partire dalla griglia mostrata a sinistra. Il coefficiente k_{SM} rappresenta la pendenza della retta che indica la relazione che intercorre tra le due brillantezze (b).

della Tabella 6.2. Nell'ultima colonna della tabella, viene indicato il rapporto tra la luminosità X ricavata dall'analisi spettrale e la luminosità $H\alpha$ riportata nella seconda colonna. Nel caso della regione ottenuta ricalcando l'emissione $H\alpha$ e del disco si è scelto di utilizzare la luminosità ottenuta fissando la metallicità rispettivamente a $Z = 1.24 Z_{\odot}$ e $Z = 1.26 Z_{\odot}$.

Tabella 6.2: Luminosità $H\alpha$ ed X calcolate rispettivamente a partire dal flusso e dalla relazione di Sun et al., 2021. Nell'ultima colonna è presente il rapporto tra la luminosità X ricavata dall'analisi spettrale e la luminosità $H\alpha$.

	Luminosità $H\alpha$	Luminosità X	Rapporto
Totale	$1.92 \cdot 10^{42}$ erg/s	$6.91 \cdot 10^{42}$ erg/s	$(1.12 \pm 0.17) \cdot 10^{-1}$
Disco stellare	$1.79 \cdot 10^{42}$ erg/s	$6.44 \cdot 10^{42}$ erg/s	$(4.00 \pm 0.41) \cdot 10^{-2}$
Bracci	$1.24 \cdot 10^{41}$ erg/s	$4.46 \cdot 10^{41}$ erg/s	1.26 ± 0.07

Il valore del rapporto tra la luminosità X ottenuta dall'analisi spettrale ed $H\alpha$ dei bracci non è perfettamente consistente con quello aspettato dalla relazione 6.8. Notiamo che, fra le tre regioni, solo i bracci si avvicinano al rapporto atteso, con una differenza però di 4 sigma. Questo suggerisce che, di tutta la galassia, solo i bracci abbiano proprietà X simili a quelle di una galassia jellyfish con code più lunghe e più ricche di gas strappato al disco stellare. In Sun et al., 2021 viene indicato che la relazione 6.8 definisce il comportamento dei bracci delle galassie jellyfish come code ma non viene definito il processo fisico che lo identifichi. Con i risultati ottenuti non è possibile individuare il fenomeno che definisce il processo fisico responsabile del comportamento delle code di queste galassie, descritto dalla relazione trovata nell'articolo. La correlazione spaziale invece suggerisce un'interazione

fisica tra il plasma che emette in X e quello che emette in $H\alpha$, come discusso in Poggianti et al., 2019b, e in Campitiello et al., 2021.

6.3 Cooling flow o mixing tra ICM e ISM?

Dall’analisi svolta nel capitolo precedente 5 è risultato che gli spettri del disco stellare e dei bracci di JO194 vengono descritti da due modelli differenti. Inoltre, dal paragrafo 6.1, risulta che l’emissione X dei bracci non è consistente con lo SFR riportato da Vulcani et al., 2018. Nel caso del disco, il modello con cui si è eseguito il fit con migliore statistica (`phabs*(apec+apec)`) è molto semplice, a singola temperatura ed è la somma di una componente descritta dell’emissione dell’ICM lungo la linea di vista e di una componente galattica. Questo è consistente con l’emissione X termica alimentata dalla formazione stellare, come mostrato in 6.1. La formazione stellare nelle jellyfish è favorita dal fenomeno di stripping a cui sono sottoposte, prima che l’ISM venga completamente rimosso. Ciò è stato osservato in diverse galassie del campione GASP (Vulcani et al., 2018, e Poggianti et al., 2017a). All’emissione X contribuisce una componente non termica dovuta alle LMXB e HMXB. Attraverso l’analisi spettrale svolta, non risulta che questa componente dia un contributo importante all’emissione X del disco. Infatti, se il contributo delle binarie X non fosse trascurabile, i modelli con una componente a legge di potenza (come `phabs*(apec+apec+pow)`) sarebbero stati in grado di eseguire un fit con buona statistica dello spettro. Ciò non si è verificato come mostrato nella tabella A.3.

I bracci di JO194, invece, sono caratterizzati da uno scenario diverso. Il modello migliore che descrive il loro spettro è `phabs*(apec+mkcflow)`, ovvero un modello che descrive il raffreddamento radiativo di un gas in equilibrio di pressione. Questo indica che potrebbe esserci un’interazione tra ISM e ICM il quale, a causa di ciò, si sta raffreddando e sta depositando gas. Inoltre all’interno dei bracci delle galassie jellyfish, compresa JO194, è presente formazione stellare, come indicato in Poggianti et al., 2019a, e Vulcani et al., 2018, favorita dal processo di stripping prima che essa venga del tutto fermata (*quenching della formazione stellare*) a causa della mancanza di gas (Crowl e Kenney, 2008).

Questo modello permette di considerare due scenari per spiegare ciò che sta avvenendo nei bracci:

- L’ICM, entrato all’interno dei bracci, si sta raffreddando radiativamente, dando origine ad un “cooling flow”, come vuole la definizione del modello. Esso si deposita nei bracci e contribuisce significativamente alla metallicità ottenuta dal fit spettrale $Z = 0.24_{-0.12}^{+0.19} Z_{\odot}$, interagendo con l’ISM più metallico. La bassa metallicità dei bracci è in accordo con quanto presentato da Franchetto et al., 2020;
- L’ICM, entrato nei bracci della galassia, sta interagendo con l’ISM tramite mixing, il quale è un fenomeno estremamente complesso che deve tenere conto di diversi processi (instabilità di Kelvin-Helmoltz, evaporazione dell’ISM, raffreddamento dell’ICM su nubi di gas freddo ecc.). A causa di questo fenomeno l’ICM nei bracci si

sta raffreddando radiativamente e la metallicità decresce, come mostrato per altre galassie jellyfish in Franchetto et al., 2021. Se questo scenario fosse corretto il modello riportato in Tabella 5.4 sarebbe solo un semplice fit, non potendo descrivere completamente la complessità del mixing ma solo il raffreddamento dell'ICM.

Con i risultati ottenuti dall'analisi X non è possibile affermare quale dei due scenari sia corretto. Entrambi sono consistenti con quanto riportato in Franchetto et al., 2020 e Franchetto et al., 2021, in quanto riproducono gli stessi effetti sulla metallicità a causa di un'interazione tra ISM e ICM. Futuri studi potrebbero indicare quale dei due risulta essere il più probabile.

6.4 Stima della luminosità e dalla massa $H\alpha$ dovute al solo raffreddamento

L'emissione $H\alpha$ che caratterizza JO194 e tutte le altre galassie viene prodotta da diversi meccanismi: fotoionizzazione, raffreddamento del gas e ionizzazione collisionale. Conoscendo la luminosità $H\alpha$ totale della galassia, ricavata nel paragrafo 6.1, è possibile calcolare la luminosità $H\alpha$ prodotta dal solo gas in raffreddamento e confrontarla con quella totale, riportata nella Tabella 6.2. In questo modo è possibile comprendere quanto il processo di cooling stia interessando il gas $H\alpha$ in JO194. In particolare, la luminosità $H\alpha$ di una nube di gas in raffreddamento è definita come (Voit e Donahue, 1997):

$$L_{H\alpha} = 3.8 \cdot 10^{39} \dot{M}_{100} = 9.1 \cdot 10^{36} \text{ erg/s} \quad (6.9)$$

dove \dot{M}_{100} è il tasso di massa in raffreddamento in unità di $100 M_{\odot}/\text{yr}$ il cui valore ($0.24_{-0.05}^{+0.06} M_{\odot}/\text{yr}$) è riportato nel paragrafo 5.2.2. Dall'uso di questa relazione risulta che la luminosità $H\alpha$ prodotta dal solo raffreddamento è molto bassa rispetto a quella totale ($1.39 \cdot 10^{42} \text{ erg/s}$). Questo significa che i meccanismi responsabili della ionizzazione del gas sono principalmente la fotoionizzazione da parte di fotoni prodotti da AGN, che nel caso di JO194 non si presenta, shock, stelle calde o raggi cosmici. Inoltre questa stima mostra che la luminosità $H\alpha$ è un buon tracciante per individuare il gas fotoionizzato o soggetto a ionizzazione collisionale o a shock e non in raffreddamento. Purtroppo con queste informazioni non sappiamo identificare quale tra queste sorgenti sia maggiormente responsabile della produzione di emissione $H\alpha$ in JO194.

Inoltre, è possibile calcolare la massa di $H\alpha$ prodotta dal raffreddamento del gas attraverso la relazione mostrata in Pasini et al., 2019, e ipotizzando che il gas sia in equilibrio di pressione con l'ICM che la circonda:

$$M_{H\alpha} \simeq L_{H\alpha} \cdot \frac{\mu m_p}{n_{H\alpha} \epsilon_{H\alpha}} = (1054 \pm 9) M_{\odot} \quad (6.10)$$

dove $\mu = 0.61$ è il peso atomico di tutto il gas di abbondanza cosmica, m_p è la massa del protone, $n_{H\alpha}$ e $\epsilon_{H\alpha}$ sono rispettivamente la densità numerica del gas $H\alpha$ e l'emissività del gas $H\alpha$.

Attraverso questa analisi sappiamo quanto gas $H\alpha$ proviene dal cooling, cioè una quantità molto piccola rispetto al totale. Un'interpretazione alternativa, rispetto al cooling e alla fotoionizzazione, per spiegare la presenza di una grande quantità di gas $H\alpha$, è ipotizzare che sia presente del mixing tra ISM ed ICM che raffredda il mezzo dell'ammasso entrato nella galassia, esattamente come è stato mostrato nei paragrafi precedenti. Purtroppo, con le informazioni ottenute nel corso di questa analisi non è possibile indicare con certezza quale scenario sia il più plausibile.

6.5 Confronto tra JO194, JW100 e JO201

Per caratterizzare l'entità delle interazioni tra galassia e ICM è utile quantificare determinate grandezze: il numero di Mach della galassia, la ram pressure e la pressione dell'ICM. A partire dalla temperatura (kT) misurata nel quarto settore, in cui si trova la galassia di interesse, riportata nella Tabella 4.2 è possibile calcolare la velocità del suono locale attraverso la seguente formula:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \sim 510\sqrt{kT} = 1075 \text{ km/s} \quad (6.11)$$

dove γ è l'indice adiabatico, P è la pressione del gas e ρ è la sua densità. Da questa relazione si può calcolare il numero di Mach definito come:

$$M = \frac{v_{los}}{c_s} = 1.9 \quad (6.12)$$

dove v_{gal} è velocità della galassia lungo la linea di vista.

Nel caso di questa analisi, si è assunto che il moto di JO194 sia prevalentemente lungo la linea di vista per cui la velocità della galassia lungo la linea di vista è data: $v_{los} = \sigma_{clus} \cdot v_{gal} = 2030 \text{ km/s}$, dove v_{gal} è la velocità lungo la linea di vista normalizzata per σ_{clus} e σ_{clus} è la dispersione di velocità della galassia nel cluster. Entrambe queste grandezze si trovano in Poggianti et al., 2017b. Il valore della velocità della galassia lungo la linea di vista indica che essa è caratterizzata da una velocità supersonica.

La ram pressure è una forza di pressione che viene esercitata dall'ICM sull'ISM delle galassie presenti all'interno dell'ammasso (si veda il Paragrafo 1.5). Per comprendere se JO194 si trova in un ambiente tale per cui è soggetta a una pressione in grado di strapparle il gas freddo che la caratterizza, è necessario conoscere la ram pressure. Secondo quanto riportato da Tonnesen, Bryan e Chen, 2011, quando essa è dell'ordine di $10^{-11} \text{ dyne/cm}^2$ è in grado di privare una galassia del suo gas e formare le lunghe code che caratterizzano le jellyfish. Per calcolare la ram pressure è stata utilizzata la seguente formula (e.g.

Poggianti et al., 2017b):

$$P_{ram} = \rho_{ICM} \cdot v_{los}^2 = n \cdot \mu \cdot m_p \cdot v_{los}^2 = 5.71 \cdot 10^{-11} \text{ dyne/cm}^2 \quad (6.13)$$

dove ρ_{ICM} è la densità dell'ICM, $n = 1.9n_e$ è la densità numerica totale di particelle del gas, μ è il peso atomico di tutto il gas di abbondanza cosmica e m_p è la massa del protone.

Risulta utile confrontare le grandezze appena trovate e le caratteristiche di JO194 con quelle di altre galassie jellyfish, caratterizzate da alta velocità all'interno dell'ammasso in cui si trovano, JO201 (Bellhouse et al., 2017 e Campitiello et al., 2021) e JW100 (Poggianti et al., 2019b) per constatare quali sono gli aspetti comuni tra di esse. In Tabella 6.3 sono mostrati i valori delle seguenti grandezze delle tre galassie: distanza proiettata dal centro dell'ammasso, temperatura, pressione, densità e densità elettronica della componente di gas sulla galassia e numero di Mach, ram pressure, temperatura media e massa stellare della galassia. Nel caso di JW100 i valori del numero di Mach e della ram pressure sono limiti inferiori a quelli reali (Poggianti et al., 2019b).

Tabella 6.3: Confronto tra le grandezze fondamentali delle tre galassie jellyfish JO194, JO201 e JW100. Il numero di Mach e la ram pressure di JW100 sono due limiti inferiori al valore reale (Poggianti et al., 2019b). I valori dei parametri di JO201 qui riportati sono presenti negli articoli di Bellhouse et al., 2017 e Campitiello et al., 2021.

Grandezza	JO194	JO201	JW100
$M_*(M_\odot)$	$1.3 \cdot 10^{11}$	$3.55 \cdot 10^{10}$	$3.2 \cdot 10^{11}$
Distanza dal centro(kpc)	275	360	83
kT_{media} (keV)	0.85 ± 0.04	0.76 ± 0.08	0.82 ± 0.10
kT_{ICM} (keV)	4.44 ± 0.16	7.10 ± 0.20	3.50 ± 0.10
P_{ICM} (erg/cm ³)	$1.87 \cdot 10^{-10}$	$1.38 \cdot 10^{-10}$	$3.00 \cdot 10^{-11}$
ρ_{ICM} (g/cm ³)	$2.63 \cdot 10^{-27}$	$1.51 \cdot 10^{-26}$	$6.06 \cdot 10^{-27}$
Densità di elettroni(cm ⁻³)	$1.39 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$
Numero di Mach	1.9	2.4	> 2.0
Ram Pressure (dyne/cm ²)	$1.08 \cdot 10^{-10}$	$1.65 \cdot 10^{-9}$	> $1.90 \cdot 10^{-10}$

Dalla Tabella 6.3 è possibile constatare:

- Dall'analisi spettrale di JO194, è stata ottenuta una temperatura media in linea con quella delle altre galassie jellyfish (Campitiello et al., 2021, e Poggianti et al., 2019b). Inoltre, tale temperatura è consistente con quanto riportato in Sun et al., 2021.
- I numeri di Mach sono consistenti tra di loro. Ciò indica che, nonostante le tre galassie si trovino in ammassi differenti, sono caratterizzate da velocità elevate (supersoniche) e sono sottoposte agli stessi fenomeni;
- I valori della ram pressure delle tre galassie sono consistenti tra di loro e con quelli di una galassia sottoposta a stripping, come mostrato in Tonnesen, Bryan e Chen, 2011.

Capitolo 7

Conclusioni

In questo lavoro di Tesi è stata trattata, per la prima volta, l'analisi dell'emissione estesa di raggi X proveniente dalla galassia jellyfish JO194. Questa galassia ($z = 0.041$) si trova nell'ammasso Abell 4059 ($z = 0.048$) ad una distanza di 275 kpc ed è caratterizzata da un moto a velocità supersonica e da due code lunghe quanto il diametro del suo disco, prodotte dal fenomeno di ram pressure stripping a cui è sottoposta. Lo scopo principale dello studio dell'emissione X di JO194 era individuare quale fosse l'origine dell'emissione X diffusa e comprendere come il ram pressure stripping abbia influenzato l'evoluzione della galassia. Questa analisi fa parte della più ampia campagna di studio del progetto GASP, che mira a studiare e capire i processi di rimozione di gas nelle galassie. In questa Tesi abbiamo analizzato l'osservazione ID 5785 proveniente dall'archivio Chandra. L'analisi effettuata può essere riassunta nei seguenti punti:

- Sono state indagate le proprietà dell'ICM a partire dallo studio degli spettri di 4 anelli di spessore di circa 73 kpc, delimitati da settori di apertura angolare di 93° , centrati nel centro di Abell 4059 e di cui l'ultimo contenente JO194. Dall'analisi spettrale sono stati ottenuti i profili radiali delle seguenti grandezze fisiche deproiettate: temperatura, metallicità, densità elettronica, pressione ed entropia. In particolare, abbiamo misurato queste grandezze al raggio di JO194 per caratterizzare le proprietà termiche dell'ICM che circonda la galassia: è stata ricavata una temperatura media di $kT = 4.44 \pm 0.16$ keV, una metallicità media di $Z = 0.35 \pm 0.07 Z_\odot$, una densità elettronica media di $n_e = (1.39 \pm 0.01) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ed una pressione media di $P = (1.87 \pm 0.07) \cdot 10^{-11} \text{ erg/cm}^{-3}$. Queste proprietà sono state successivamente utilizzate anche per descrivere il contributo apportato dall'ICM all'emissione diffusa osservata nella direzione di JO194;
- Grazie alla risoluzione e la profondità dell'osservazione Chandra, è stato possibile analizzare gli spettri di 3 regioni differenti di JO194: una regione globale contenente l'intera estensione della galassia definita dalla sua emissione $H\alpha$, una corrispondente al solo disco stellare e una definita dalle braccia allungate della galassia. Per capire il processo di emissione X delle tre regioni, sono stati testati diversi modelli spettrali tra i quali quelli con migliore statistica sono stati:

- Per la regione globale, i due modelli migliori sono quelli di un gas multi-temperatura `phabs*(apec+cemek1)` con temperatura pesata sulla massa, definita come $T_{MW} = \frac{1+\alpha}{2+\alpha}T_{MAX}$ dove T_{MAX} è la temperatura massima del mezzo e α è l'indice della legge di potenza a cui è legata l'emissione measure, pari a $T_{MW} = 2.65$ keV. Inoltre nel primo modello è stata fissata la metallicità galattica a $Z = 1.24Z_{\odot}$, mentre nel secondo a $Z = 2.81Z_{\odot}$. Questi valori di metallicità sono stati ottenuti dall'analisi ottica di osservazioni MUSE effettuate dal gruppo GASP e corrispondono a due calibrazioni differenti: il primo valore di metallicità riportato fa riferimento a una calibrazione basata sull'abbondanza di ossigeno, mentre il secondo fa riferimento all'indicatore O3N2;
 - Per quanto riguarda il disco stellare, i modelli che meglio descrivono la sua emissione sono quelli di un gas a singola temperatura `phabs*(apec+apec)` con metallicità galattica fissata ai valori ottenuti dall'analisi ottica dell'emissione di questa galassia: $Z = 1.26 Z_{\odot}$ e $Z = 2.90 Z_{\odot}$. I cui parametri di temperatura e metallicità del primo `apec` sono stati fissati ai valori dell'ICM nei pressi di JO194 ed il redshift è stato impostato a 0.048 (ovvero al redshift di Abell 4059). In questo modo si ha che questa componente descrive l'ambiente in cui si trova JO194. Anche in questo caso i due fit sono risultati statisticamente consistenti;
 - Per la regione corrispondente alle braccia, il modello migliore è quello di un gas che si sta raffreddando `phabs*(apec+mkcflow)` a partire dalla temperatura dell'ICM circostante. Grazie all'alta statistica di questa regione, è stato possibile, per la prima volta, misurare la metallicità del plasma X nelle braccia di una galassia jellyfish, a partire dalla sua emissione diffusa X, che è risultata pari a $Z = 0.24^{+0.19}_{-0.12} Z_{\odot}$. Il fatto che sia consistente con quello dell'ICM, suggerisce che sia presente dell'intercluster medium all'interno delle braccia e che la sua interazione con l'ISM lo stia raffreddando.
- Grazie alle luminosità X ottenute dall'analisi spettrale di JO104, è stato calcolato lo SFR utilizzando la relazione riportata in Poggianti et al., 2019b, per l'intera galassia ed il solo disco stellare, e sono stati confrontati con quelli ottenuti da Vulcani et al., 2018 sulla base delle osservazioni MUSE. Dal confronto risulta che gli SFR del disco sono consistenti tra loro, mentre nel caso di tutta la galassia il valore dello SFR calcolato è di $30 M_{\odot}/\text{yr}$ più grande rispetto al valore atteso riportato da Vulcani et al., 2018. Questo fatto indica che la sola formazione stellare non è in grado di descrivere la luminosità X della galassia e, quindi, deve essere presente un contributo ulteriore, che ipotizziamo essere predominante nelle braccia;
 - Per studiare la connessione tra il plasma che emette raggi X e quello più freddo, responsabile dell'emissione $H\alpha$, si è studiata la correlazione spaziale tra le loro rispettive emissioni. In accordo con i risultati precedenti riportati dalla Collaborazione GASP, abbiamo trovato una correlazione sulla scala di 10 kpc, suggerendo che sia effettivamente presente un'interazione fisica tra il gas che emette in X con quello

che emette un $H\alpha$. Inoltre, utilizzando la relazione tra luminosità X e luminosità $H\alpha$, ottenuta in Sun et al., 2021 per le code delle galassie jellyfish, è stata ricavata la luminosità X a partire da quella $H\alpha$. Dai rapporti tra le luminosità X ricavate dall’analisi spettrale con le luminosità $H\alpha$ ottenute seguendo la relazione, solo le braccia presentano un rapporto simile a quello delle altre galassie jellyfish;

- Dall’analisi spettrale svolta è risultato che lo spettro delle braccia di JO194 viene descritto da un modello di gas in raffreddamento e che la sua emissione X non è consistente con lo SFR riportato da Vulcani et al., 2018. Questi risultati permettono di considerare due possibili scenari per spiegare ciò che sta avvenendo nelle braccia:
 - L’ICM entrato all’interno delle braccia si sta raffreddando, dando origine ad un “cooling flow”, come vuole la definizione del modello, depositando gas nelle braccia;
 - L’ICM è entrato nelle braccia della galassia e sta interagendo con l’ISM tramite il fenomeno di mixing.

I risultati ottenuti da questa analisi sono consistenti con entrambi gli scenari, per questo motivo non è possibile stabilire quale dei due sia corretto.

- È possibile calcolare la luminosità $H\alpha$ prodotta dal solo gas in raffreddamento e confrontarla con quella $H\alpha$ totale della galassia. In questo modo è possibile comprendere quanto il processo di cooling stia interessando il gas $H\alpha$ in JO194. In particolare risulta che la luminosità $H\alpha$ prodotta dal solo raffreddamento del gas è molto bassa rispetto a quella totale: $L_{H\alpha} = 9.1 \cdot 10^{36}$ erg/s rispetto a $1.39 \cdot 10^{42}$ erg/s. Questo significa che i meccanismi responsabili della ionizzazione del gas sono principalmente la fotoionizzazione da parte di fotoni prodotti da shock, stelle calde, raggi cosmici o il mixing di diversi gas. Con queste informazioni non sappiamo identificare quale tra queste sorgenti sia maggiormente responsabile della produzione di emissione $H\alpha$ in JO194. Un’interpretazione alternativa, rispetto al cooling e alla fotoionizzazione, per spiegare la presenza di una grande quantità di gas $H\alpha$, è ipotizzare che sia presente del mixing tra ISM ed ICM, come è stato indicato precedentemente;
- Infine è stato svolto un confronto tra JO194, JO201 e JW100, tutte e tre galassie jellyfish del campione GASP. Dal confronto risulta che, nonostante i tre oggetti siano caratterizzati da proprietà e ambienti diversi, le loro proprietà termiche sono notevolmente simili. Le temperature medie sono consistenti tra di loro (~ 1 keV). Inoltre, la temperatura di JO194 (0.85 ± 0.04 keV) è consistente con quanto riportato in Sun et al., 2021. Anche i numeri di Mach sono consistenti tra di loro (1.9 per JO194, 2.4 per JO201 e > 2.0 per JW100) indice che, nonostante le tre galassie si trovino in ammassi differenti, sono caratterizzate da velocità elevate (supersoniche) e sono sottoposte agli stessi fenomeni. Infine, anche i valori delle ram pressure delle

tre galassie sono consistenti con quelli di una galassia sottoposta a stripping come mostrato in Tonnesen, Bryan e Chen, 2011.

Questi risultati ci hanno permesso di constatare che il disco stellare e le braccia di JO194 sono sottoposti a due fenomeni fisici differenti. Purtroppo, con i dati a nostra disposizione, non è stato possibile comprendere a pieno quale fenomeno stia interessando l'interno delle braccia (cooling flow o mixing tra ICM ed ISM). Per questo motivo, studi futuri sulle caratteristiche del mixing nelle galassie jellyfish, sia attraverso osservazioni a diverse lunghezze d'onda che con appropriate simulazioni numeriche, potrebbero aiutare a confermare uno dei due scenari. Inoltre, risulta utile continuare a confrontare le caratteristiche di JO194 con altre galassie sottoposte a ram pressure stripping per comprendere come questo fenomeno agisca su sistemi differenti e come ne influenzi l'evoluzione. Le tematiche affrontate in questa tesi ed i risultati ottenuti possono avere implicazioni anche al di fuori dello studio delle galassie jellyfish. L'analisi delle interazioni tra le diverse componenti di JO194, responsabili dell'emissione X e $H\alpha$, può aiutare a comprendere meglio i fenomeni fisici legati al mixing ed alle interazioni fra plasmi a diversa temperatura, ovvero problematiche tutt'ora aperte e con numerose implicazioni in molti sistemi astrofisici.

Appendice A

In questa Appendice vengono riportati tutti i modelli che sono stati testati per studiare l'emissione delle tre regioni da cui sono stati estratti gli spettri: la regione ottenuta ricalcando i contorni dell'emissione H α , quella corrispondente ai bracci della galassia e quella relativa al disco stellare (come mostrato in figura 5.2). Ogni sottosezione riguarda un solo spettro corrispondente a una delle regioni descritte. Nella prima colonna viene riportato il nome del modello ed i parametri che sono stati fissati prima di eseguire il fit, nella seconda vengono riportati i parametri ottenuti con i rispettivi errori calcolati a 1σ e nella terza colonna vengono riportati per completezza, visto che nel corso dell'analisi è stata utilizzata la statistica di Cash, il χ^2 , χ_R^2 ed i gradi di libertà.

A.1 Modelli utilizzati per il fit della regione H α

Tabella A.1: Modelli utilizzati per eseguire il fit della regione di emissione X (0.5 – 7.0 keV) che è stata ottenuta ricalcando i contorni della mappa H α di MUSE. I valori di temperatura e metallicità riportati nella prima colonna si riferiscono a parametri della galassia fissati prima di eseguire il fit.

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
phabs*(apec+apec)	$kT = 64$ keV, $Z = 7.51 \cdot 10^{-12} Z_\odot$	$\chi^2 = 243.74$,
		dof = 85, $\chi_R^2 = 2.87$
$Z = 1.0 Z_\odot$	$kT = 64$ keV	$\chi^2 = 243.74$,
		dof = 86, $\chi_R^2 = 2.83$
$Z = 0.35 Z_\odot$	$kT = 64$ keV	$\chi^2 = 273.62$,
		dof = 95, $\chi_R^2 = 2.88$
phabs*(apec+apec+pow)	$kT = 0.81^{+0.04}_{-0.04}$ keV, $Z = 4.84^{+4.92}_{-4.75} Z_\odot$ $\Gamma = 5.76^{+5.95}_{-3.16}$	$\chi^2 = 75.50$,
		dof = 83, $\chi_R^2 = 0.91$
		$\chi^2 = 162.50$,
$Z = 1.0 Z_\odot$	$kT = 64$ keV, $\Gamma = 2.09$	dof = 84,

		$\chi_R^2 = 1.93$
$Z = 0.35 Z_\odot$	$kT = 0.85_{-0.50}^{+3.22 \cdot 10^{-5}}$ keV, $\Gamma = 1.68_{-0.08}^{+0.08}$,	$\chi^2 = 79.25$, $dof = 84$, $\chi_R^2 = 0.94$
phabs*(apec+cemekl), $T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.46_{-0.16}^{+0.03}$, $Z = 9.99_{-6.81}^{-9.99} Z_\odot$	$\chi^2 = 111.53$, $dof = 93$, $\chi_R^2 = 1.20$
$Z = 1.0 Z_\odot, T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.48_{-0.18}^{+0.18}$ $F = (6.17 \pm 0.27) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s $L = (2.44 \pm 0.11) \cdot 10^{41}$ erg/s	$\chi^2 = 85.91$, $dof = 85$, $\chi_R^2 = 1.01$
$Z = 0.35 Z_\odot, T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.47_{-0.20}^{+0.20}$,	$\chi^2 = 94.05$, $dof = 85$, $\chi_R^2 = 1.10$
$Z = 1.24 Z_\odot, T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.48_{-0.18}^{+0.18}$, $F = (8.32 \pm 0.68) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s $L = (2.29 \pm 0.32) \cdot 10^{41}$ erg/s	$\chi^2 = 85.12$, $dof = 85$, $\chi_R^2 = 1.00$
$Z = 2.81 Z_\odot, T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.46_{-0.17}^{+0.17}$, $F = (4.79 \pm 0.55) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s $L = (1.91 \pm 0.22) \cdot 10^{41}$ erg/s	$\chi^2 = 83.36$, $dof = 85$, $\chi_R^2 = 0.98$
phabs*(apec+mkcflow), $T_{high} = 4.44$ keV	$T_{low} = 79.90$ keV, $Z = 5.0 Z_\odot$ $\dot{M} = 0.63_{-0.13}^{+0.30} M_\odot/\text{yr}$	$\chi^2 = 269.06$, $dof = 85$, $\chi_R^2 = 3.18$
$Z = 1.0 Z_\odot, T_{high} = 4.44$ keV	$T_{low} = 46.1_{-0.18}^{+0.18}$ keV, $\dot{M} = (209_{-0.01}^{+0.03}) \cdot 10^3 M_\odot/\text{yr}$	$\chi^2 = 1.36 \cdot 10^{12}$, $dof = 86$, $\chi_R^2 \gg 2$
$Z = 0.35 Z_\odot, T_{high} = 4.44$ keV	$T_{low} = 79.90$ keV, $\dot{M} = (4.79_{-1.12}^{+0.80}) M_\odot/\text{yr}$	$\chi^2 = 259.3$, $dof = 86$, $\chi_R^2 = 3.01$

A.2 Modelli utilizzati per il fit della regione dei bracci

Tabella A.2: Modelli utilizzati per eseguire il fit della regione di emissione X (0.5 – 7.0 keV) che corrisponde ai bracci di JO194. I valori di temperatura e metallicità riportati nella prima colonna si riferiscono a parametri della galassia fissati prima di eseguire il fit.

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
phabs*(apec+apec)	$kT = 64$ keV, $Z = 1.83 \cdot 10^{-12} Z_\odot$	$\chi^2 = 80.42$, $dof = 46$, $\chi_R^2 = 1.74$
	$Z = 1.0 Z_\odot$	$kT = 64$ keV $\chi^2 = 80.42$, $dof = 47$, $\chi_R^2 = 1.86$
$Z = 0.35 Z_\odot$	$kT = 0.70^{+0.08}_{-0.10}$ keV	$\chi^2 = 49.21$, $dof = 47$, $\chi_R^2 = 1.05$
phabs*(apec+apec+pow)	$kT = 0.70^{+0.09}_{-0.10}$ keV, $Z = 4.88^{+4.93}_{-4.80} Z_\odot$ $\Gamma = 1.66^{+8.34}_{-4.53}$	$\chi^2 = 48.10$, $dof = 44$, $\chi_R^2 = 1.09$
	$Z = 1.0 Z_\odot$	$kT = (8.06 \cdot 10^{-3})$ keV, $\Gamma = 1.94^{+0.18}_{-0.06}$ $\chi^2 = 62.02$, $dof = 45$, $\chi_R^2 = 1.38$
$Z = 0.35 Z_\odot$	$kT = (8.04 \cdot 10^{-3})$ keV, $\Gamma = 1.93^{+0.17}_{-0.06}$	$\chi^2 = 62.03$, $dof = 45$, $\chi_R^2 = 0.94$
phabs*(apec+cemekl), $T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.06^{+0.40}_{-0.06}$, $Z = 9.62^{+9.7}_{-8.87} Z_\odot$	$\chi^2 = 49.62$, $dof = 45$, $\chi_R^2 = 1.10$
	$Z = 1.0 Z_\odot, T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.06^{+0.39}_{-0.06}$, $\chi^2 = 50.36$, $dof = 46$, $\chi_R^2 = 1.09$
$Z = 0.35 Z_\odot, T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.06^{+0.44}_{-0.05}$	$\chi^2 = 51.72$, $dof = 46$, $\chi_R^2 = 1.12$
phabs*(apec+mkcflow), $T_{high} = 4.44$ keV	$T_{low} = 0.17^{+0.23}_{-0.14}$ keV, $Z = 0.24^{+0.19}_{-0.12} Z_\odot$, $\dot{M} = 0.24^{+0.06}_{-0.05} M_\odot/\text{yr}$ $F = (3.94 \pm 0.23) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s $L = (1.56 \pm 0.09) \cdot 10^{41}$ erg/s	$\chi^2 = 56.56$, $dof = 46$, $\chi_R^2 = 1.23$

$Z = 1.0Z_{\odot}, T_{high} = 4.44 \text{ keV}$	$T_{low} = 8.19_{-0.03}^{+0.03} \text{ keV},$	$\chi^2 = 4.57 \cdot$ $10^9,$
	$\dot{M} = (185_{-0.30}^{+0.20}) \cdot 10^2 \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$	$dof = 47,$ $\chi_R^2 \gg 2$
$Z = 0.35 Z_{\odot}, T_{high} = 4.44 \text{ keV}$	$T_{low} = 19.7_{-1.12}^{+1.20} \text{ keV},$	$\chi^2 = 2.49 \cdot$ $10^7,$
	$\dot{M} = (230_{-0.30}^{+0.40}) \cdot 10^1 \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$	$dof = 47,$ $\chi_R^2 \gg 2$

A.3 Modelli utilizzati per il fit della regione del disco stellare

Tabella A.3: Modelli utilizzati per eseguire il fit della regione di emissione X (0.5 – 7.0 keV) che corrisponde al disco stellare di JO194. I valori di temperatura e metallicità riportati nella prima colonna si riferiscono a parametri della galassia fissati prima di eseguire il fit.

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
phabs*(apec+apec)	$kT = 0.85_{-0.04}^{+0.05}$ keV, $Z = 0.77_{-0.46}^{+0.77} Z_\odot$,	$\chi^2 = 29.69$,
	$F = (1.99 \pm 0.14) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s,	dof = 42,
	$L = (7.88 \pm 0.54) \cdot 10^{40}$ erg/s	$\chi_R^2 = 0.71$
$Z = 1.0 Z_\odot$	$kT = 1.82_{-1.82}^{-1.82}$ keV	$\chi^2 = 170.23$, dof = 43, $\chi_R^2 = 3.96$
$Z = 0.35 Z_\odot$	$kT = 64.0$ keV	$\chi^2 = 170.23$, dof = 43, $\chi_R^2 = 3.96$
$Z = 1.26 Z_\odot$	$kT = 0.85_{-0.04}^{+0.04}$ keV,	$\chi^2 = 29.77$,
	$F = (1.86 \pm 0.17) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s,	dof = 43,
	$L = (7.08 \pm 0.68) \cdot 10^{40}$ erg/s	$\chi_R^2 = 0.69$
$Z = 2.90 Z_\odot$	$kT = 0.84_{-0.04}^{+0.04}$ keV,	$\chi^2 = 30.01$,
	$F = (1.78 \pm 0.11) \cdot 10^{-14}$ erg/cm ² /s,	dof = 43,
	$L = (7.08 \pm 0.73) \cdot 10^{40}$ erg/s	$\chi_R^2 = 0.70$
phabs*(apec+apec+pow)	$kT = 0.88_{-0.05}^{+0.05}$ keV,	$\chi^2 = 28.08$,
	$Z = 0.29_{-0.14}^{+0.79} Z_\odot$	dof = 40,
	$\Gamma = 0.19_{-3.18}^{+2.91}$	$\chi_R^2 = 0.70$
$Z = 1.0 Z_\odot$	$kT = 0.85_{-0.04}^{+0.04}$ keV,	$\chi^2 = 28.83$,
	$\Gamma = -0.57$	dof = 41,
		$\chi_R^2 = 0.70$
$Z = 0.35 Z_\odot$	$kT = 0.87_{-0.05}^{+0.04}$ keV,	$\chi^2 = 28.14$,
	$\Gamma = -3.18_{-0.01}^{+1.62}$,	dof = 41,
		$\chi_R^2 = 0.69$
$Z = 1.26 Z_\odot$	$kT = 0.85_{-0.04}^{+0.04}$ keV,	$\chi^2 = 29.02$,
	$\Gamma = -1.39_{+1.33}^{+1.33}$,	dof = 41,
		$\chi_R^2 = 0.70$
$Z = 2.90 Z_\odot$	$kT = 0.86_{-0.05}^{+0.05}$ keV,	$\chi^2 = 29.28$,
	$\Gamma = 4.13_{-6.86}^{-3.90}$,	dof = 41,
		$\chi_R^2 = 0.71$
phabs*(apec+cemekl), $T_{max} = 4.44$ keV	$\alpha = 0.06_{-0.06}^{+0.40}$,	$\chi^2 = 49.62$,
	$Z = 9.62_{-8.87}^{-9.7} Z_\odot$	dof = 45, $\chi_R^2 = 1.10$

$Z = 1.0Z_{\odot}, T_{max} = 4.44 \text{ keV}$	$\alpha = 0.77^{+0.20}_{-0.20},$	$\chi^2 = 36.06,$ $dof = 42,$ $\chi_R^2 = 0.86$
$Z = 0.35 Z_{\odot}, T_{max} = 4.44 \text{ keV}$	$\alpha = 0.71^{+0.20}_{-0.23},$	$\chi^2 = 46.00,$ $dof = 42,$ $\chi_R^2 = 1.10$
phabs*(apec+mkcflow), $T_{high} = 4.44 \text{ keV}$	$T_{low} = 79.9 \text{ keV},$ $Z = 5.00 Z_{\odot}$ $\dot{M} = 0.25^{+0.58}_{-0.09} \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$	$\chi^2 = 172.24,$ $dof = 42,$ $\chi_R^2 = 4.10$
$Z = 1.0 Z_{\odot}, T_{high} = 4.44 \text{ keV}$	$T_{low} = 44.6 \text{ keV},$ $\dot{M} = (385^{+0.25}_{-0.19}) \cdot 10^4 \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$	$\chi^2 = 4.91 \cdot$ $10^{14},$ $dof = 43,$ $\chi_R^2 \gg 2$
$Z = 0.35Z_{\odot}, T_{high} = 4.44 \text{ keV}$	$T_{low} = 77.4 \text{ keV},$ $\dot{M} = (814.51^{+0.50}_{-0.36} \text{ M}_{\odot}/\text{yr}$	$\chi^2 = 1.79 \cdot$ $10^6,$ $dof = 43,$ $\chi_R^2 \gg 2$

Appendice B

In questa Appendice viene descritta l'analisi eseguita sugli spettri delle tre sorgenti puntiformi X che si trovano nelle prossimità di JO194. Lo scopo iniziale di questo studio era comprendere se queste sorgenti facessero parte della galassia. Grazie all'analisi ottica, svolta a partire dalle osservazioni MUSE, si è escluso che esse facciano parte di JO194; si è deciso ugualmente di svolgere l'analisi X per comprenderne le proprietà. Tali sorgenti presentano una controparte ottica, osservata tramite l'utilizzo dello spettrografo MUSE, ma non la presentano in $H\alpha$.

B.1 Analisi spettrale delle tre sorgenti

Prima di tutto si è cercato di identificare queste tre sorgenti con quelle presenti nei cataloghi X a disposizione. All'interno del catalogo Chandra Source, i 3 blob sono identificati con i seguenti nomi, la classificazione parte da quello più a nord a quello più a sud:

- 2CXO J235700.6-344117 (RA 359.252733696881, DEC -34.68824476984331);
- 2CXO J235659.9-344124 (RA 359.24981256943875, DEC -34.69021524032181);
- 2CXO J235700.4-344132 (RA 359.16877728748, DEC -34.69241883358387).

Purtroppo nel catalogo non erano presenti i possibili redshift di queste sorgenti.

B.1.1 Analisi ottica

Attraverso gli spettri ricavati dalle osservazioni MUSE, è stato possibile identificare il tipo di sorgenti che caratterizzano questi blob ed il loro redshift, nonché la loro non appartenenza a JO194:

- Dallo spettro ottico riportato in Figura B.1 risulta che il primo blob è un quasar (QSO) di redshift $z = 0.94$, a causa della presenza di una riga molto allargata a bassa lunghezza d'onda;
- Dallo spettro ottico riportato in Figura B.1 risulta che il secondo blob è una galassia ellittica di redshift $z = 0.63$ caratterizzata da un'intensa emissione X;

- Dallo spettro ottico riportato in Figura B.1 risulta che il terzo blob è una galassia ellittica di redshift $z = 0.66$ caratterizzata da un'intensa emissione X;

Per quanto riguarda le ultime due sorgenti, essi sono stati identificati come due galassie ellittiche, che ospitano un AGN per i motivi elencati sopra, in quanto negli spettri ottici sono visibili le righe della serie di Balmer, posizionate a $\sim 6000\text{\AA}$ a causa del redshift.

Si ringraziano Dr. Marco Gullieuszik e Dr. Neven Tomičić per averci fornito le informazioni e gli spettri ottici delle tre sorgenti.

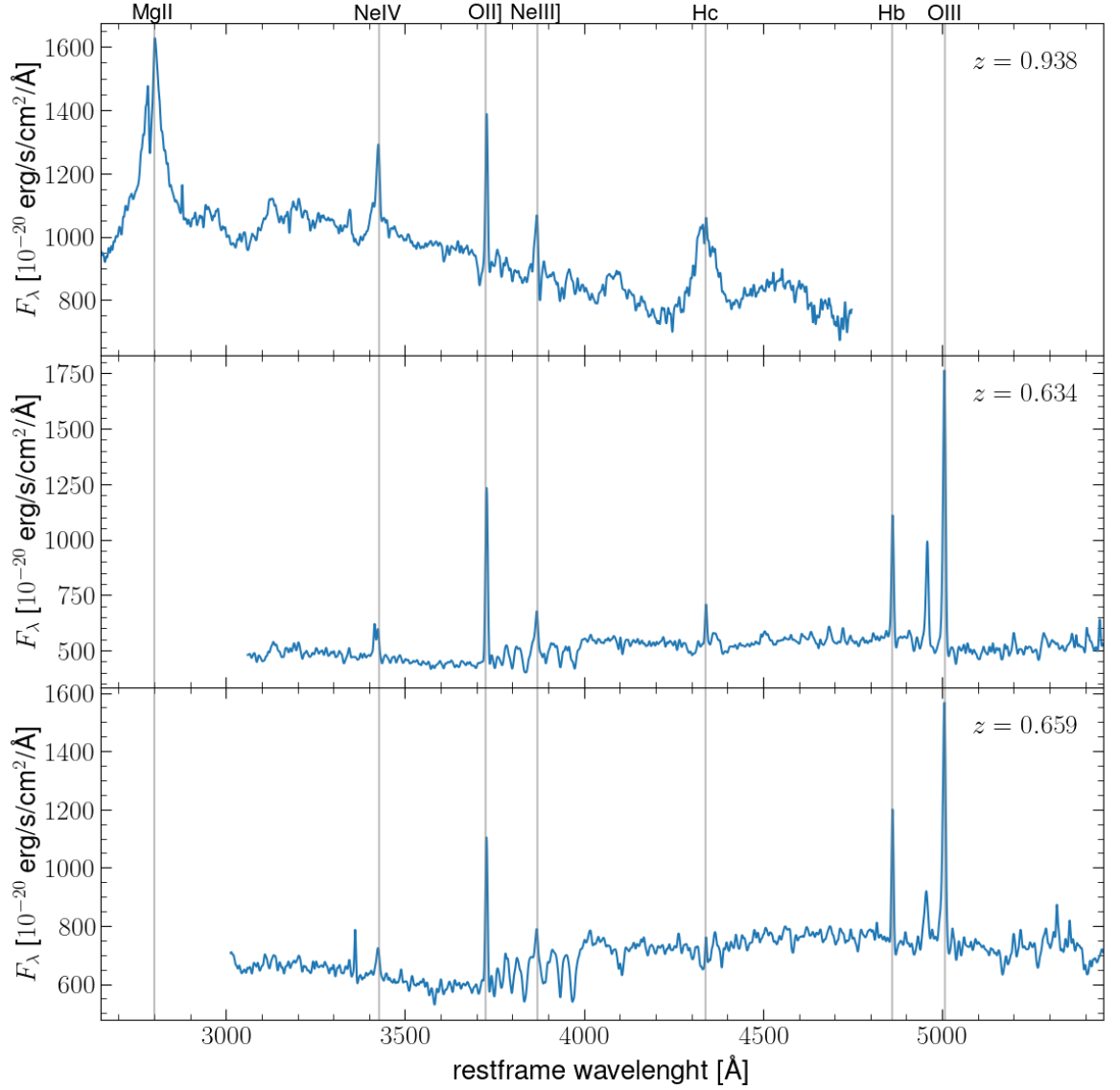


Figura B.1: Spettri MUSE ordinati dall'alto al basso, il primo blob (QSO) è rappresentato in alto ed è caratterizzato da un redshift pari a $z = 0.94$ (a), il secondo è collocato nel centro ed ha redshift pari a $z = 0.63$, mentre il terzo blob è in basso ed ha $z = 0.66$. Gli spettri sono stati estratti in aperture di raggio 3 pixel e sono stati smussati convolvendo con una gaussiana con $\sigma = 3$ pix. Si ringrazia Marco Gullieuszik per averci fornito questa immagine.

B.1.2 Analisi X

Attraverso il software *ds9* è stato possibile verificare se queste sorgenti sono risolte. In particolare, sono state realizzate tre regioni di diametro di circa 5arcsec contenenti i 3 blob e, attraverso il comando CIAO *mkpsfmap*, è stata creata una mappa contenente la dimensione della PSF di Chandra in ogni pixel dell'immagine, come indicato nella sezione 3.3.2, a partire dal file dell'osservazione corretto astrometricamente e dai flares in banda 0.5 – 7.0 keV. Tramite *ds9* è stato possibile osservare i profili radiali della brillantezza superficiale dei 3 blob, mostrato in Figura B.2, per stimare la loro effettiva dimensione angolare dalla scala entro cui l'emissione diventa consistente con il background e, confrontando quest'ultimo con la PSF dello strumento nella regione in cui si trovano (~ 4 arcsec), si può determinare se la sorgente è risolta o meno. Dalla nostra analisi risulta che la PSF ed il raggio in cui la brillantezza si azzerano sono molto simili per tutte e tre le sorgenti, quindi i tre blob non sono risolti. Il motivo di questa affermazione sta nel fatto che non siamo in grado, con questa osservazione, di distinguere l'emissione prodotta da un probabile nucleo galattico attivo da quella della galassia stessa, la quale potrebbe avere un'emissione più estesa di 4 arcsec. Bisogna, inoltre, tenere conto che ci potrebbe essere una componente di gas caldo di background che va ad aumentare la brillantezza ed il raggio a cui si azzerano.

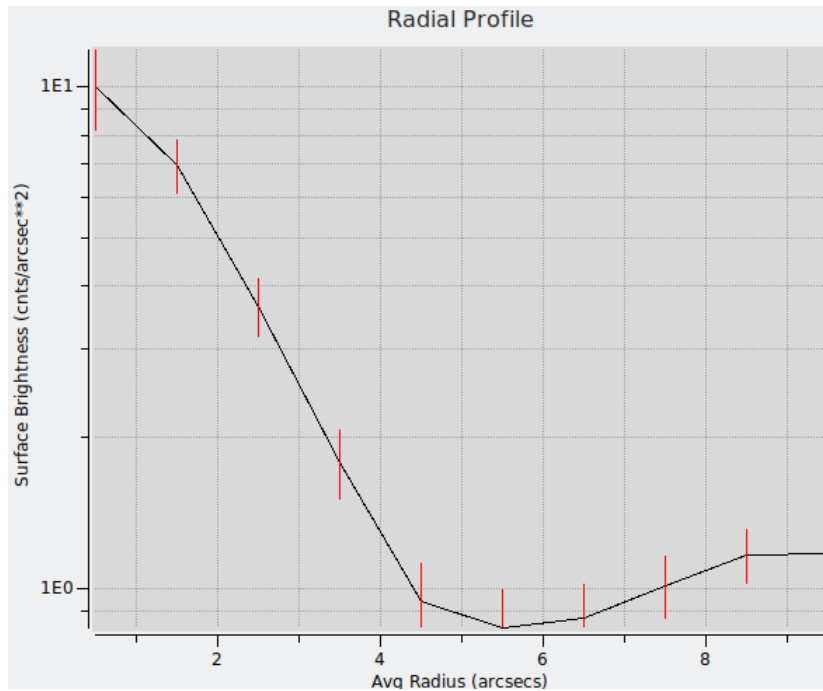


Figura B.2: Profilo radiale di brillantezza del terzo blob utilizzato per stimarne la dimensione angolare dalla scala entro cui l'emissione diventa consistente con il background.

Per estrarre gli spettri, attraverso il comando *specextract* di CIAO, è necessario indicare quale tipo di background si voglia utilizzare. Nel caso di questa analisi sono state realizzate due regioni rettangolari, equidistanti dall'emissione X di JO194 e della galassia al centro di Abell4059, non contenenti sorgenti appartenenti all'ammasso ma solo fotoni provenienti da sorgenti di background. Le regioni contenenti i tre blob e quelle che indica-

no qual'è il background locale scelto vengono mostrate in Figura B.3. Inoltre, si è scelto di raggruppare i conteggi utilizzando l'opzione `ADAPTIVE_SNR` del parametro `groupstype` di `specextract`. Questa opzione permette di mantenere le sorgenti brillanti non raggruppate, mentre raggruppa le regioni con rapporto segnale-rumore basso utilizzando un valore di quest'ultimo come soglia oltre la quale escludere i dati.

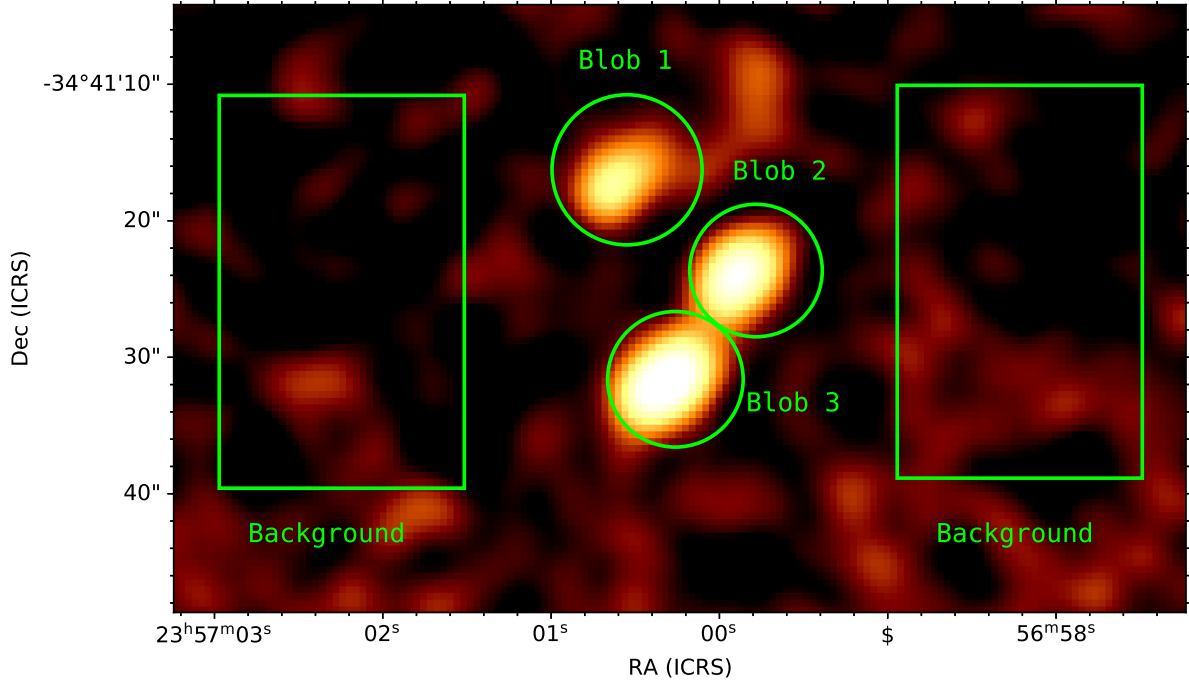


Figura B.3: Immagine X (0.5 – 7.0 keV) background subtracted e con tempo di esposizione corretto delle regioni di diametro di ~ 5 arcsec contenenti i tre blob e regioni rettangolari dalle quali è stato estratto il background. La figura è in banda 0.5 – 7.0keV. JO194 si trova a nord del primo blob.

Una volta estratti gli spettri delle tre sorgenti, è stato eseguito un fit degli spettri con un modello composto dall'assorbimento dovuto alla Via Lattea e da emissione non termica con andamento a legge di potenza: `phabs*pow`. Tale modello sicuramente non riesce a descrivere completamente l'emissione X di queste sorgenti, infatti non tiene conto della presenza della riga del ferro a ~ 7 keV spostata a causa del redshift, ma risulta utile per comprendere quale tipo di meccanismo la produce. Dall'analisi X degli spettri sono stati ottenuti i seguenti risultati:

- Dallo studio del primo blob, utilizzando un semplice modello `phabs*pow`, risulta che la sorgente può contenere un AGN a causa dell'alta luminosità $5.14 \cdot 10^{43}$ erg/s. Quindi, si è scelto di aggiungere un'altra componente di assorbimento e un'altra legge di potenza in grado di descrivere l'emissione X riflessa dal disco di accrescimento e assorbita da una componente di polvere locale, probabilmente un toro. La validità di questo fit ha permesso di ipotizzare che il blob 1 sia una galassia attiva osservata con un determinato angolo di inclinazione che intercetta il toro di polvere che oscura parte dell'emissione nel nucleo galattico;

- I blob 2 e 3, analizzati con il modello `phabs*pow`, risultano essere caratterizzate da luminosità molto elevate ($\sim 10^{43}$ erg/s) indice della presenza di un nucleo galattico attivo in entrambe le sorgenti. Si è provato ad aggiungere una ulteriore componente di assorbimento, ipotizzando che parte dell'emissione venga assorbita da una componente locale, ma ciò non ha portato ad alcun risultato che confermi questo scenario. A questo punto, è stato ipotizzato che questi blob si trovino ciascuno all'interno di un gruppo di galassie e, quindi, essi rappresenterebbero l'emissione della galassia centrale insieme a una componente di gas intergalattico (IGM). Per confermare questo possibile scenario, è stato eseguito un fit con un modello `phabs*apec`, purtroppo la forma dei dati e del modello non è risultata essere la stessa; inoltre la statistica è troppo bassa per poter rivelare il contributo dell'IGM. Quindi l'unico scenario valido, con la statistica di cui disponiamo, è che questi due blob siano AGN.

Si ringrazia Dr.ssa Anna Wolter per tutto l'aiuto che ci ha fornito durante la fase di analisi X e l'interpretazione delle tre sorgenti.

Bibliografia

- Abell, G. O. (gen. 1965). «Clustering of Galaxies». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 3, p. 1. DOI: [10.1146/annurev.aa.03.090165.000245](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.000245).
- Abell, George O. (mag. 1958). «The Distribution of Rich Clusters of Galaxies.» In: *Astrophysical Journal* 3, p. 211. DOI: [10.1086/190036](https://doi.org/10.1086/190036).
- Abell, George O, Harold G Corwin e Ronald P Olowin (1989). «A CATALOG OF RICH CLUSTERS OF GALAXIES». In: *IA The Astrophysical Journal Supplement Series* 70, pp. 1–138.
- Aghanim, N., Y. Akrami, F. Arroja, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro e et al. (set. 2020). «Planck2018 results». In: *Astronomy and Astrophysics* 641, A1. ISSN: 1432-0746. DOI: [10.1051/0004-6361/201833880](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833880). URL: <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201833880>.
- Asplund, Martin, Nicolas Grevesse, A. Jacques Sauval e Pat Scott (set. 2009). «The Chemical Composition of the Sun». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 47.1, pp. 481–522. DOI: [10.1146/annurev.astro.46.060407.145222](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145222). arXiv: [0909.0948](https://arxiv.org/abs/0909.0948) [astro-ph.SR].
- Avni, Y. (dic. 1976). «Energy spectra of X-ray clusters of galaxies.» In: *Astrophysical Journal* 210, pp. 642–646. DOI: [10.1086/154870](https://doi.org/10.1086/154870).
- Baldwin, J. A., M. M. Phillips e R. Terlevich (feb. 1981). «Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects». In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 93, p. 5. DOI: [10.1086/130766](https://doi.org/10.1086/130766). URL: <https://doi.org/10.1086/130766>.
- Bellhouse, C et al. (2017). «GASP. II. A MUSE View of Extreme Ram-Pressure Stripping along the Line of Sight: Kinematics of the Jellyfish Galaxy JO201». In: DOI: [10.3847/1538-4357/aa7875](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7875). URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7875>.
- Bellhouse, Callum et al. (mag. 2019). «GASP. XV. A MUSE view of extreme ram-pressure stripping along the line of sight: Physical properties of the jellyfish galaxy JO201». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 485 (1), pp. 1157–1170. ISSN: 13652966. DOI: [10.1093/mnras/stz460](https://doi.org/10.1093/mnras/stz460). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019MNRAS.485.1157B/abstract>.
- Bellhouse, Callum et al. (2021). «GASP XXIX-unwinding the arms of spiral galaxies via ram-pressure stripping». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 500 (1), pp. 1285–1312. ISSN: 13652966. DOI: [10.1093/mnras/staa3298](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3298).

- Bonamente, M. (2019). «Distribution of the C statistic with applications to the sample mean of Poisson data». In: arXiv: [1912.05444](https://arxiv.org/abs/1912.05444) [[astro-ph.HE](#)].
- Borgani, S., K. Dolag, G. Murante, L. M. Cheng, V. Springel, A. Diaferio, L. Moscardini, G. Tormen, L. Tornatore e P. Tozzi (apr. 2006). «Hot and cooled baryons in smoothed particle hydrodynamic simulations of galaxy clusters: physics and numerics». In: *mnras* 367.4, pp. 1641–1654. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10075.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10075.x). arXiv: [astro-ph/0512506](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512506) [[astro-ph](#)].
- Boselli, Alessandro, Matteo Fossati, Ming Sun, A. Boselli, M. Fossati e M. Sun (2021). «Ram Pressure Stripping in High-Density Environments». In: *Environmental Effects on Late-Type Galaxies in Nearby Clusters*.
- Boselli, Alessandro e Giuseppe Gavazzi (2006). *Environmental Effects on Late-Type Galaxies in Nearby Clusters*.
- Brunetti, Gianfranco e Thomas W. Jones (mar. 2014). «Cosmic Rays in Galaxy Clusters and Their Nonthermal Emission». In: *International Journal of Modern Physics D* 23.4, 1430007-98, pp. 1430007–98. DOI: [10.1142/S0218271814300079](https://doi.org/10.1142/S0218271814300079). arXiv: [1401.7519](https://arxiv.org/abs/1401.7519) [[astro-ph.CO](#)].
- Campitiello, M. Giulia et al. (2021). «GASP XXXIV: Unfolding the Thermal Side of Ram Pressure Stripping in the Jellyfish Galaxy JO201». In: *The Astrophysical Journal* 911 (2), p. 144. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.3847/1538-4357/abec82](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abec82).
- Cash, Webster (1979). «PARAMETER ESTIMATION IN ASTRONOMY THROUGH APPLICATION OF THE LIKELIHOOD RATIO». In: *The Astrophysical Journal* 228, pp. 939–947.
- Cavagnolo, Kenneth W., Megan Donahue, G. Mark Voit e Ming Sun (feb. 2009). «Intra-cluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters». In: *Astrophysical Journal, Supplement Series* 182 (1), pp. 12–32. DOI: [10.1088/0067-0049/182/1/12](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/12). URL: <http://arxiv.org/abs/0902.1802><http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/12>.
- Cavaliere, Alfonso e Roberto Fusco-Femiano (apr. 1976). «X-rays from hot plasma in clusters of galaxies». In: *Astronomy and Astrophysics* 49, pp. 137–144.
- Chabrier, Gilles (2003). «Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function 1». In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 115, pp. 763–795.
- Choi, Yun Young, Christopher S. Reynolds, Sebastian Heinz, Jessica L. Rosenberg, Eric S. Perlman e Jongmann Yang (feb. 2004). «Observations of Abell 4059 with Chandra, HST and VLA: unraveling a complex cluster/radio-galaxy interaction». In: *ArXiv e-prints* 1795, pp. 1–14. DOI: [10.1086/382941](https://doi.org/10.1086/382941). URL: <http://dx.doi.org/10.1086/382941>.
- Cimatti, Andrea, Filippo Fraternali e Carlo Nipoti (2020). «Introduction to galaxy formation and evolution : from primordial gas to present-day galaxies». In: p. 571. URL: <https://www.hoepli.it/libro/introduction-to-galaxy-formation-and-evolution/9781107134768.html>.

- Condon, J. J. (gen. 1992). «Radio emission from normal galaxies.» In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 30, pp. 575–611. DOI: [10.1146/annurev.aa.30.090192.003043](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.30.090192.003043).
- Condon, J. J. (nov. 2003). «Radio Emission from Normal Galaxies». In: *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics* 30 (1), pp. 575–611. ISSN: 00664146. DOI: [10.1146/ANNUREV.AA.30.090192.003043](https://doi.org/10.1146/ANNUREV.AA.30.090192.003043). URL: <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.aa.30.090192.003043>.
- Cowie, L. L., C. F. McKee, L. L. Cowie e C. F. McKee (gen. 1977a). «The evaporation of spherical clouds in a hot gas. I. Classical and saturated mass loss rates.» In: *ApJ* 211, pp. 135–146. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/154911](https://doi.org/10.1086/154911). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977ApJ...211..135C/abstract>.
- Cowie, L. L., A. Songaila, L. L. Cowie e A. Songaila (1977b). «Thermal evaporation of gas within galaxies by a hot intergalactic medium». In: *Natur* 266 (5602), pp. 501–503. ISSN: 0028-0836. DOI: [10.1038/266501A0](https://doi.org/10.1038/266501A0). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1977Natur.266..501C/abstract>.
- Croton, Darren J (2013). «Damn You, Little h! (or, Real-World Applications Of The Hubble Constant Using Observed And Simulated Data)». In: URL: www.publish.csiro.au/journals/pasa.
- Crowl, Hugh H. e Jeffrey D. P. Kenney (set. 2006). «The Stellar Population of Stripped Cluster Spiral NGC 4522: A Local Analog to K+A Galaxies?» In: *The Astrophysical Journal* 649.2, L75–L78. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.1086/508344](https://doi.org/10.1086/508344). URL: <http://dx.doi.org/10.1086/508344>.
- Crowl, Hugh H e Jeffrey D P Kenney (2008). «THE STELLAR POPULATIONS OF STRIPPED SPIRAL GALAXIES IN THE VIRGO CLUSTER». In: arXiv: [0807.3747v2](https://arxiv.org/abs/0807.3747v2).
- Curti, M., G. Cresci, F. Mannucci, A. Marconi, R. Maiolino e S. Esposito (feb. 2017). «New fully empirical calibrations of strong-line metallicity indicators in star-forming galaxies». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465.2, pp. 1384–1400. DOI: [10.1093/mnras/stw2766](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2766). arXiv: [1610.06939](https://arxiv.org/abs/1610.06939) [astro-ph.GA].
- Diaferio, A, · S Schindler, · K Dolag, S Schindler e K Dolag (2008). «Clusters of galaxies: Setting the stage». In: URL: <http://chandra.harvard.edu/photo/2002/0150/more.html>.
- Dopita, Michael A., Ralph S. Sutherland, David C. Nicholls, Lisa J. Kewley e Frédéric P. A. Vogt (set. 2013). «NEW STRONG-LINE ABUNDANCE DIAGNOSTICS FOR H II REGIONS: EFFECTS OF κ -DISTRIBUTED ELECTRON ENERGIES AND NEW ATOMIC DATA». In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208.1, p. 10. DOI: [10.1088/0067-0049/208/1/10](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/1/10). URL: <https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/1/10>.
- Dressler, A. (mar. 1980). «Galaxy morphology in rich clusters: implications for the formation and evolution of galaxies.» In: *ApJ* 236, pp. 351–365. ISSN: 0004-637X. DOI:

- 10.1086/157753. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1980ApJ...236..351D/abstract>.
- Ettori, Stefano (2000). « β -model and cooling flows in X-ray clusters of galaxies». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 318 (4), pp. 1041–1046. ISSN: 00358711. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2000.03664.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03664.x).
- Fabian, A. C., C. S. Crawford, A. C. Edge e R. F. Mushotzky (apr. 1994). «Cooling flows and the X-ray luminosity–temperature relation for clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 267 (3), pp. 779–784. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/MNRAS/267.3.779](https://doi.org/10.1093/MNRAS/267.3.779). URL: <https://academic.oup.com/mnras/article/267/3/779/975769>.
- Fasano, Giovanni, Bianca M. Poggianti, Warrick J. Couch, Daniela Bettoni, Per Kjærgaard e Mariano Moles (nov. 2000). «The Evolution of the Galactic Morphological Types in Clusters». In: *The Astrophysical Journal* 542.2, pp. 673–683. DOI: [10.1086/317047](https://doi.org/10.1086/317047). arXiv: [astro-ph/0005171](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0005171) [astro-ph].
- Franchetto, Andrea, Benedetta Vulcani, Bianca M. Poggianti, Marco Gullieuszik, Matilde Mingozi, Alessia Moretti, Neven Tomičić, Jacopo Fritz, Daniela Bettoni e Yara L. Jaffé (apr. 2020). «GASP XXVII: Gas-phase metallicity scaling relations in disk galaxies with and without ram-pressure stripping». In: DOI: [10.3847/1538-4357/ab8db9](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab8db9). URL: <http://arxiv.org/abs/2004.11917><http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab8db9>.
- Franchetto, Andrea et al. (2021). «Evidence for mixing between ICM and stripped ISM by the analysis of the gas metallicity in the tails of jellyfish galaxies». In: arXiv: [2111.04755](https://arxiv.org/abs/2111.04755) [astro-ph.GA].
- Gill, Stuart P. D., Alexander Knebe e Brad K. Gibson (apr. 2004). «The evolution of substructure III: the outskirts of clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 356 (4), pp. 1327–1332. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.08562.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08562.x). URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0404427><http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08562.x>.
- Gitti, Myriam, Fabrizio Brighenti e Brian R. McNamara (2012). «Evidence for agn feedback in galaxy clusters and groups». In: *Advances in Astronomy* 2012 (Icm). ISSN: 16877969. DOI: [10.1155/2012/950641](https://doi.org/10.1155/2012/950641).
- Govoni, Federica e Luigina Feretti (gen. 2012). «MAGNETIC FIELDS IN CLUSTERS OF GALAXIES». In: <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271804005080> 13 (8), pp. 1549–1594. ISSN: 02182718. DOI: [10.1142/S0218271804005080](https://doi.org/10.1142/S0218271804005080).
- Grandi, Sabrina De (2001). «METALLICITY GRADIENTS IN X-RAY CLUSTERS OF GALAXIES». In.
- Grimm, H. J., M. Gilfanov e R. Sunyaev (mag. 2002). «High Mass X-ray Binaries as a Star Formation Rate Indicator in Distant Galaxies». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 339 (3), pp. 793–809. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2003.06224.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06224.x). URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0205371><http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06224.x>.

- Gunn, James E., III Gott J. Richard, James E. Gunn e III Gott J. Richard (ago. 1972). «On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution». In: *ApJ* 176, p. 1. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/151605](https://doi.org/10.1086/151605). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1972ApJ...176....1G/abstract>.
- Heinz, Sebastian, Yun-Young Choi, Christopher S. Reynolds e Mitchell C. Begelman (2002). «[ITAL]Chandra[/ITAL] ACIS-S Observations of Abell 4059: Signs of Dramatic Interaction between a Radio Galaxy and a Galaxy Cluster». In: *The Astrophysical Journal* 569 (2), pp. L79–L82. ISSN: 0004637X. DOI: [10.1086/340688](https://doi.org/10.1086/340688).
- Huang, Zhenping e Craig L. Sarazin (1998). «A High-Resolution ROSAT X-Ray Study of Abell 4059». In: *The Astrophysical Journal* 496 (2), pp. 728–736. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/305406](https://doi.org/10.1086/305406).
- Hubble, E. P. (dic. 1926). «Extragalactic nebulae.» In: *Astrophysical Journal* 64, pp. 321–369. DOI: [10.1086/143018](https://doi.org/10.1086/143018).
- J. Grindlay A. C. Fabian E. M. Hu, L. L. Cowie and (1981). «THE DISTRIBUTION AND MORPHOLOGY OF X-RAY-EMITTING GAS IN THE CORE OF THE PERSEUS CLUSTER». In: *Synthesis* 19 (2), pp. 305–308.
- Jaffé, Yara L. et al. (giu. 2018). «GASP. IX. Jellyfish galaxies in phase-space: an orbital study of intense ram-pressure stripping in clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 476 (4), pp. 4753–4764. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/MNRAS/STY500](https://doi.org/10.1093/MNRAS/STY500). URL: <https://academic.oup.com/mnras/article/476/4/4753/4904145>.
- Kauffmann, Guinevere et al. (dic. 2003). «The host galaxies of active galactic nuclei». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 346.4, pp. 1055–1077. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2003.07154.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2003.07154.x). eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/346/4/1055/18646272/346-4-1055.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2003.07154.x>.
- Kellermann, K. I. (1989). «Compact Radio Sources and AGN's». In: *bbag*, p. 239. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989bbag.conf..239K/abstract>.
- Kewley, Lisa J., Brent Groves, Guinevere Kauffmann e Tim Heckman (set. 2006). «The host galaxies and classification of active galactic nuclei». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 372.3, pp. 961–976. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10859.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10859.x). eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/372/3/961/2943380/mnras0372-0961.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10859.x>.
- Kravtsov, Andrey V. e Stefano Borgani (set. 2011). «Formation of Galaxy Clusters». In: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125502> 50, pp. 353–409. ISSN: 00664146. DOI: [10.1146/ANNUREV-ASTRO-081811-125502](https://doi.org/10.1146/ANNUREV-ASTRO-081811-125502). URL: <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-astro-081811-125502>.
- Laganá, T. F., F. Durret e P. A.A. A. Lopes (gen. 2019). «Physical properties of the X-ray gas as a dynamical diagnosis for galaxy clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 484 (2), pp. 2807–2830. ISSN: 13652966. DOI: [10.1093/mnras/](https://doi.org/10.1093/mnras/)

- stz148. URL: <http://arxiv.org/abs/1901.03851><http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stz148>.
- Lauberts, A. (1982). *ESO/Uppsala survey of the ESO(B) atlas*.
- Madau, Piero e Mark Dickinson (ago. 2014). «Cosmic Star-Formation History». In: *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics* 52, pp. 415–486. ISSN: 00664146. DOI: [10.1146/ANNUREV-ASTRO-081811-125615](https://doi.org/10.1146/ANNUREV-ASTRO-081811-125615). URL: <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-astro-081811-125615>.
- Mayer, L., F. Governato, T. Kaufmann, L. Mayer, F. Governato e T. Kaufmann (set. 2008). «The formation of disk galaxies in computer simulations». In: *ASL* 1 (1), pp. 7–27. ISSN: 19366612. DOI: [10.1166/asl.2008.001](https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008ASL.....1....7M/abstract). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008ASL.....1....7M/abstract>.
- McNamara, B. R. e P. E. J. Nulsen (set. 2007). «Heating Hot Atmospheres with Active Galactic Nuclei». In: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics, vol. 45, Issue 1, pp.117-175* 45 (1), p. 117. ISSN: 0066-4146. DOI: [10.1146/ANNUREV.ASTRO.45.051806.110625](https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007ARA26A..45..117M/abstract). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2007ARA26A..45..117M/abstract>.
- Meneghetti, M., C. Fedeli, F. Pace, S. Gottlöber e G. Yepes (set. 2010). «Strong lensing in the MARENOSTRUM UNIVERSE. I. Biases in the cluster lens population». In: *Astronomy and Astrophysics* 519, A90, A90. DOI: [10.1051/0004-6361/201014098](https://arxiv.org/abs/1003.4544). arXiv: [1003.4544 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1003.4544).
- Mernier, F., J. De Plaa, L. Lovisari, C. Pinto, Y. Y. Zhang, J. S. Kaastra, N. Werner e A. Simionescu (2015). «Abundance and temperature distributions in the hot intra-cluster gas of Abell 4059». In: *Astronomy and Astrophysics* 575, pp. 1–17. ISSN: 14320746. DOI: [10.1051/0004-6361/201425282](https://arxiv.org/abs/10.1051/0004-6361/201425282).
- Mineo, S., G. Fabbiano, R. D’Abrusco, T. Fragos, D. W. Kim, J. Strader, J. P. Brodie, J. S. Gallagher, A. Zezas e B. Luo (dic. 2013). «THE RADIAL DISTRIBUTION OF X-RAY BINARIES AND GLOBULAR CLUSTERS IN NGC 4649 AND THEIR RELATION WITH THE LOCAL STELLAR MASS DENSITY». In: *The Astrophysical Journal* 780 (2), p. 132. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1088/0004-637X/780/2/132](https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/780/2/132). URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/780/2/132><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0004-637X/780/2/132/meta>.
- Norman, Colin (1995). «The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium: Conference Summary». In.
- Owers, Matt S., Warrick J. Couch, Paul E.J. Nulsen e Scott W. Randall (apr. 2012). «SHOCKING TAILS IN THE MAJOR MERGER ABELL 2744». In: *The Astrophysical Journal Letters* 750 (1), p. L23. ISSN: 2041-8205. DOI: [10.1088/2041-8205/750/1/L23](https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2041-8205/750/1/L23). URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2041-8205/750/1/L23><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2041-8205/750/1/L23/meta>.
- Pasini, T, M Gitti, F Brighenti, P Temi, A Amblard, S L Hamer, S Ettori, E O’sullivan e F Gastaldello (2019). «A BCG WITH OFFSET COOLING: IS THE AGN FEEDBACK CYCLE BROKEN IN A2495?» In.

- Peluso, Giorgia et al. (2021). «Exploring the AGN-ram pressure stripping connection in local clusters». In.
- Peterson, J. R., S. M. Kahn, F. B. S. Paerels, J. S. Kaastra, T. Tamura, J. A. M. Bleeker, C. Ferrigno e J. G. Jernigan (giu. 2003). «High-Resolution X-Ray Spectroscopic Constraints on Cooling-Flow Models for Clusters of Galaxies». In: *ApJ* 590 (1), pp. 207–224. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/374830](https://doi.org/10.1086/374830). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003ApJ...590..207P/abstract>.
- Poggianti, B. M. et al. (gen. 2016). «The Wide-Field Nearby Galaxy-Cluster Survey (WINGS) and Its Extension OMEGAWINGS». In: *The Universe of Digital Sky Surveys*. A cura di Nicola R. Napolitano, Giuseppe Longo, Marcella Marconi, Maurizio Paolillo e Enrichetta Iodice. Vol. 42. Astrophysics and Space Science Proceedings, p. 177. DOI: [10.1007/978-3-319-19330-4_28](https://doi.org/10.1007/978-3-319-19330-4_28).
- Poggianti, Bianca M. et al. (apr. 2017a). «GASP I: Gas stripping phenomena in galaxies with MUSE». In: DOI: [10.3847/1538-4357/aa78ed](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa78ed). URL: <http://arxiv.org/abs/1704.05086><http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa78ed>.
- Poggianti, Bianca M. et al. (2017b). «Ram-pressure feeding of supermassive black holes». In: *Nature* 548 (7667), pp. 304–309. ISSN: 14764687. DOI: [10.1038/nature23462](https://doi.org/10.1038/nature23462).
- Poggianti, Bianca M. et al. (2019a). «Gasp XIII. Star formation in gas outside galaxies». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 482 (4), pp. 4466–4502. ISSN: 13652966. DOI: [10.1093/mnras/sty2999](https://doi.org/10.1093/mnras/sty2999).
- Poggianti, Bianca M. et al. (ott. 2019b). «GASP XXIII: A Jellyfish Galaxy as an Astrophysical Laboratory of the Baryonic Cycle». In: *The Astrophysical Journal* 887 (2), p. 155. ISSN: 1538-4357. DOI: [10.3847/1538-4357/ab5224](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5224). URL: <http://arxiv.org/abs/1910.11622><http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab5224>.
- Press, William H., Paul Schechter, William H. Press e Paul Schechter (feb. 1974). «Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation». In: *ApJ* 187, pp. 425–438. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/152650](https://doi.org/10.1086/152650). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1974ApJ...187..425P/abstract>.
- Ramos-Martínez, Mariana, Gilberto C Gómez e Ángeles Pérez-Villegas (feb. 2018). «MHD simulations of ram pressure stripping of a disc galaxy». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 476.3, pp. 3781–3792. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/mnras/sty393](https://doi.org/10.1093/mnras/sty393). eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/476/3/3781/24511668/sty393.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/sty393>.
- Reynolds, Christopher S., Elyse A. Casper e Sebastian Heinz (giu. 2008). «A Deep Chandra Observation of Abell 4059: A New Face to “Radio-Mode” AGN Feedback?» In: *The Astrophysical Journal* 679 (2), pp. 1181–1191. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/587456](https://doi.org/10.1086/587456). URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/587456>.
- Robert Kennicutt, Jr. Kennicutt, Peter Tamblyn, Charles E. Congdon, Kennicutt, Robert C. e Jr. (mag. 1998). «The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies». In: *ApJ* 498 (2), pp. 541–552. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/305588](https://doi.org/10.1086/305588). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998ApJ...498..541K/abstract>.

- Salpeter, Edwin E. (gen. 1955). «The Luminosity Function and Stellar Evolution.» In: *The Astrophysical Journal* 121, p. 161. DOI: [10.1086/145971](https://doi.org/10.1086/145971).
- Sarazin, Craig L. e Craig L. (1988). «X-ray emission from clusters of galaxies». In: *xrec*. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1988xrec.book.....S/abstract>.
- Schechter, P. (gen. 1976). «An analytic expression for the luminosity function for galaxies.» In: *The Astrophysical Journal* 203, pp. 297–306. DOI: [10.1086/154079](https://doi.org/10.1086/154079).
- Schober, Jennifer, D. R.G. Schleicher e R. S. Klessen (giu. 2017). «Tracing star formation with non-thermal radio emission». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 468 (1), pp. 946–958. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/MNRAS/STX460](https://doi.org/10.1093/MNRAS/STX460). URL: <https://academic.oup.com/mnras/article/468/1/946/3045414>.
- Schulz, Steven e Curtis Struck (nov. 2001). «Multi stage three-dimensional sweeping and annealing of disc galaxies in clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 328.1, pp. 185–202. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1046/j.1365-8711.2001.04847.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04847.x). eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/328/1/185/3117609/328-1-185.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04847.x>.
- Schwartz, Daniel A., Hale V. Bradt, Ronald A. Remillard, I. R. Tuohy, Daniel A. Schwartz, Hale V. Bradt, Ronald A. Remillard e I. R. Tuohy (ago. 1991). «The X-Ray Cooling Flow in the Cluster of Galaxies around PKS 2354-35». In: *ApJ* 376, p. 424. ISSN: 0004-637X. DOI: [10.1086/170291](https://doi.org/10.1086/170291). URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991ApJ...376..424S/abstract>.
- Spitzer, L. (1962). *Physics of Fully Ionized Gases*.
- Spitzer, Lyman e Lyman (1965). «Physics of fully ionized gases». In: *pfig*. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1965pfig.book.....S/abstract>.
- Sun, Ming, Chong Ge, Rongxin Luo, Masafumi Yagi, Pavel Jáchym, Alessandro Boselli, Matteo Fossati, Paul E J Nulsen, Michitoshi Yoshida e Giuseppe Gavazzi (2021). «Tales of tails: H α -X-ray correlation». In:
- Sunyaev, R. A. e Ya. B. Zeldovich (apr. 1970). «Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation». In: *Astrophysics and Space Science* 7.1, pp. 3–19. DOI: [10.1007/BF00653471](https://doi.org/10.1007/BF00653471).
- Taylor, Russ et al. (apr. 2012). «Division x: Radio Astronomy». In: *Transactions of the International Astronomical Union, Series A* 7.T28A, pp. 303–310. DOI: [10.1017/S1743921312003018](https://doi.org/10.1017/S1743921312003018).
- Tonnesen, Stephanie e Greg L. Bryan (mar. 2009). «GAS STRIPPING IN SIMULATED GALAXIES WITH A MULTIPHASE INTERSTELLAR MEDIUM». In: *The Astrophysical Journal* 694.2, pp. 789–804. DOI: [10.1088/0004-637x/694/2/789](https://doi.org/10.1088/0004-637x/694/2/789). URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/694/2/789>.
- Tonnesen, Stephanie, Greg L. Bryan e Rena Chen (mar. 2011). «How To Light It Up: Simulating Ram-Pressure Stripped X-ray Bright Tails». In: DOI: [10.1088/0004-637X/731/2/98](https://doi.org/10.1088/0004-637X/731/2/98). URL: <http://arxiv.org/abs/1103.3273><http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/731/2/98>.

- van Weeren, R. J., F. de Gasperin, H. Akamatsu, M. Brüggen, L. Feretti, H. Kang, A. Stroe e F. Zandanel (feb. 2019). «Diffuse Radio Emission from Galaxy Clusters». In: *Space Science Reviews* 215.1, 16, p. 16. DOI: [10.1007/s11214-019-0584-z](https://doi.org/10.1007/s11214-019-0584-z). arXiv: [1901.04496](https://arxiv.org/abs/1901.04496) [astro-ph.HE].
- Vijayaraghavan, R. e P. M. Ricker (set. 2013). «Pre-processing and post-processing in group–cluster mergers». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 435.3, pp. 2713–2735. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/mnras/stt1485](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1485). eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/435/3/2713/3460229/stt1485.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stt1485>.
- Vogt, Frédéric P. A., Michael A. Dopita, Sanchayeeta Borthakur, Lourdes Verdes-Montenegro, Timothy M. Heckman, Min S. Yun e Kenneth C. Chambers (mag. 2015). «Galaxy interactions in compact groups – II. Abundance and kinematic anomalies in HCG 91c». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 450.3, pp. 2593–2614. ISSN: 0035-8711. DOI: [10.1093/mnras/stv749](https://doi.org/10.1093/mnras/stv749). eprint: <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/450/3/2593/18755535/stv749.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stv749>.
- Voit, G. Mark e Megan Donahue (set. 1997). «A Deep Look at the Emission-Line Nebula in Abell 2597». In: *Astrophysical Journal* 486.1, pp. 242–252. DOI: [10.1086/304509](https://doi.org/10.1086/304509). arXiv: [astro-ph/9706107](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9706107) [astro-ph].
- Vulcani, Benedetta, Bianca M. Poggianti, Marco Gullieuszik, Alessia Moretti, Stephanie Tonnesen, Yara L. Jaffé, Jacopo Fritz, Giovanni Fasano e Daniela Bettoni (ott. 2018). «Enhanced Star Formation in Both Disks and Ram-pressure-stripped Tails of GASP Jellyfish Galaxies». In: *The Astrophysical Journal* 866 (2), p. L25. ISSN: 2041-8213. DOI: [10.3847/2041-8213/aae68b](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aae68b).
- Yoon, Hyein, Aeree Chung, Rory Smith e Yara L. Jaffé (apr. 2017). «A History of HI Stripping in Virgo: A Phase-space View of VIVA Galaxies». In: *The Astrophysical Journal* 838 (2), p. 81. DOI: [10.3847/1538-4357/aa6579](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6579). URL: <http://arxiv.org/abs/1704.00760><http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa6579>.
- Zwicky, F., E. Herzog, P. Wild, M. Karpowicz e C. T. Kowal (1961). *Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, Vol. I*.