

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Studio in banda X del processo di stripping nella galassia Jellyfish JO201

Relatore:

Chiar.ma
Prof.ssa Myriam Gitti

Presentata da:

Maria Giulia Campitiello

Correlatori:

Chiar.mo
Prof. Fabrizio Brighenti
Chiar.ma
Prof.ssa Bianca Poggianti

Anno Accademico 2019/2020
Appello I

Si faccia una vita interiore- di studio, di affetti, d'interessi umani che non siano soltanto di "arrivare", ma di "essere"- e vedrà che la vita avrà un significato.

Cesare Pavese

Indice

1	Ammassi di Galassie: proprietà generali	4
1.1	Identificazione e classificazione	5
1.1.1	Identificazione	5
1.1.2	Classificazione morfologica	7
1.2	Componenti	8
1.2.1	Galassie: distribuzione spaziale e funzione di luminosità	9
1.2.2	ICM: distribuzione spaziale e β -Model	11
1.2.3	Stima della massa e scoperta della Materia Oscura	14
1.3	Osservazioni delle componenti degli ammassi	17
1.3.1	Emissione Ottica	17
1.3.2	Emissione X	18
1.3.3	Emissione Radio	22
1.4	Formazione degli ammassi di galassie	30
2	Galassie in ammassi: ambiente ed evoluzione	32
2.1	Il mezzo interstellare	32
2.2	Stima del tasso di formazione stellare	33
2.2.1	Emissione $H\alpha$ e SFR	33
2.2.2	Emissione X e SFR	35
2.2.3	Emissione radio e SFR	35
2.3	Evoluzione delle galassie all'interno degli ammassi	35
2.3.1	Evaporazione termica dell'ISM	37
2.3.2	Ram Pressure Stripping (RPS)	39
2.3.3	Stripping Ablativo	42
2.4	Le galassie Jellyfish	44
3	<i>GAs Stripping Phenomena: il caso di JO201</i>	47
3.1	Il progetto GASP	47
3.2	L'ammasso di galassie Abell 85	50
3.3	La galassia Jellyfish JO201	54
3.3.1	Formazione stellare	56

3.3.2	Descrizione fisica del processo di RPS	57
3.3.3	RPS e AGN	58
3.4	Obiettivi del lavoro di tesi: analisi di dati in banda X	60
4	Riduzione preliminare dei dati Chandra	61
4.1	Chandra X-Ray Observatory	61
4.2	Proprietà delle osservazioni e riduzione dati	62
4.2.1	Chandra_repro: il riprocessamento dei dati	63
4.2.2	Correzione per l'astrometria	64
4.2.3	Rimozione dei flares di background	65
4.3	Blanksky e normalizzazione del background	66
4.4	Creazione del mosaico di immagini	67
5	Analisi spettroscopica dei dati Chandra	70
5.1	Basi di Spettroscopia X	70
5.1.1	Procedimento teorico	70
5.1.2	Procedimento pratico	72
5.2	Analisi preliminare	73
5.3	Analisi delle proprietà dell'ICM	77
5.4	Analisi dell'emissione X della galassia	78
5.4.1	Maschera $H\alpha$	78
5.4.2	Maschera del disco stellare	84
5.4.3	Profilo radiale	84
6	Interpretazione dei risultati	88
6.1	Stripping dell'alone di gas caldo	89
6.2	Riscaldamento dell'ISM o raffreddamento dell'ICM?	90
6.2.1	Stima della massa raffreddata	92
7	Conclusioni	95
A	Modelli per l'emissione galattica	98
A.1	Maschera dell' $H\alpha$	98
A.1.1	CASO 1A	98
A.1.2	CASO 1B	100
A.1.3	CASO 2A	101
A.1.4	CASO 2B	103
A.1.5	Modelli per il raffreddamento dell'ICM, testati per il CASO 1B	104
A.1.6	CASO 1B con aggiunta di una powerlaw	105
A.2	Maschera disco stellare	107

A.2.1 CASO 1A	107
A.2.2 CASO 2A	107
B Analisi dell'AGN di JO201	109
Bibliografia	110

Abstract

Gli ammassi di galassie sono i sistemi virializzati più grandi dell'Universo e dal loro studio è possibile approfondire la nostra conoscenza sui processi di interazione e di evoluzione delle galassie. In particolare, è stato osservato che nel cadere nella buca di potenziale degli ammassi, le galassie sono soggette a numerosi processi di rimozione del gas che possono arrestare la loro formazione stellare, trasformandole in sistemi passivi. Tra questi processi, uno dei più importanti è il *ram pressure stripping*, una pressione esercitata dall'ICM che, se maggiore della forza gravitazionale per unità di area delle galassie su cui agisce, è in grado di rimuoverne il gas. Alcune galassie mostrano chiari segni dell'azione di questo fenomeno perché presentano code di gas estese quanto le dimensioni del disco stellare, che si sviluppano nella direzione opposta al loro moto; in virtù di questa particolare morfologia esse vengono chiamate galassie *Jellyfish*.

Una delle più recenti ricerche in questo campo è legata alla survey *GAs Stripping Phenomena* (GASP), condotta con lo spettrografo a campo integrale MUSE del VLT e volta all'osservazione di 114 galassie soggette a fenomeni di stripping. Questi oggetti si trovano a redshift compreso tra $z=0.04-0.07$ e sono stati studiati a diverse lunghezze d'onda con l'obiettivo di comprendere in quali condizioni si verifichi la rimozione di gas e come l'efficienza del meccanismo di stripping dipenda dall'ambiente in cui le galassie si trovano e dalle loro proprietà, quali per esempio la massa o la velocità (Poggianti et al. 2017a).

In questo lavoro di tesi ci si è concentrati sull'analisi in banda X della galassia Jellyfish JO201, uno degli oggetti più particolari del campione GASP. Questa galassia è infatti collocata nell'ammasso Abell 85 ($z=0.05586$, Moretti, A. et al. 2017) ad una distanza proiettata dalla BCG pari a circa 360 kpc e si muove con una velocità tre volte superiore alla dispersione di velocità del cluster ($v=3363.7 \text{ km s}^{-1}$, Bellhouse et al. 2017). A differenza delle galassie Jellyfish osservate finora, il moto di JO201 si sviluppa quasi esclusivamente lungo la linea di vista e fornisce quindi una nuova prospettiva sulla dinamica dei fenomeni di stripping. Osservazioni relative all'emissione dell' $H\alpha$ hanno consentito di individuare una coda di gas la cui estensione proiettata è circa $\sim 50 \text{ kpc}$ (Bellhouse et al. 2019).

In questo lavoro di tesi abbiamo indagato per la prima volta la natura dell'e-

missione in banda X di JO201, nell’ottica di ottenere una visione completa del fenomeno di stripping in corso. In particolare, abbiamo condotto un’analisi spettrale di osservazioni Chandra profonde (~ 190 ks) con l’obiettivo di determinare l’origine dell’emissione diffusa che si osserva alle alte energie. Gli scenari considerati ipotizzano che l’emissione X sia dovuta o allo stripping di un alone di gas caldo che JO201 potrebbe possedere, o al riscaldamento dell’ISM attraverso shock e conduzione da parte dell’ICM, o al raffreddamento dell’ICM sulla galassia. In quest’ottica abbiamo testato tre modelli di emissione rappresentativi o di un gas che emette ad una sola temperatura, o di un gas multifase a più temperature, o di un gas che sta raffreddando sulla galassia.

Dalla nostra analisi è emerso che la sola formazione stellare non è in grado di giustificare una luminosità X totale pari a quella osservata ($L_x \sim 2-5 \times 10^{41}$ erg/s a seconda del modello utilizzato) e dunque deve essere presente un ulteriore contributo risultante dall’interazione tra l’ICM e la galassia. Con la statistica di cui disponiamo, non siamo tuttavia in grado di discernere con certezza quale dei modelli testati sia il più appropriato per descrivere l’emissione di JO201.

Partendo dal confronto tra i risultati ottenuti in questo lavoro e due recenti studi che hanno individuato un tasso di formazione stellare e una frazione di gas molecolare molto maggiori di quelli osservati in altre galassie della stessa massa (Bellhouse et al. 2019, Moretti et al. 2020), proponiamo un’interpretazione a favore del raffreddamento dell’ICM. Presentiamo inoltre una stima della massa di gas responsabile dell’emissione X, ottenendo un valore pari a $3 - 7 \times 10^9 M_\odot$, che risulta essere consistente con la stima della massa di gas che si sta raffreddando sulla galassia, pari a $1 - 3 \times 10^9 M_\odot$.

Il lavoro di questa tesi è strutturato nel seguente modo:

- nel **Capitolo 1** si descrivono le proprietà generali degli ammassi e le loro caratteristiche osservative;
- nel **Capitolo 2** si descrivono i principali processi in grado di rimuovere gas dalle galassie influenzandone l’evoluzione;
- nel **Capitolo 3** si descrivono gli obiettivi del progetto GASP e si introducono gli oggetti del nostro studio ovvero la galassia JO201 e l’ammasso Abell85 a cui appartiene;
- nel **Capitolo 4** si descrive la procedura utilizzata per la riduzione dati di osservazioni multi-chip;
- nel **Capitolo 5** si descrive l’analisi spettrale condotta e si presentano i risultati ottenuti;

- nel **Capitolo 6** si discutono i risultati ottenuti e si provvede a fornire una possibile interpretazione dell'origine dell'emissione X in JO201;
- nel **Capitolo 7** si raccolgono i risultati dell'analisi e della discussione e si riportano le conclusioni del lavoro e i possibili sviluppi futuri;
- nell'**Appendice A** si riportano tutti i modelli testati per descrivere l'emissione X della galassia;
- nell'**Appendice B** si riporta la trattazione relativa all'emissione dell'AGN presente nella galassia.

Capitolo 1

Ammassi di Galassie: proprietà generali

Dallo studio della struttura a grande scala dell'Universo è emerso che la materia non si distribuisce in modo uniforme, ma tende ad addensarsi in strutture filamentose che, alternate a zone di vuoto, danno origine ad una configurazione detta **ragnatela cosmica** (Figura 1.1). In corrispondenza delle regioni più dense di

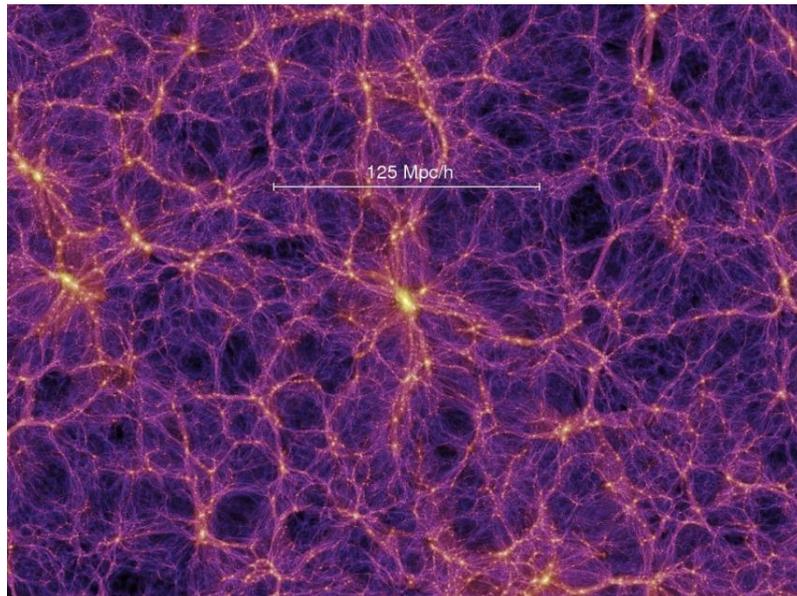


Figura 1.1: Distribuzione a ragnatela della materia oscura ottenuta mediante la *Millennium Simulation*.

questa struttura si trovano aggregazioni di galassie che, a seconda del numero dei loro costituenti, prendono il nome di *Gruppi* o di *Ammassi*.

1.1 Identificazione e classificazione

I *Gruppi* e gli *Ammassi di galassie* sono sistemi di galassie legate gravitazionalmente tra loro. La differenza tra queste due categorie risiede nelle loro dimensioni e nel numero dei loro membri. In particolare:

- i **Gruppi** sono caratterizzati da un numero di galassie inferiore a 50 e da dimensioni inferiori ad $1.5h^{-1}\text{Mpc}^1$. Le loro componenti sono principalmente galassie di tipo *irregolare* e *spirale* e ciò è indicatore del fatto che questi sistemi siano di recente formazione.
- gli **Ammassi di galassie**, detti in inglese **Clusters**², comprendono un numero di galassie superiore a 50 e hanno dimensioni, D , comprese tra $1.5h^{-1} < D < 3h^{-1}$ Mpc. Questi sistemi vengono classificati in modo diverso a seconda di quale sia il tipo di galassie dominante tra *ellittiche*, *irregolari* e *spiral* (si veda Sezione 1.1.2).

In virtù delle loro caratteristiche gli *Ammassi di galassie* rappresentano i sistemi virializzati più grandi dell'Universo e nelle prossime sezioni ci concentreremo sulla descrizione delle loro proprietà.

1.1.1 Identificazione

Il primo ammasso di galassie fu identificato da Charles Messier nel 1781; egli distinse infatti, una decina di *nebulae* (termine con cui all'epoca venivano denominate le galassie) collocate in una piccola regione a nord-ovest della costellazione della Vergine.

Solo molti anni dopo, nel 1958, Geroge Abell condusse una campagna osservativa nell'emisfero celeste boreale, volta ad investigare le regioni del Cielo in cui erano presenti sovradensità di galassie. A seguito di questa campagna elaborò un metodo di identificazione degli ammassi che gli consentì di creare quello che oggi è noto come *Catalogo di Abell*. Il *metodo di Abell* si basa sui seguenti criteri:

- criterio di **Ricchezza**: il cluster deve essere costituito da almeno 50 galassie con magnitudine, m , compresa nell'intervallo $m_3 \leq m \leq m_{3+2}$, dove m_3 indica la magnitudine della terza galassia più luminosa;

¹Detto H_0 il valore della costante cosmologica a $z = 0$, il *parametro di Hubble*, h , è definito come $h = \frac{H_0}{100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}}$. Esso viene utilizzato per tenere in considerazione, nel calcolo delle distanze, la dipendenza dalla cosmologia adottata (Croton 2013).

²In questo lavoro di tesi useremo indistintamente questi due termini.

- criterio di **Compattezza**: almeno 50 galassie devono essere collocate all'interno di una circonferenza di raggio angolare

$$\theta_A = \frac{1.7'}{z} \quad (1.1)$$

dove z è il *redshift* e all'epoca venne stimato assumendo che la luminosità delle dieci galassie più brillanti di un cluster fosse la stessa per tutti gli ammassi. In questo modo era infatti possibile eseguire una calibrazione *z-Luminosità* utilizzando gli ammassi collocati ad un redshift noto.

Il *Catalogo di Abell* contiene 1682 ammassi che soddisfano i criteri di cui sopra e 1030 che li soddisfano solo in parte. Nel 1989 fu pubblicato da Abell, Corwin e Olowin un ampliamento del catalogo ottenuto osservando l'emisfero celeste australe. Il risultato complessivo, ottenuto dall'unione dei due cataloghi, è l'identificazione di 4076 cluster.

Un altro metodo per l'individuazione degli ammassi fu proposto da Zwicky nel 1960 e si basa sulle seguenti condizioni:

- il confine dell'ammasso è determinato dall'*isopleta* che racchiude una densità di galassie maggiore del doppio della densità delle galassie di fondo, dove con il termine *isopleta*, si intende una curva che unisce zone di ugual numero di elementi per unità di superficie;
- l'isopleta che determina l'estensione dell'ammasso deve racchiudere al suo interno almeno 50 galassie con magnitudine entro due unità rispetto alla galassia più brillante.

A questo punto si rende necessaria una precisazione: un catalogo *ideale* dovrebbe essere *completo* e *affidabile*, ovvero dovrebbe contenere tutti e solo gli ammassi che soddisfano appieno le condizioni stabilite per determinarli. Inoltre, l'individuazione di ammassi di galassie a partire dall'osservazione di regioni di sovradensità di galassie non è in realtà un procedimento semplice. I cluster sono infatti sistemi tridimensionali, mentre il conteggio di galassie si ottiene analizzando immagini bidimensionali, che riportano la proiezione delle posizioni degli oggetti celesti. Per questo motivo è facile incorrere in effetti di proiezione; per esempio, le fluttuazioni di densità delle galassie in primo piano (*foreground*) potrebbero essere tali da far risultare irrilevanti le fluttuazioni di densità di un ammasso collocato a redshift elevati.

I cataloghi di Abell e di Zwicky non si potrebbero quindi considerare affidabili: essi sono stati infatti realizzati ispezionando lastre fotografiche e facendo affidamento sull'occhio umano per riconoscere zone di sovradensità di galassie. Tuttavia in tempi recenti è stato possibile applicare i criteri di Abell e di Zwicky in modo

più oggettivo, utilizzando la ricerca automatica resa possibile dalla digitalizzazione delle immagini. Nel caso di Abell, il risultato ottenuto è molto simile a quello originale, segno che all'epoca, l'analisi era stata condotta in modo sorprendentemente accurato. Questo è il motivo per cui ancora oggi il catalogo di Abell è uno dei più consultati.

1.1.2 Classificazione morfologica

Nel corso del tempo sono stati individuati vari metodi per classificare da un punto di vista morfologico gli ammassi. Il denominatore comune di tali metodi è quello di fornire un'indicazione relativa allo stato dinamico degli ammassi, ovvero di mettere in risalto una proprietà da cui sia possibile determinare se il sistema è (o è stato) soggetto a fenomeni di accrescimento di altri sistemi (*merger*) o ad interazioni gravitazionali con altri cluster. I primi due tipi di classificazione si basano sulla struttura dell'ammasso; in particolare, il criterio di Abell distingue tra ammassi:

- **Regolari**, caratterizzati da una struttura simmetrica e costituiti da galassie di tipo *ellittico* e *lenticolare* (dette *early type*), distribuite principalmente nelle regioni centrali;
- **Irregolari**, contenenti principalmente galassie a *spirale* (dette *late type*) e che spesso presentano sottostrutture, ovvero aggregazioni indipendenti di galassie.

Il criterio di Zwicky prevede invece che gli ammassi siano definiti:

- **Compatti** se contengono almeno dieci galassie che, proiettate sulla sfera celeste, appaiono sovrapposte;
- **Medio compatti** se al loro interno la distanza tra le galassie è comparabile con il loro diametro;
- **Aperti** se non è distinguibile nessun tipo di concentrazione nella distribuzione delle galassie.

La classificazione di Oemler distingue invece gli ammassi in tre categorie, a seconda del tipo di galassie che ospitano. In particolare:

- i **CD cluster** sono costituiti per l'80 % da galassie *early type* e per il 20% da galassie a *spirale*. Essi presentano una galassia ellittica centrale particolarmente massiva e luminosa detta *galassia dominante centrale* (*central dominant galaxy*, o *galassia cD*).
- gli **Spiral-rich cluster** sono costituiti per il 50% da galassie *early type* e per il 50% da galassie a *late type*;

- gli **Spiral-poor cluster** sono costituiti per il 70% da galassie *early type* e per il 30 % da galassie a *late type* e non presentano la galassia cD.

Infine gli ultimi due metodi classificano gli ammassi utilizzando come criterio la luminosità delle galassie costituenti. Il metodo Bautz Morgan distingue tra:

- ammassi di tipo **BM I** dominati dalla galassia cD la cui magnitudine è molto bassa;
- ammassi di tipo **BM II** dominati dalla galassia cD e da galassie ellittiche giganti;
- ammassi di tipo **BM III** nei quali nessun tipo di galassia apporta un contributo dominante alla luminosità globale.

L'ultima classificazione è quella di Rood e Sastry che distingue sei tipi di ammassi in base alla distribuzione dei dieci oggetti più luminosi, ovvero ammassi di tipo:

- **CD** (o *supergiant*) contenenti una galassia cD avente luminosità tre volte maggiore di quella di qualsiasi altra galassia dell'ammasso;
- **B** (o *binary*) nei quali la luminosità è dominata da due galassie centrali;
- **L** (o *line*) nei quali almeno tre delle galassie più luminose sono disposte su una linea retta;
- **F** (o *flat*) nei quali le galassie più luminose hanno una distribuzione proiettata uniforme;
- **C** (o *core-halo*) nei quali 4 delle galassie più luminose sono collocate nel core a distanze paragonabili al loro diametro;
- **I** (o *irregular*) quando non si evidenzia nessun peculiarità nella distribuzione.

1.2 Componenti

Gli ammassi di galassie sono caratterizzati da masse dell'ordine di $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$, tuttavia solo una piccola parte di questa massa (il 3-5 % del totale) è associata alla materia luminosa delle galassie. Sono infatti presenti altre due componenti, ovvero il mezzo diffuso (detto *Intracluster Medium*, o **ICM**) e la Materia Oscura che costituiscono rispettivamente circa il 15% e l'80% del totale.

1.2.1 Galassie: distribuzione spaziale e funzione di luminosità

La maggior parte degli ammassi regolari presenta una distribuzione di densità delle galassie che decresce progressivamente allontanandosi dalle regioni centrali. Per descriverla, è necessario assumere che i cluster possano essere rappresentati come strutture a simmetria sferica, e ciò in prima approssimazione è vero per tutti gli ammassi che non presentano un'accentuata forma allungata. L'osservabile di riferimento è la *distribuzione di densità proiettata*, $\mathbf{N}(\mathbf{R})$, che è legata alla *densità numerica tridimensionale*, $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, mediante la seguente relazione:

$$N(R) = 2 \int_R^\infty \frac{dr r n(r)}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (1.2)$$

dove r è il raggio espresso in coordinate tridimensionali ed R è il raggio proiettato. Grazie alle osservazioni e alle simulazioni è stato possibile verificare che i profili di densità degli ammassi sono molto simili e possono essere descritti con cinque parametri, di cui:

- due descrivono la posizione del centro dell'ammasso nel cielo;
- uno descrive la densità di galassie nelle regioni centrali, $N_0 = N(0)$;
- uno è detto raggio del core, r_c , ed è definito come il raggio al quale la densità proiettata si è dimezzata rispetto alla densità centrale, $N(r_c) = N_0/2$;
- uno descrive il raggio corrispondente alla dimensione massima dell'ammasso.

Partendo da queste grandezze fisiche sono stati elaborati vari modelli che possono essere suddivisi in due classi: modelli puramente *matematici* e modelli ricavati da *considerazioni fisiche*. I primi cercano di descrivere con funzioni matematiche i profili osservati (a questi appartengono i *profili di Sérsic*); i secondi cercano di ricavare l'andamento della distribuzione partendo da considerazioni sulla dinamica del cluster. A questa seconda categoria appartengono i modelli di distribuzione isoterma, che assumono che la distribuzione di velocità delle galassie nel cluster sia di tipo Maxwelliano; oltre a ciò richiedono che il profilo di massa del cluster segua quello delle galassie (o viceversa) e che la temperatura della distribuzione non dipenda dal raggio. Uno dei modelli isotermi più utilizzati è quello di *sfera isoterma singolare*, secondo cui il profilo di densità, $\rho(r)$, è descritto dalla seguente relazione:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2} \quad (1.3)$$

dove σ_v^2 è la dispersione di velocità monodimensionale, ovvero, essendo la distribuzione di velocità maxwelliana e isotropa, $\sigma_v^2 = \frac{\langle v^2 \rangle}{3}$.

Possiamo notare che la densità diverge per $r \rightarrow 0$ e che la massa tende ad infinito al crescere del raggio ($M(r) \propto r$). Il primo problema può essere risolto assumendo come soluzione al contorno che $\rho(0) = \rho_0$ e in particolare è possibile dimostrare (Schneider 2015) che la densità centrale è correlata al raggio di core dalla seguente relazione:

$$\rho_0 = \frac{9\sigma_v^2}{4\pi Gr_c^2} \quad (1.4)$$

Il problema relativo alla divergenza della massa risiede invece nell'assunzione che le velocità seguano una distribuzione Maxwelliana; tale distribuzione prevede infatti, in corrispondenza delle sue ali, la presenza di galassie con velocità elevate. Poiché l'ammasso è considerato in uno stato *stazionario*, queste galassie non possono superare la velocità di fuga dal potenziale del cluster, ma ciò è possibile solo in caso di massa infinita. Per rimuovere questo problema sono stati elaborati modelli detti *modelli di King* che prevedono un limite superiore alla distribuzione di velocità, ma che non presentano soluzioni analitiche. Tuttavia esiste un'approssimazione valida per le regioni centrali, espressa dalla seguente relazione:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (1.5)$$

Inserendo questa formula nell'equazione 1.2 troviamo la densità di massa superficiale proiettata:

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left[1 + \left(\frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (1.6)$$

I modelli analitici trovati sono solo un'approssimazione della distribuzione di densità delle galassie che generalmente è molto più strutturata; inoltre sono applicabili solo se la distribuzione delle galassie segue la distribuzione di densità della materia. Infine vedremo nella Sezione 2.3 che la distribuzione delle galassie nell'ammasso dipende dalla loro morfologia.

Oltre alla distribuzione spaziale è possibile definire la *funzione di luminosità* che descrive come varia il numero di galassie per unità di volume, n , in funzione della loro luminosità. Se si trascura il contributo della galassia più luminosa, il modello che descrive in modo adeguato questa distribuzione è la *funzione di Schechter* (Figura 1.2), definita come:

$$n(L)dL = N^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (1.7)$$

Questa funzione descrive il numero di galassie per unità di volume con luminosità compresa tra L ed $L+dL$. In particolare, L^* è la luminosità sopra la quale la funzione decresce in modo esponenziale e α descrive l'andamento a legge di potenza

per gli oggetti con $L < L^*$. Nel caso degli ammassi è difficile determinare quest'ultimo parametro, perché la luminosità delle galassie deboli è facilmente affetta dagli effetti di proiezione.

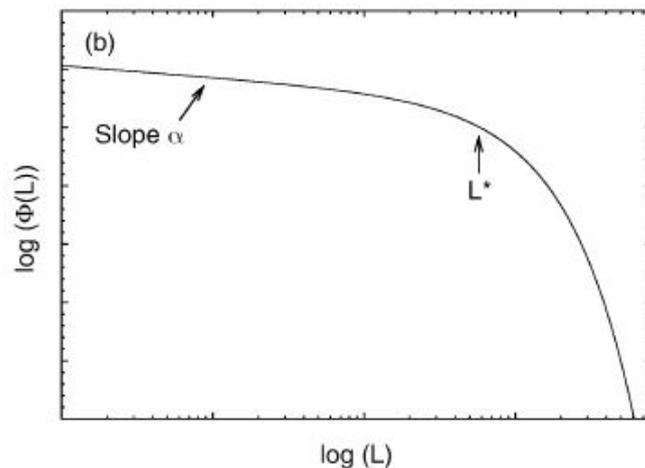


Figura 1.2: Plot schematico della funzione di Schechter. È possibile distinguere l'andamento a legge di potenza per $L < L^*$ e la decrescita esponenziale per $L > L^*$.

1.2.2 ICM: distribuzione spaziale e β -Model

L'*Intracluster Medium*, o **ICM**, è un gas caldo che permea l'ammasso ed è caratterizzato da una temperatura di $10^7 - 10^8$ K e da densità medie, $n_e \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. In virtù di queste proprietà, questo mezzo risulta essere un plasma quasi completamente ionizzato. Per comprendere come è distribuito all'interno della buca di potenziale del cluster, è necessario verificare che esso si trovi in uno stato di quasi equilibrio idrostatico. A tal fine devono essere soddisfatte le seguenti tre condizioni:

1. Raffreddamento inefficiente

La prima richiesta è che il raffreddamento sia inefficiente. In questo modo infatti, il gas non tende ad addensarsi nelle regioni centrali per ripristinare l'equilibrio di pressione venuto meno a causa della perdita di energia. È dunque necessario verificare che il *tempo di cooling*, t_{cool} , sia maggiore dell'età dell'ammasso, t_{age} . Come vedremo nella sottosezione 1.3.2 relativa ai meccanismi di emissione X, il

primo è definito come (Sarazin 1988):

$$t_{cool} \approx 8.5 \cdot 10^{10} \left(\frac{n_p}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 \text{K}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{yr} \quad (1.8)$$

L'età del cluster può invece essere definita in prima approssimazione a partire dal tempo caratteristico che le galassie impiegano ad attraversare l'ammasso, detto appunto *tempo di attraversamento*, (o *crossing time*, τ_{cross}):

$$\tau_{cross} \approx \frac{D}{\sigma} \approx \frac{1.5 \text{Mpc}}{1000 \text{km s}^{-1}} \approx 10^9 \text{yr} \quad (1.9)$$

dove D rappresenta il diametro dell'ammasso e σ rappresenta la dispersione di velocità delle galassie. Poiché ci si aspetta che le galassie abbiano percorso più volte la dimensione caratteristica dell'ammasso, si può assumere che l'età dei cluster sia $f \cdot \tau_{cross}$, dove f è un fattore dell'ordine dell'unità. Si trova che $t_{age} \sim 10^9 - 10^{10}$ anni e dunque è necessario verificare la condizione $t_{cool} > t_{age}$ per ogni sistema studiato, perché come vedremo nella sottosezione 1.3.2, nelle regioni centrali di alcuni ammassi $t_{cool} < t_{age}$ e questo può innescare un flusso di materia verso il centro detto *cooling flow*.

2. Tempo di propagazione delle onde acustiche

Affinché il sistema sia in equilibrio idrostatico è necessario verificare che il tempo caratteristico di propagazione delle onde acustiche, t_{sound} , sia inferiore all'età del cluster; ciò equivale a chiedere che tutte le parti del sistema abbiano avuto il tempo per mettersi in connessione causale. Detta c_s la velocità del suono:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_b T}{\mu m_p}} \quad (1.10)$$

(dove $\gamma = 5/3$ per un gas monoatomico, m_p è la massa di un protone e μ è il peso molecolare medio e, considerando la composizione tipica dell'ICM, assume un valore pari a $\mu = 0.6$), si trova che il tempo considerato è:

$$t_{sound} \approx \frac{D}{c_s} \approx 6.6 \cdot 10^8 \left(\frac{T}{10^8 \text{K}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{D}{1 \text{Mpc}} \right) [\text{yr}] \quad (1.11)$$

dove D è il diametro dell'ammasso e dunque risulta che $t_{sound} \ll t_{age}$.

3. Assenza di instabilità collettive

Per garantire lo stato di equilibrio idrostatico è infine richiesto che non siano presenti instabilità collettive. Per comprendere quando questa condizione viene

soddisfatta, si consideri un *blob* di gas, caratterizzato da temperatura, T_b , densità, ρ_b , e pressione, P_b , immerso in un ambiente, caratterizzato da T_a , ρ_a e P_a . Se esso si sposta verso l'alto con una trasformazione adiabatica, mantenendosi in equilibrio con l'ambiente circostante, tenderà a tornare nella sua posizione iniziale, cadendo verso il basso, solo se:

$$\delta\rho_b > \delta\rho_a \quad (1.12)$$

è possibile dimostrare che questa condizione si verifica solo se il profilo di entropia cresce dal centro verso l'esterno e ciò sembra vero per la maggior parte dei cluster (Figura 1.3).

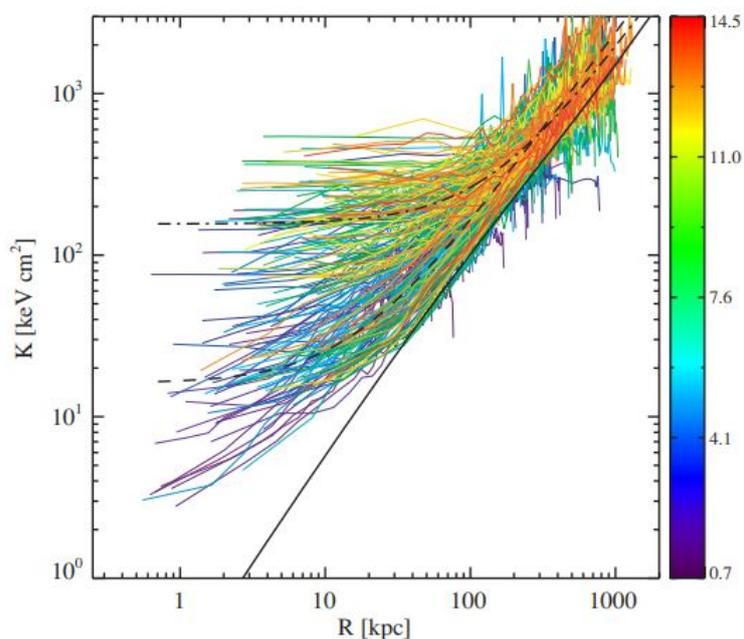


Figura 1.3: Profili di entropia per ammassi caratterizzati da differenti temperature; la scala riportata a destra del grafico esprime valori di temperatura in keV. (Cavagnolo et al. 2009)

Dimostrato quindi lo stato di equilibrio idrostatico dell'ammasso, possiamo definire un modello in grado di descrivere la distribuzione del gas. Tale modello è detto **β -model** e si basa sull'assunzione che la componente gassosa e la componente associata alla materia luminosa siano in equilibrio all'interno della stessa buca di potenziale. Nel caso del gas l'equilibrio è descritto dalla relazione:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = - \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (1.13)$$

Mentre nel caso della componente stellare avremo che se la dispersione di velocità, σ , è isotropa:

$$\frac{1}{\rho_*} \frac{\partial(\rho_* \sigma^2)}{\partial r} = -\frac{\partial\phi}{\partial r} \quad (1.14)$$

Eguagliando le due espressioni e considerando che la pressione è $P = \frac{k_b T \rho}{\mu m_p}$, troviamo:

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial r} = \beta \frac{\partial \ln \rho_*}{\partial r} \quad (1.15)$$

dove β rappresenta il rapporto tra l'energia cinetica associata alla componente stellare ($E_{KIN*} = \frac{3}{2}\sigma^2$) e l'energia termica del gas ($E_{th,gas} = \frac{3}{2} \frac{k_b T}{\mu m_p}$). Integrando troviamo che:

$$n(r) = n_0 \left[\frac{\rho_{gal}(r)}{\rho_{gal,0}} \right]^\beta \quad (1.16)$$

e utilizzando per la descrizione della densità delle galassie, $\rho_{gal}(r)$, il profilo di King (eq. 1.5), troviamo l'espressione del $\beta - model$:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta} \quad (1.17)$$

Questo modello è adatto a descrivere sistemi autogravitanti, ma non sarebbe del tutto appropriato per la descrizione degli ammassi, perché il contributo maggiore al potenziale gravitazionale non viene dato né dal gas né dalla componente stellare, bensì dalla materia oscura. Nonostante ciò riesce comunque a descrivere in modo valido i profili di densità osservati, e pertanto viene spesso utilizzato nelle analisi.

1.2.3 Stima della massa e scoperta della Materia Oscura

Nel 1933, F. Zwicky, coniò il termine *dunkel Matter* (*materia oscura*) per indicare il fatto che, stimando la massa degli ammassi della Chioma e della Vergine, si otteneva un valore che eccedeva di qualche ordine di grandezza la massa attribuita alla componente stellare; doveva quindi esserci un'ulteriore componente non soggetta ad interazioni elettromagnetiche con i fotoni e dunque non visibile. In questa sottosezione si riportano i principali metodi utilizzati per stimare la massa degli ammassi di galassie e sarà possibile verificare che in tutti e tre i casi la massa stimata è molto maggiore di quella relativa alla componente barionica (pari a circa $\sim 10^{12} - 10^{13} M_\odot$).

1. Teorema del viriale

Il metodo utilizzato da Zwicky per stimare la massa si basa sul *teorema del viriale* che afferma che in un sistema isolato la relazione che intercorre tra energia cinetica,

K , ed energia potenziale, U , è:

$$2K + U = 0 \quad (1.18)$$

Applicando questo teorema ad un sistema di N galassie caratterizzate da una massa m_i e da una velocità v_i , si ottiene:

$$2 \left(\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i v_i^2 \right) - \sum_{i \neq j}^N G \frac{m_i m_j}{r_{ij}} = 0 \quad (1.19)$$

da cui

$$M \approx \frac{R \langle v \rangle^2}{G} \quad (1.20)$$

dove M è la massa totale del sistema, R sono le sue dimensioni, $\langle v \rangle$ è la velocità media delle sue componenti e assumendo simmetria sferica e distribuzione gaussiana delle velocità, $\langle v \rangle^2 = 3\sigma_r^2$. Otteniamo allora:

$$M = \frac{3R\sigma_r^2}{G} \approx 10^{14} - 10^{15} \left(\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{R}{\text{Mpc}} \right) \quad (1.21)$$

Questo valore supera di un fattore 100 quello stimato mediante il rapporto Massa-Luminosità ed è quindi indicatore della presenza di materia non visibile che interagisce solo gravitazionalmente.

2. Equilibrio idrostatico

Un altro metodo per stimare la massa dell'ammasso si basa sull'assunzione vista in precedenza secondo cui il gas all'interno dell'ammasso è in equilibrio idrostatico; la sua forza di pressione verso l'esterno è dunque bilanciata dall'attrazione gravitazionale verso l'interno:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M(r)}{r^2} \rho \quad (1.22)$$

Dove $M(r)$ rappresenta la massa totale del sistema e $P = \frac{\rho}{\mu m_H} k_b T$. Sostituendo troviamo:

$$M(r) = -\frac{k_b T r}{\mu m_H G} \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln r} + \frac{\partial \ln T}{\partial \ln r} \right) \quad (1.23)$$

Stimando quindi i profili di temperatura e di densità è possibile risalire alla massa dell'ammasso.

Per quel che riguarda il profilo di temperatura, esso può essere ottenuto per mezzo di un'analisi spazialmente risolta degli spettri in banda X. Essa consiste nel definire

una regione centrata sul cluster, costituita da una serie di anelli concentrici, dai quali è possibile estrarre ed analizzare uno spettro rappresentativo delle proprietà dell'ICM ad una data distanza dal centro dell'ammasso. Come vedremo nella sezione 1.3.2, poiché l'emissione dell'ICM è dovuta al processo di bremsstrahlung è possibile ricavare la temperatura di ogni anello rilevando dall'analisi spettrale la posizione del cut-off esponenziale. La temperatura così ottenuta, rappresenta però un valore proiettato che comprende i contributi apportati all'emissività di tutti gli strati esterni a quello considerato; per ottenere il valore reale in un dato anello è dunque necessario sottrarre tale contributo mediante un modello spettrale di deproiezione.

Per quanto riguarda il profilo di densità è possibile adottare due metodi: nel primo caso si può applicare la stessa procedura utilizzata per i profili di temperatura, misurando la densità dalla normalizzazione degli spettri; nel secondo caso si può invece ricorrere ad un metodo analitico basato sull'utilizzo del β -model (eq. 1.17). La grandezza rilevabile dalle immagini in banda X è infatti la brillantezza superficiale, definita come la proiezione nel cielo dell'emissività, $\epsilon(r)$, del plasma. La relazione che definisce la brillantezza superficiale ad un certo raggio proiettato è (per es. Etori 2000):

$$S(b) = \int_{b^2}^{\infty} \frac{\epsilon(r) dr^2}{\sqrt{r^2 - b^2}} \quad (1.24)$$

dove $\epsilon = n_p^2 \Lambda$ ed n_p è la densità dei protoni e Λ è la funzione di raffreddamento. Assumendo come distribuzione del gas quella descritta dal β -model, il profilo di brillantezza superficiale può essere descritto come:

$$S(b) = S_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta+1/2} \quad (1.25)$$

Fittando il profilo di brillantezza delle immagini X lasciando liberi i parametri β ed r_c , è possibile ricavare i valori di questi ultimi ed utilizzarli per inserirli nella relazione 1.17; risolvendo analiticamente la derivata del logaritmo di ρ ed inserendola nell'equazione 1.23 si ottiene:

$$M(< r) = \frac{k_b r^2}{\mu m_H G} \left(\frac{3\beta r T}{r^2 + r_c^2} - \frac{dT}{dr} \right) \quad (1.26)$$

Anche in questo caso si trova una massa dell'ordine di $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ a conferma del fatto che la massa barionica presente nei cluster è molto minore della massa gravitazionale totale.

3. Lensing gravitazionale

L'ultimo metodo utile per la stima della massa di un ammasso è quello che utilizza l'effetto di *lensing gravitazionale*. Tale effetto si manifesta con la presenza di archi di luce nelle vicinanze di nuclei massivi di diversi cluster ed è dovuto al fatto che, come predetto dalla teoria della relatività generale, le proprietà geometriche dello spazio sono determinate dal suo contenuto di materia. Un'alta concentrazione di massa causa quindi una distorsione dello *spazio-tempo* e la luce, incorrendo in questa perturbazione, la aggira seguendo le linee geodetiche; il risultato è che la sorgente da cui proviene appare distorta.

Il caso più semplice che possiamo considerare è quello in cui la sorgente luminosa e il nucleo massivo del cluster (che funge da lente) sono allineati. Si trova che l'angolo di deflessione di un raggio luminoso passante ad una distanza b dall'ammasso è:

$$\alpha = \frac{4MG}{bc^2} \quad (1.27)$$

Anche in questo caso, nei cluster in cui è stato possibile osservare il fenomeno di *lensing*, è stato verificato che la materia barionica che vediamo costituisce solo il 20 % della massa gravitazionale totale (Hoekstra et al. 2013).

1.3 Osservazioni delle componenti degli ammassi

1.3.1 Emissione Ottica

In banda ottica, in particolare alle lunghezze d'onda corrispondenti al blu, l'emissione dei cluster è caratterizzata da una luminosità dell'ordine di $L_{blue} = 10^{12} h^{-2} L_{\odot}$ (Bahcall 1996). Essa è associata principalmente alla componente stellare, ed è dovuta a due meccanismi termici: la radiazione di corpo nero e la ricombinazione. Quest'ultima è dovuta alla ri-acquisizione da parte di uno ione, di un elettrone che gli era stato rimosso. L'elettrone acquisito solitamente si posiziona in un livello energetico più alto rispetto al primo livello energetico disponibile; poiché questa condizione è instabile, l'elettrone decade andando ad occupare un livello di energia minore ed emettendo fotoni corrispondenti ad una precisa lunghezza d'onda caratteristica della transizione. A seconda dell'atomo e dei livelli di energia coinvolti, si osservano righe di emissione a diverse lunghezze d'onda. In ambito astrofisico, grazie ad esse è possibile stimare il redshift degli ammassi e la velocità radiale delle singole galassie che lo costituiscono; nella Sezione 2.2 vedremo che questo meccanismo è all'origine della riga di emissione dell' $H\alpha$, fondamentale per la stima del tasso di formazione stellare.

Negli ultimi anni è stata inoltre osservata una componente detta *Intracluster Light (ICL)*, costituita da popolazioni di stelle distribuite nello spazio intergalattico. Essa contribuisce per il 10 % all'emissione ottica totale ed è difficile da rilevare in quanto la sua brillantezza è molto bassa. Inoltre i modelli odierni prevedono che la formazione stellare avvenga in regioni dense caratterizzate dalla presenza di nubi molecolari, condizioni che non si verificano nello spazio intracluster. Per questo motivo si ritiene che l'ICL sia costituita da stelle che si sono allontanate dalla galassia d'origine a seguito di interazioni gravitazionali o mareali con altri sistemi.

Infine è proprio in banda ottica che è visibile, quando presente, il fenomeno di *lensing gravitazionale*; grazie ad esso è possibile non solo risalire alla distribuzione della materia oscura nei cluster, ma anche condurre osservazioni su sorgenti ad alto redshift che risultano amplificate dall'effetto di lente.

1.3.2 Emissione X

Gli ammassi di galassie sono caratterizzati da un'emissione X estremamente elevata, tanto che, avendo una luminosità dell'ordine di $L_X \sim 10^{43} - 10^{45}$ erg/s, vengono annoverati tra gli oggetti extragalattici più potenti in questa banda, secondi solo ai *Nuclei Galattici Attivi* (o **AGN**). L'emissione è estesa su scale dell'ordine del Mpc e, grazie alle caratteristiche della distribuzione spettrale di energia, viene attribuita all'ICM.

Il meccanismo che origina questa emissione è la Bremsstrahlung termica, ovvero un processo mediato dall'interazione elettromagnetica, che ha luogo in un mezzo ionizzato ed otticamente sottile. In particolare, l'emissione di fotoni avviene a seguito dell'accelerazione di un elettrone che si muove nel campo Coulombiano generato da protoni e nuclei atomici. L'emissività di Bremsstrahlung è descritta dalla relazione:

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = \frac{32\pi z^2 e^6 n_e n_i}{3m_e c^3} \sqrt{\frac{2\pi}{3k_b T m_e}} e^{-h\nu/k_b T} g_{ff}(T, \nu) \quad (1.28)$$

dove e è la carica elementare dell'elettrone, n_e e n_i sono rispettivamente la densità numerica di elettroni e ioni, Z è la carica degli ioni ed m_e è la massa degli elettroni. Il parametro g_{ff} è invece detto *fattore di Gaunt* ed è una correzione legata alla meccanica quantistica. Lo spettro così definito è dunque piatto nel regime $h\nu \ll k_b T$ e decresce in modo esponenziale nel regime $h\nu \geq k_B T$ (Figura 1.4).

1.3.2a Il problema del cooling flow

L'emissione X è il principale meccanismo responsabile della perdita di energia e quindi del raffreddamento, dell'ICM. È possibile definire un tempo scala del raf-

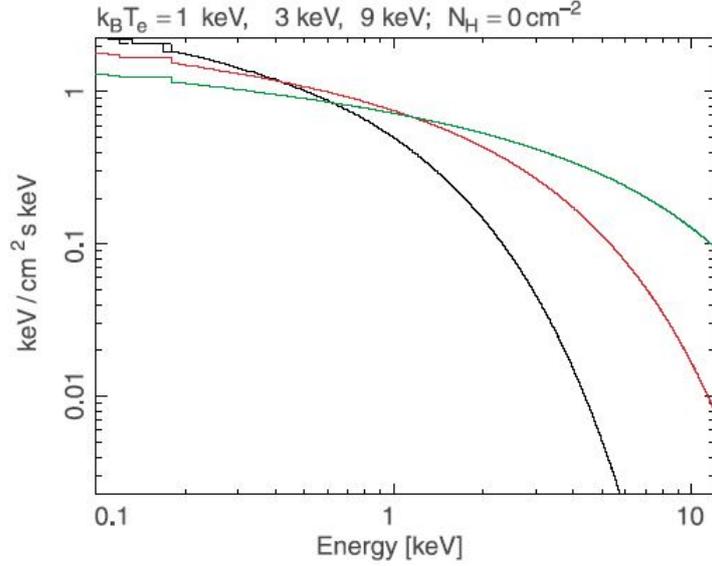


Figura 1.4: Spettro di Bremsstrahlung per tre diverse temperature, T , del gas (in nero $T=1$ keV, in rosso $T=3$ keV e in verde $T=9$ keV).

freddamento radiativo detto *tempo di cooling*, ottenuto dal rapporto tra l'entalpia per unità di volume e la perdita di energia per unità di volume (McNamara e Nulsen 2007):

$$t_{cool} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{kT}{\mu X n_e \Lambda(T)} \quad (1.29)$$

dove γ è l'indice adiabatico, ovvero il rapporto dei calori specifici a pressione e volume costante, μ è il peso molecolare medio, X è l'abbondanza di idrogeno. Inoltre è possibile definire un raggio caratteristico, detto raggio di raffreddamento, r_{cool} corrispondente alla distanza alla quale il tempo di cooling è uguale all'età del cluster. Generalmente, per cluster cool core, $r_c \sim 100$ kpc.

Nelle regioni centrali del cluster il *tempo di cooling* è inferiore all'età dell'ammasso e questo fa sì che l'equilibrio idrostatico venga meno; per ripristinarlo il gas delle regioni circostanti fluisce verso il centro e viene così compresso e raffreddato. Il tasso con cui la massa si deposita nelle regioni centrali a causa del raffreddamento, \dot{M} , può essere stimato in prima approssimazione dalla luminosità X , L_X . Assumendo infatti che l'energia irradiata in un certo intervallo di tempo sia uguale alla variazione di energia termica, dE_{th} , più il lavoro fatto sul gas ($p dV$, dove p è la pressione e V è il volume) entrante nella regione definita da r_{cool} , si trova:

$$dE = dE_{th} + p dV \quad (1.30)$$

con $dE_{th} = \frac{3}{2} \frac{dM}{\mu m_p} k_b T$ e $p dV = \frac{dM}{\mu m_p} k_b T$. Si ottiene allora (Fabian et al. 1994):

$$L_{x,cool} = \frac{dE}{dt} = \frac{5}{2} \frac{k_b T}{\mu m_p} \dot{M} \quad (1.31)$$

Dove $L_{x,cool}$ è la luminosità X irradiata dalla regione contenuta all'interno di r_{cool} . Le previsioni derivanti da questo scenario non sono tuttavia in completo accordo con le osservazioni e questa discrepanza definisce quello che viene chiamato *problema del cooling flow*. I principali punti che mettono in crisi questo modello sono:

- il *tasso di formazione stellare*, che dovrebbe essere incrementato dall'affluire di materia fredda nelle regioni centrali, risulta 30-100 volte più basso del tasso con cui la massa si deposita nelle regioni centrali, \dot{M} . Questo implica che solo una piccola parte del gas freddo viene convertita in stelle e che dunque la formazione stellare è inefficiente;
- le caratteristiche degli spettri osservati con lo spettrografo XMM-RGS non rispecchiano quelle degli spettri attesi. In particolare non si osservano le righe predette dai modelli di raffreddamento del gas (quali per esempio le righe del Fe XX e del Fe XVII).

Queste osservazioni fanno presupporre che il cooling flow sia molto meno efficiente del previsto e ciò potrebbe essere dovuto alla presenza di meccanismi che riscaldano il gas. Tra le varie soluzioni proposte, quella più accreditata prevede che l'affluenza di materia fredda nelle regioni centrali inneschi l'attività del nucleo attivo presente nella galassia cD, che riscalderebbe l'ICM, contrastandone il raffreddamento (modelli di AGN feedback).

1.3.2b Metallicità nei clusters

Gli ammassi di galassie sono sistemi chiusi dal punto di vista barionico, in quanto la frazione barionica, data dal rapporto tra la massa barionica, M_{bar} , e la massa totale, M_{tot} è simile a quella cosmica. Per questo motivo lo studio della loro composizione metallica può fornire molte informazioni relativamente all'efficienza di venti galattici, di outflow legati all'attività degli AGN o di fenomeni di rimozione del gas dalle galassie. Dallo studio degli spettri X in particolare, si osserva la presenza di righe di emissione associate ad elementi altamente ionizzati; una di queste è la riga del ferro, visibile ad una temperatura pari a 6.7 KeV.

Dai modelli di evoluzione stellare è noto che questo metallo può essere prodotto solo dalle esplosioni di Supernovae e ciò rafforzerebbe l'ipotesi che l'ICM sia stato

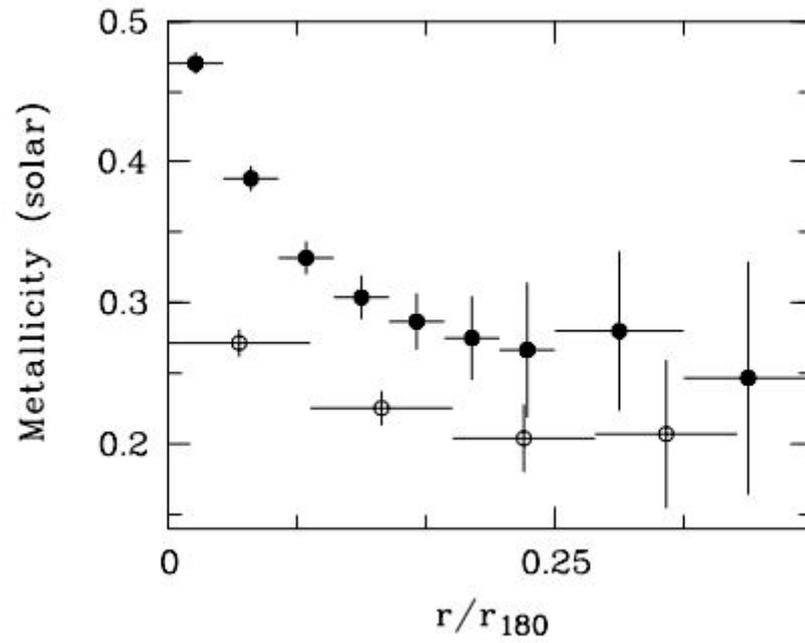


Figura 1.5: Profilo di metallicità di un cluster cool core (pallini pieni) e di un cluster non cool core (pallini vuoti). [De Grandi e Molendi 2001.]

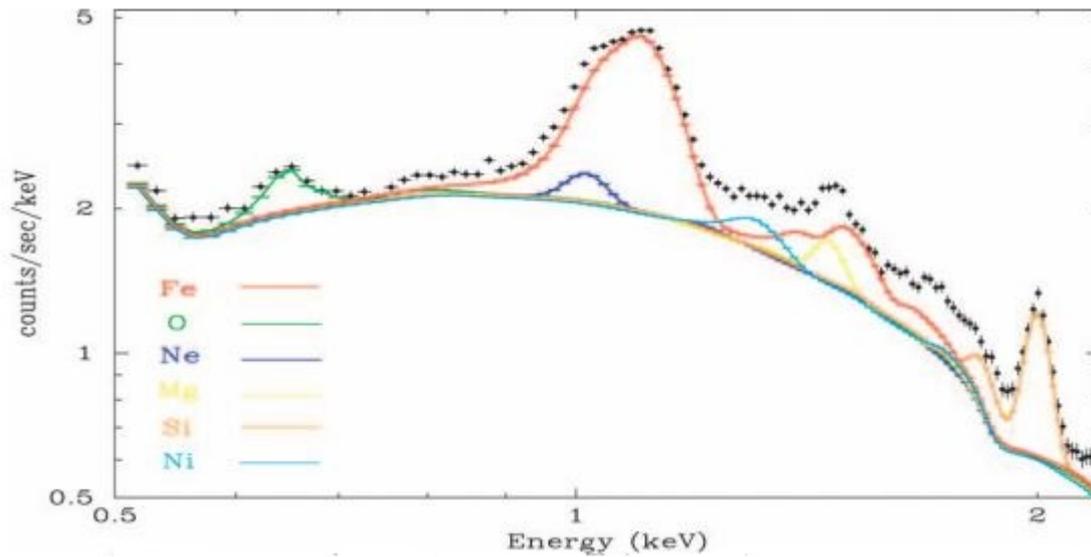


Figura 1.6: Linee di emissione nell'ammasso M87; i diversi colori indicano i diversi contributi apportati da ogni metallo considerato. [Gastaldello e Molendi 2002]

arricchito nel tempo dal mezzo interstellare presente nelle galassie che popolano gli ammassi. Il valore medio di metallicità dell'ICM, riferito al Ferro è $Z_{Fe} \sim 0.35 Z_{\odot}$ (De Grandi e Molendi 2001), dove con Z si indica il rapporto tra le densità numeriche del metallo considerato, n_x , (in questo caso il ferro) e la densità numerica dell'idrogeno, n_H . Stimando il rapporto tra la massa di ferro contenuto nell'ICM e quella contenuta nelle stelle si trova:

$$\frac{M_{Fe,ICM}}{M_{Fe,*}} = \frac{Z_{Fe,ICM} M_{ICM}}{Z_{Fe,*} M_*} \geq 1 \quad (1.32)$$

Quindi sebbene l'abbondanza di ferro contenuta nelle stelle (tipicamente $Z_{Fe} \sim 0.8 z_{\odot}$) sia maggiore di quella caratteristica dell'ICM, la massa totale del ferro contenuta in esse è inferiore a quella contenuta nell'ICM. Questo implica che nel corso della storia degli ammassi, le galassie immettono nell'ICM molti più metalli di quelli che trattengono.

Dall'analisi X inoltre è possibile realizzare dei profili di metallicità e numerosi studi hanno rilevato che cluster cool core e cluster non cool core presentano configurazioni diverse. Come è possibile vedere in Figura 1.5, la metallicità al centro dei cluster cool core è tipicamente molto più alta di quella che caratterizza cluster non cool core e ciò è dovuto al fatto che i primi sono sistemi in stato rilassato e pertanto non sono stati soggetti a fenomeni di merger che possono far variare la distribuzione dei metalli.

1.3.3 Emissione Radio

In aggiunta all'emissione radio delle galassie individuali, nei clusters sono state osservate sorgenti radio diffuse che non presentano una controparte ottica e che, a seconda della loro collocazione e della loro morfologia, vengono classificate come:

- **Aloni** se presentano una struttura sferoidale di dimensioni dell'ordine di 1–2 Mpc e sono collocati in ammassi in stato di *merger*;
- **Relitti** se sono strutture dalla forma allungata, collocate nelle regioni periferiche di ammassi in stato perturbato, ovvero soggetti a fenomeni di major o minor merger;
- **Mini Aloni** se sono caratterizzati da dimensioni dell'ordine di 100-500 kpc e la loro emissione circonda quella della radiogalassia centrale di ammassi in stato rilassato.

L'emissione radio-diffusa nei cluster è di tipo non termico e testimonia la presenza di campi magnetici ed elettroni relativistici. I meccanismi in grado di accelerare particelle sono legati sia ai processi di formazione ed accrescimento delle strutture

(Sottosezione 1.4) che provocano shock (per es. Norman 1995) e turbolenza (per es. Fujita et al. 2003), sia ad esplosioni di Supernovae, sia ad outflow ad alta velocità dovuti all'attività degli AGN. Le particelle soggette ad accelerazione prendono il nome di raggi cosmici, **CR**, e a seconda della loro composizione vengono detti **CR_e**, se costituiti da elettroni, o **CR_p**, se costituiti da protoni.

Il tempo radiativo di vita degli elettroni accelerati, t_{age} , risulta però essere inferiore al tempo necessario per far sì che queste particelle possano diffondersi su scale dell'ordine delle dimensioni del cluster; in particolare nel tempo caratteristico $t_{age} \sim 10^8$ anni, gli elettroni riuscirebbero a diffondere su distanze pari solo a 10 kpc (Blasi 2001); i CR_e e i CR_p sono quindi soggetti a perdite di energia. Nel caso dei primi, esse sono dovute all'emissione di sincrotrone e ai processi di Compton Inverso tra i fotoni e la radiazione cosmica di fondo (**CMB**, si veda Sezione 1.4). Il tempo di vita radiativo diventa quindi:

$$\tau_{sinc+IC} = \frac{2.5 \cdot 10^{13}}{[(B/\mu G)^2 + (B_{CMB}/\mu G)^2 \gamma]} \quad (1.33)$$

dove γ è il fattore di Lorentz e per elettroni relativistici vale $\sim 10^4$, B è l'intensità del campo magnetico e B_{CMB} è l'intensità del *campo magnetico equivalente* della CMB, definito come $B_{CMB} = 3.25(1+z)^2$.

Le perdite di energia dei CR_p sono invece dominate da collisioni di tipo protone-protone (p-p) e anche in questo caso è possibile definire un tempo di vita radiativo pari a:

$$\tau_{pp} = \frac{1}{cn_{th}\sigma_{pp}} \quad (1.34)$$

dove n_{th} è la densità numerica caratteristica del plasma, mentre σ_{pp} è la sezione d'urto tipica dell'interazione protone-protone e vale $\sigma_{pp} \sim 30$ mb³.

In Figura 1.7 è rappresentato il tempo di vita dei CR_p e dei CR_e nell'ICM; è possibile constatare che i CR_p hanno un tempo di vita più lungo dei CR_e, tuttavia il loro contributo all'emissione diffusa è trascurabile in quanto la potenza emessa per emissione di sincrotrone è:

$$-\frac{dE}{dt} \propto bB^2E^2 \quad (1.35)$$

dove B è il campo magnetico, E è l'energia e b è una costante legata alla massa delle particelle in gioco dalla relazione $b \propto 1/m^4$. Pertanto i CR_p si accumulano nel cluster, mentre i CR_e hanno una vita radiativa troppo corta. Questo problema prende il nome di *slow diffusion problem* e per risolverlo è necessario richiedere o che gli elettroni siano generati localmente nelle regioni di emissione, o che siano presenti meccanismi di ri-accelerazione continua. Tra i modelli elaborati per risolvere questo problema troviamo:

³¹ b=10⁻²⁸m²

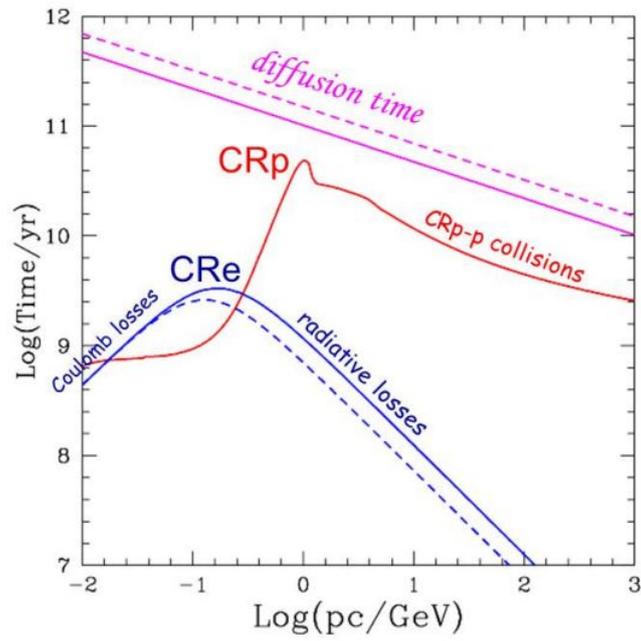
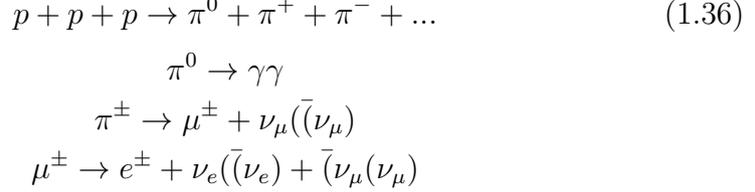


Figura 1.7: Tempo di vita dei CRp (in rosso) e dei CRe (in blu) nell'ICM a $z=0$, confrontato con il tempo di diffusione dei CR su scale dell'ordine del Mpc (in magenta). Le linee continue sono riferite ad un campo magnetico $B = 1\mu G$, mentre le linee tratteggiate sono riferite ad un campo magnetico $B = 3\mu G$. [Brunetti e Jones 2014a]

- **Modello adronico:** secondo cui i CRp, avendo tempi di vita molto lunghi, restano intrappolati all'interno del volume del cluster e interagiscono mediante collisioni non elastiche con i protoni dell'ICM (Blasi e Colafrancesco 1999). Da queste interazioni hanno origine coppie elettrone positrone secondo la seguente catena di reazioni:



Come è possibile osservare, il decadimento del μ^\pm fornisce un'iniezione di elettroni e positroni relativistici nella regione in cui si verifica l'emissione. Se questo fosse il meccanismo all'origine dell'emissione diffusa, ci si aspetterebbe però di trovare aloni o relitti in tutti gli ammassi di galassie. Inoltre, tra le reazioni della catena vi è anche il decadimento del π^0 che dovrebbe dare origine ad una coppia di fotoni con energie nella banda dei raggi gamma; tuttavia ad oggi queste particelle non sono state rilevate in quantità sufficienti da attestare che le interazioni p-p siano effettivamente responsabili dell'emissione diffusa osservata (per es. Brunetti e Jones 2014b).

- **Modello leptonic:** secondo cui i CRe possono essere continuamente ri-accelerati da meccanismi di turbolenza magnetoidrodinamica (**MHD**) o da shock innescati da fenomeni di merger. I primi (MHD) sono adatti a descrivere l'emissione osservata negli aloni; essi appartengono alla classe dei meccanismi di ri-accelerazione di Fermi di tipo II e sono dovuti ad accelerazioni stocastiche causate dall'interazione casuale delle particelle con il campo magnetico perturbato dal merger. I secondi invece (shock), sono adatti a descrivere l'emissione osservata nei relitti. Essi appartengono ai meccanismi di ri-accelerazione di Fermi di tipo I e sono dovuti al fatto che le particelle sono soggette a scattering sia davanti che dietro il fronte di shock e ogni volta che lo attraversano subiscono un incremento di energia proporzionale all'energia che possiedono. Il modello leptonic sembra essere valido perché i CRe vengono accelerati sul posto per un periodo pari a ~ 1 Gyr; inoltre il meccanismo all'origine dell'accelerazione sono i fenomeni di merger, che si sviluppano su zone estese quanto le dimensioni dell'ammasso e possono quindi giustificare l'estensione dell'emissione diffusa.

1.3.3a Campi Magnetici

Esistono vari metodi per stimare l'intensità dei campi magnetici all'interno degli ammassi di galassie. Il primo di questi si basa sulla *rotazione di Faraday*, un

fenomeno che ha luogo quando la radiazione polarizzata linearmente proveniente da una sorgente luminosa, attraversa un plasma. L'effetto che si genera è che il piano di polarizzazione viene ruotato di un angolo:

$$\Delta\theta = RM \lambda^2 \quad (1.37)$$

RM è detta *rotation measure* ed è definita come:

$$RM = 812 \int_0^L n_e B_{\parallel} \times dl \quad (1.38)$$

dove L rappresenta l'estensione lungo la linea di vista della regione in cui si trova il plasma (espressa in pc), n_e è la densità numerica degli elettroni (in unità di 10^{-3}cm^{-3}) e B_{\parallel} è la componente di campo magnetico lungo la linea di vista (riportata in μG). La stima del campo magnetico viene dunque effettuata assumendo una densità di elettroni n_e e misurando la variazione dell'angolo in funzione della lunghezza d'onda.

Un secondo metodo si basa su considerazioni relative all'energetica del cluster. L'energia totale di un ammasso di galassie è infatti data dalla somma dei contributi apportati dalla componente particellare (costituita da protoni ed elettroni) e dalla componente di campo magnetico:

$$E_{TOT} = E_P + E_e + E_B \quad (1.39)$$

Assumendo che $E_p = kE_e$, si trova che $E_e + E_p = (1+k)E_e$, da cui si può dimostrare che (Govoni e Feretti 2004):

$$E_{TOT} = (1+k)C_{el}B^{-3/2}L_{sync} + \frac{B^2}{8\pi}\phi V \quad (1.40)$$

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*, che rappresenta la frazione di volume, V , occupata dal campo magnetico. Si definisce campo magnetico di equipartizione quello che corrisponde alla condizione di minima energia, ovvero ad uno stato in cui il contributo apportato dalla componente del campo magnetico è uguale a quello apportato dalla componente particellare (Figura 1.8):

$$(1+k)E_e = \frac{4}{3}E_B \quad (1.41)$$

Il *campo magnetico di equipartizione* risulta quindi essere:

$$B_{eq} = C(1+k)^{2/7} \left(\frac{L_{sync}}{\phi V} \right)^{2/7} \quad (1.42)$$

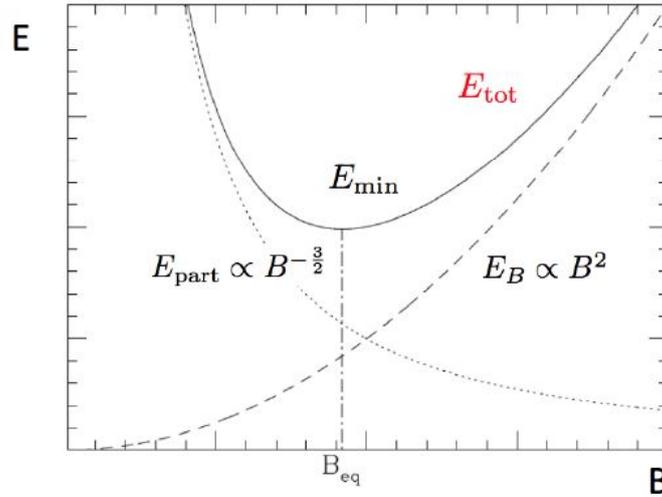


Figura 1.8: Andamento dell'energia totale di una sorgente che emette per sincrotrone. Vediamo che la condizione di minima energia si verifica in corrispondenza del punto in cui l'energia del campo magnetico e quella associata alle particelle è circa la stessa.

dove tutte le costanti sono state raccolte nel termine C e solitamente si assume $k = 1$ e $\phi = 1$.

L'ultimo metodo considerato si basa sul confronto tra l'emissione di sincrotrone e l'emissione X dovuta al Compton Inverso (o *Inverse Compton*, **IC**) tra elettroni relativistici e fotoni della radiazione cosmica di fondo (**CMB**, si veda Sezione 1.4). È possibile infatti dimostrare che:

$$\frac{L_{sync}}{L_{IC}} = \frac{U_B}{U_\gamma} \propto \frac{B^2}{(1+z)^4} \quad (1.43)$$

dove U_B e U_γ sono rispettivamente le densità di energia del campo magnetico e del campo di fotoni. Al giorno d'oggi questo metodo è poco utilizzato in quanto osservando l'emissione X è difficile distinguere l'entità del contributo apportato dall'IC e quella del contributo legato alla Bremsstrahlung.

Utilizzando questi metodi si è stimato che l'intensità dei campi magnetici negli ammassi di galassie sia dell'ordine di $\sim \mu G$, con valori che arrivano fino a $10\mu G$ al centro di cluster cool core (Govoni e Feretti 2004).

1.3.3b Radiogalassie in ammassi

Come anticipato, l'emissione radio negli ammassi di galassie è dovuta sì a sorgenti diffuse come quelle descritte nel paragrafo precedente, ma anche a *radiogalassie*.

Tutte le galassie a spirale presentano emissione radio attribuibile alla formazione stellare; ci sono però alcuni oggetti, tipicamente galassie ellittiche, che presentano attività nucleare visibile in banda radio, ottica e X. In particolare una galassia viene definita attiva da un punto di vista radio, *radio-loud*, se il rapporto tra il flusso a 5 GHz, F_{5GHz} , e il flusso nella banda blu dell'ottico, F_B è (Kellermann 1989):

$$\frac{F_{5GHz}}{F_b} \geq 10 \quad (1.44)$$

L'origine di questa emissione risiede nel fatto che tutte le galassie ospitano al loro interno un *Buco nero super massivo*, **SMBH**, la cui attività può essere innescata dall'accrescimento di materia. Si è stimato che circa l'1% delle galassie presentano un *nucleo galattico attivo*, **AGN**, e di queste solo il 10 % è *radio-loud*, mentre il restante 90 % viene definito *radio-quieto*, o *radio-quiet*.

Gli oggetti radio quieti possono essere classificati in tre categorie a seconda delle loro proprietà ottiche:

- **TIPO I:** presentano un continuo brillante e righe di emissione larghe dovute alla presenza di gas caldo che si muove ad alta velocità ($10^3 - 10^4$ km/s). Vengono definiti galassie *Seyfert I*;
- **TIPO 2:** presentano un continuo debole e righe di emissione strette. Vengono definiti galassie *Seyfert II*.

Gli AGN *radio-loud* possono invece essere classificati sia dal punto di vista delle proprietà ottiche che dal punto di vista delle proprietà radio. Nel primo caso è possibile distinguere:

- **TIPO I:** presentano un continuo brillante e righe di emissione larghe dovute alla presenza di gas caldo che si muove ad alta velocità. Vengono definiti galassie radio con righe allargate, o *broad line radio galaxies*, **BLRG**;
- **TIPO 2:** presentano un continuo debole e righe di emissione strette. Vengono definite galassie radio con righe strette, o *narrow line radio galaxies*, **NLRG**. Questa categoria può essere divisa in due sottoclassi:
 - NLRG con righe di emissione ad alta eccitazione, *high excitation radio galaxies*, **HERG**;
 - NLRG con righe di emissione a bassa eccitazione, *low excitation radio galaxies*, **LERG**.

Dal punto di vista radio è possibile invece distinguere due classi di oggetti sulla base della potenza radio e della morfologia dell'emissione su larga scala, ovvero (Fanaroff e Riley 1974):

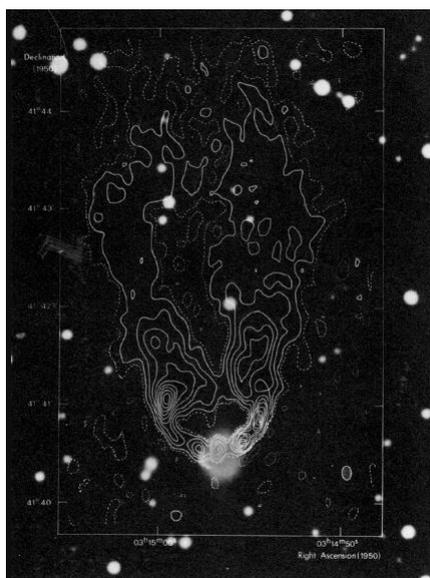


Figura 1.9: Mappa radio a 5 GHz della galassia HT NGC1265 collocata nel cluster di Perseus. I contorni sono relativi a regioni caratterizzate dalla stessa brillantezza radio e sono sovrapposti all'immagine ottica della galassia. [Wellington et al. 1973]

- **FRI**: sono oggetti caratterizzati da una potenza radio $P_{1.4GHz} \leq 10^{24.5} \text{ WHz}^{-1}$ e sono dominati dall'emissione del nucleo, *core-dominant*. Presentano inoltre getti brillanti che vanno affievolendosi man mano che ci si allontana dalle regioni centrali;
- **FRII**: sono oggetti caratterizzati da una potenza radio $P_{1.4GHz} \geq 10^{24.5} \text{ WHz}^{-1}$ e sono dominati dall'emissione dei lobi e degli *hotspot*.

Le galassie FRI si trovano tipicamente in ammassi di galassie, mentre le FRII sono caratteristiche di regioni isolate o di gruppi e ammassi costituiti da pochi membri. Si ritiene quindi che la differente morfologia sia attribuibile al diverso ambiente con cui interagiscono, mentre la diversa potenza è legata a tassi di accrescimento di materia sul SMBH diversi (più efficienti nelle FRII che non nelle FRI).

Le FRI possono presentare inoltre morfologie particolari che consentono di classificarle in *head tail*, **HT**, e *wide angle tail*, **WAT** (Figura 1.9).

Le galassie HT presentano una *testa*, corrispondente al nucleo, e una *coda*, costituita dai due getti che tendono a convergere nella direzione opposta al moto (angolo di deflessione $\sim 90^\circ$); le WAT invece, presentano sì una *testa* corrispondente al nucleo, ma i getti sono soggetti ad angoli di deflessione meno marcati rispetto alle HT ($\ll 90^\circ$). Questa deflessione è dovuta all'effetto della *ram pressure* (Miley et al. 1972), un fenomeno che verrà ampiamente spiegato nella sezione 2.3.2 e che

è legato al moto delle galassie in mezzi densi come l'ICM. Poiché la ram pressure è proporzionale al quadrato della velocità della galassia, si pensa che la diversa morfologia osservata nelle HT e nelle WAT sia dovuta alle diverse velocità che le caratterizzano; tipicamente infatti le HT si muovono con velocità ~ 1000 km/s, mentre le WAT sono più lente, con $v \sim 100$ km/s.

1.4 Formazione degli ammassi di galassie

Per completare l'esposizione delle principali proprietà degli ammassi di galassie, è infine necessario affrontare il tema relativo alla loro origine.

Nel 1965 due ingegneri della compagnia telefonica *Bell Company*, rilevarono per la prima volta un segnale di natura isotropa, caratterizzato da uno spettro di energia simile a quello di un corpo nero a temperatura di 2.7 K. Questo segnale prese il nome di *radiazione cosmica di fondo*, o **CMB** (Figura 1.10), e la sua origine fu attribuita alla radiazione emessa a seguito dell'ultimo scattering tra fotoni e materia ionizzata, avvenuto a seguito della ricombinazione dell'idrogeno ($z \sim 1100$). Mappe di intensità della CMB consentirono di individuare la presenza di fluttuazioni di temperatura dell'ordine di 10^{-5} che, assumendo valida la condizione di adiabaticità, corrispondono ad uguali perturbazioni del campo di densità all'epoca dell'ultimo scattering.

Partendo da questa osservazione fu dunque elaborato uno *scenario gerarchico di formazione delle strutture* (Press e Schechter 1974, Gott e Rees 1975), secondo cui gli oggetti più massivi che popolano l'Universo locale, come gli ammassi di galassie, sarebbero il risultato della crescita delle fluttuazioni primordiali di densità per mezzo di accrescimento di materia e di fenomeni di merger tra strutture minori. La descrizione dettagliata dei processi di formazione ed evoluzione dei cluster richiede la trattazione sia di meccanismi di collasso non lineare, sia di meccanismi legati alla fisica barionica, come per esempio la dissipazione di energia. I modelli finora sviluppati prevedono che il gas primordiale, cadendo all'interno delle buche di potenziale descritte dalla materia oscura, si riscaldi a causa di shock e compressioni, dando origine ad un plasma ionizzato caratterizzato da temperature dell'ordine di $10^7 - 10^8$ K (Kravtsov e Borgani 2012). Col passare del tempo questo plasma raggiunge una condizione di equilibrio idrostatico e iniziando a raffreddarsi nelle regioni centrali, innesca meccanismi di formazione stellare e di accrescimento di materia sul SMBH. Questi meccanismi daranno luogo a feedback energetici come per esempio esplosioni di *Supernovae* (SN) o attività dell'AGN.

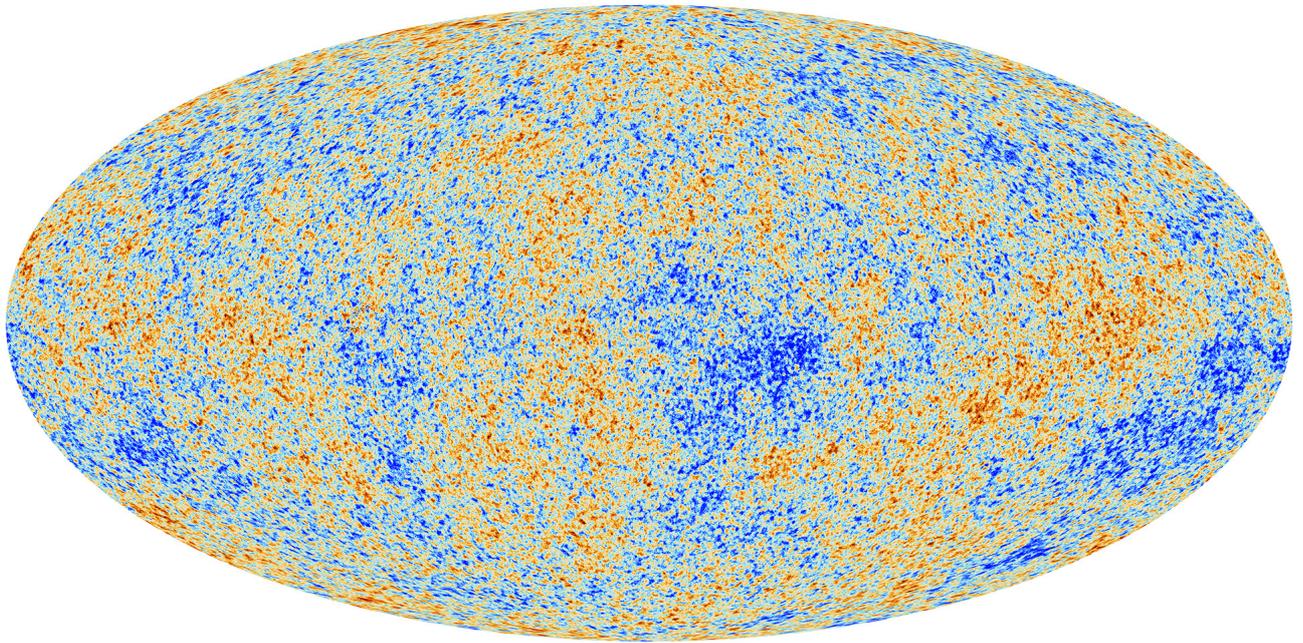


Figura 1.10: Mappa di temperatura della radiazione cosmica di fondo osservata per mezzo del satellite Planck; la scala di colore indica le fluttuazioni di temperatura rispetto al valore medio. Credits: ESA.

Capitolo 2

Galassie in ammassi: ambiente ed evoluzione

Gli ammassi di galassie consentono di testare la validità dei modelli di formazione delle strutture nel nostro Universo, costituendo così un punto di incontro tra teoria ed osservazioni. Inoltre, essendo strutture caratterizzate da una buca di potenziale profonda, possono essere considerati sistemi barionicamente chiusi, giocando un ruolo fondamentale nella comprensione dell'interazione tra galassie e ambiente.

2.1 Il mezzo interstellare

L'evoluzione delle galassie è fortemente influenzata dai processi che possono accrescere o rimuovere il cosiddetto mezzo interstellare (*interstellar medium*, **ISM**). Questo plasma è costituito da gas e polvere e, a seconda della sua temperatura e della sua densità, può essere classificato come:

- *Mezzo caldo ionizzato* (hot ionized medium, **HIM**), caratterizzato da temperature dell'ordine di $10^6 - 10^7$ K e densità $n < 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$. L'origine delle elevate temperature è legata agli shock e alle onde d'urto originate da esplosioni di Supernovae o da venti stellari molto energetici;
- *Mezzo ionizzato a temperature intermedie* (warm ionized medium, **WIM**), caratterizzato da temperature dell'ordine di 10^4 K e densità $n \sim 0.1 - 0.2 \text{ cm}^{-3}$. Il WIM si trova attorno a stelle calde e massive di tipo O/B, capaci di emettere radiazione ultravioletta intensa ed è dunque un tracciante di regioni di formazione stellare;
- *Mezzo neutro a temperature intermedie* (warm neutral medium, **WNM**), caratterizzato da temperature dell'ordine di $10^2 - 10^4$ K e densità $n \sim$

$0.1 - 0.6 \text{ cm}^{-3}$. Esso è costituito principalmente da idrogeno atomico (HI) riscaldato da radiazione UV diffusa e da interazioni con raggi cosmici di bassa energia;

- *Mezzo neutro freddo* (cold neutral medium, **CNM**), caratterizzato da temperature dell'ordine di $50 - 200 \text{ K}$ e densità $n \sim 1 - 80 \text{ cm}^{-3}$ e costituito principalmente da idrogeno neutro (detto HI);
- *Mezzo molecolare* (molecular medium, **MM**), caratterizzato da temperature dell'ordine di $10 - 50 \text{ K}$ e densità molto alte, pari a circa $10^2 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

A seconda del tipo di galassia considerato è possibile evidenziare caratteristiche diverse di questo mezzo. Nelle *galassie a spirale* esso costituisce circa il 5 - 10% della massa totale; la sua distribuzione è una funzione della distanza dal centro galattico e si espande anche ben oltre i confini visibili del disco; inoltre, se sotto forma di gas molecolare freddo, può dare origine alla formazione stellare. Le *galassie ellittiche* invece, presentano una bassa quantità di gas e questo fa sì che la formazione stellare risulti ridotta, se non addirittura assente. Come vedremo nelle prossime sezioni, processi legati all'interazione della galassia con l'ambiente in cui si muove, possono modificare fortemente la distribuzione dell'ISM influenzando la formazione stellare, e di conseguenza l'evoluzione della galassia.

2.2 Stima del tasso di formazione stellare

Per comprendere lo stato evolutivo delle galassie è necessario stimare il tasso di formazione stellare, (*star formation rate*, **SFR**) che le caratterizza. Per fare ciò è possibile ricorrere a diversi procedimenti sviluppati a partire da osservazioni in banda ottica, X e radio.

2.2.1 Emissione $H\alpha$ e SFR

Un primo modo per stimare il tasso di formazione stellare è quello di utilizzare le linee di ricombinazione; tra queste la più luminosa in banda ottica risulta essere l' $H\alpha$, visibile alla lunghezza d'onda $\lambda \sim 656.28 \text{ nm}$. Come spiegato nella Sezione 1.3.1, le linee di ricombinazione hanno origine quando uno ione acquista un elettrone e quest'ultimo emette fotoni per raggiungere il più basso livello di energia disponibile. L'emissione dell' $H\alpha$ è dunque indicatrice della presenza di sorgenti che emettono fotoni caratterizzati da un'energia, E , pari a $E > 13.6 \text{ eV}$, e che sono quindi in grado di ionizzare l'idrogeno. Tali sorgenti sono tipicamente stelle giovani e massive di tipo O, la cui rilevazione traccerebbe regioni di formazione stellare.

Per calcolare lo SFR è possibile assumere che la nube di gas che circonda queste stelle sia otticamente spessa e quindi che tutti i fotoni ionizzanti emessi dalla stella vengano assorbiti. Assumendo che il tasso di fotoni ionizzanti prodotti sia uguale al tasso di ricombinazioni, si trova:

$$\int_{13.6\text{eV}}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu = \int_0^r n_e n_p \alpha_B dV \quad (2.1)$$

dove L_{ν} è la luminosità osservata ad una certa frequenza di emissione ν , n_e ed n_p sono rispettivamente la densità numerica degli elettroni e dei protoni e α_B è il coefficiente di ricombinazione per le linee di emissione della serie di Balmer (dette *caso B*, che per semplicità saranno le uniche considerate in questa trattazione). La luminosità della riga $H\alpha$ può essere quindi espressa come:

$$L(H\alpha) = h\nu_{H\alpha} \int_0^r n_e n_p \alpha_{H\alpha} dV \quad (2.2)$$

dove $\alpha_{H\alpha}$ è il coefficiente di ricombinazione della riga $H\alpha$. Dal rapporto di queste due equazioni è possibile verificare che il numero di fotoni emessi a seguito della ricombinazione corrispondente alla transizione dell' $H\alpha$ è proporzionale al numero di fotoni ionizzanti :

$$L(H\alpha) = h\nu_{H\alpha} \frac{\alpha_{H\alpha}}{\alpha_B} \int_{13.6\text{eV}}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu \propto \dot{N}_{ph} \quad (2.3)$$

dove \dot{N}_{ph} rappresenta il numero di fotoni ionizzanti emessi dalle stelle di tipo O. Partendo dalla luminosità dell' $H\alpha$ è quindi possibile ricavare la massa totale delle stelle O, M_{starO}^{tot} presenti nella galassia, grazie alla relazione:

$$M_{starO}^{tot} = \langle M_{starO} \rangle \frac{\dot{N}_{ph}}{Q} \quad (2.4)$$

dove $\langle M_{starO} \rangle$ è la massa media delle stelle O e Q è il tasso di fotoni ionizzati prodotto da una singola stella O. Lo SFR può quindi essere stimato in prima approssimazione grazie alla relazione:

$$SFR \approx \frac{M_{starO}^{tot}}{t_{ageO}} \quad (2.5)$$

dove $t_{age,O}$ è il tempo di vita caratteristico delle stelle O ed è circa 10^6 anni. Assumendo una funzione di massa iniziale (**IMF**) di tipo Salpeter, metallicità solari e assenza di estinzione dovuta a polvere si trova (Kennicutt et al. 1994):

$$SFR = 7.9 \cdot 10^{-42} L_{H\alpha} \quad (2.6)$$

dove lo SFR è espresso in M_{\odot}/yr , mentre $L_{H\alpha}$ è espressa in erg/s. I valori di SFR ottenuti con questo procedimento costituiscono un limite inferiore al valore reale perché non viene tenuta in considerazione la possibile estinzione legata alla polvere.

2.2.2 Emissione X e SFR

In assenza di AGN molto brillanti, la luminosità X di una galassia è dominata dal contributo apportato dalla popolazione di *binarie X*. Questi sistemi sono costituiti da una stella di neutroni o da un buco nero, che accrescono materia da una stella compagna. A seconda della massa di quest'ultima è possibile distinguere binarie X poco massive (*low mass X-ray binaries* **LMXB**), per le quali $M \sim 1M_{\odot}$, e binarie X molto massive (*high mass X-ray binaries*, **HMXB**), per le quali $M \sim 10M_{\odot}$. Come noto il tempo di vita di una stella decresce all'aumentare della massa; in particolare, stelle di massa $M \sim 10M_{\odot}$ hanno tempi di vita dell'ordine di $t_{age} \sim 10^7$ anni, mentre stelle meno massive, $M \sim 1M_{\odot}$, hanno tempi di vita più lunghi $t_{age} \sim 10^{10}$ anni (Grimm et al. 2003). Per questo motivo le **HMXB** possono essere un buon tracciante di sistemi stellari giovani e con opportune calibrazioni, possono consentire di stimare il tasso di formazione stellare a partire dalla luminosità X della galassia considerata. Come vedremo e descriveremo nel Capitolo 6, la relazione che utilizzeremo per stimare lo SFR dalla luminosità X, sarà quella di Mineo et al. (2014):

$$SFR = 1.32 \cdot 10^{-40} L_{X,0.5-10keV} \quad (2.7)$$

dove lo SFR è espresso in M_{\odot}/yr , mentre $L_{X,0.5-10keV}$ è espressa in erg/s.

2.2.3 Emissione radio e SFR

L'emissione radio di galassie che non presentano un AGN è dovuta a due meccanismi (Condon 1992): la radiazione di sincrotrone da parte di elettroni relativistici e la radiazione free-free da parte di regioni di idrogeno ionizzato HII. Entrambi questi processi sono associati alla presenza di stelle molto massive, $M > 8M_{\odot}$, che sono in grado sia di produrre Supernovae al termine della propria storia evolutiva, accelerando particelle ed elettroni, sia di emettere fotoni molto energetici in grado di ionizzare l'idrogeno. Poiché come visto, stelle massive hanno tempi di vita brevi, anche la luminosità radio osservata è in grado di fornire una stima del tasso di formazione stellare, e un esempio di relazione utilizzata è (Schober et al. 2017):

$$SFR = 1.74 \cdot 10^{-4} L_{1.4GHz} \quad (2.8)$$

dove lo SFR è espresso in M_{\odot}/yr , mentre $L_{1.4GHz}$ è espressa in erg/s.

2.3 Evoluzione delle galassie all'interno degli ammassi

Analogamente a quanto descritto per gli ammassi di galassie, anche le galassie si formano a partire dal raffreddamento di un gas che, collassando nella buca di

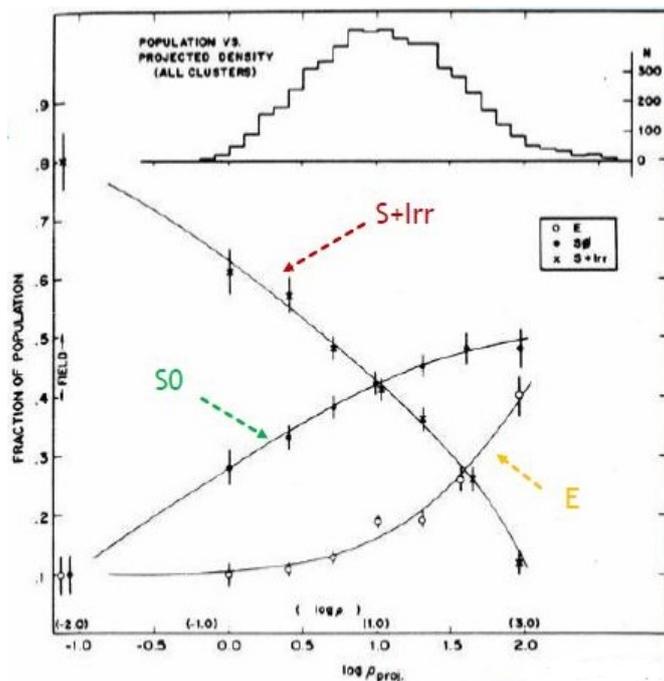


Figura 2.1: Morfologia delle galassie in funzione del logaritmo della densità galattica. La notazione usata implica che S, Irr, E ed S0 siano rispettivamente galassie a spirale, irregolari, ellittiche e lenticolari.

potenziale della materia oscura, è stato precedentemente riscaldato per mezzo di shock (Rees e Ostriker 1977). A differenza degli ammassi però, esse non possono essere considerate sistemi isolati, in quanto, risiedendo in aloni di materia oscura meno massivi, sono più facilmente esposte a fenomeni che possono influenzarne l'evoluzione. All'interno dei cluster in particolare, le galassie sono soggette a processi capaci di rimuovere il loro gas riducendone la formazione stellare. A conferma di ciò, già dagli anni '80 è stata osservata una relazione *densità-morfologia* secondo cui nelle regioni a densità galattica più elevata, come il centro degli ammassi, la componente di oggetti dominante è costituita da galassie di tipo *early-type*, prive di gas e caratterizzate da popolazioni stellari vecchie, mentre in regioni a densità galattica inferiore, come le periferie dei cluster, si trovano principalmente galassie giovani e *star-forming* (Dressler 1980, Figura 2.1). Questa relazione testimonierebbe la trasformazione che le galassie subiscono nel cadere nella buca di potenziale degli ammassi.

Tra i processi di rimozione del gas maggiormente coinvolti nel produrre questo effetto, rientrano meccanismi *interni*, dovuti a venti galattici prodotti dalle esplosioni di SN o dall'attività dell'AGN, e meccanismi esterni legati all'interazione tra

ICM e ISM. Ci sono poi altri processi che, oltre a rimuovere la componente gassosa, sono in grado di perturbare significativamente la distribuzione della componente stellare; tra di essi si annoverano gli incontri ad alta velocità tra le galassie e le interazioni mareali. In questa sezione ci concentreremo sui processi esterni che inficiano solo la componente gassosa e che, come vedremo, saranno oggetto di studio della nostra tesi.

2.3.1 Evaporazione termica dell'ISM

La conduzione termica gioca un ruolo fondamentale nel processo di evaporazione; essa infatti si instaura in presenza di un gradiente di temperatura tra due mezzi posti a contatto e consiste in un flusso di energia da quello più caldo a quello più freddo. Negli ammassi di galassie è possibile riscontrare questo fenomeno nell'interazione tra ICM e ISM: il primo infatti, essendo caratterizzato da temperature elevate, cede la propria energia al secondo, riscaldandolo. Come noto dalla teoria dei gas, un incremento di temperatura comporta un incremento della pressione verso l'esterno; pertanto negli strati superficiali della distribuzione dell'ISM, possono instaurarsi venti che fanno fluire il gas verso l'esterno. Se la conduzione è efficiente, questo processo può portare alla completa evaporazione dell'ISM di una galassia.

Il tasso di materia evaporata è descritto dalla relazione (Cowie e Songaila 1977):

$$\dot{M} = \frac{16\pi\mu m_p k_{ICM}(T)R}{25k_B}$$

dove R è il raggio della nube e k_{ICM} è il coefficiente di conduzione dell'ICM. Questa trattazione tuttavia, non tiene in considerazione il fatto che l'ISM, essendo caratterizzato da densità elevate, possa essere soggetto anche a raffreddamento. Per comprendere quanto questo effetto sia rilevante, è possibile definire con il procedimento seguente, una lunghezza caratteristica detta *lunghezza di Field*, sotto la quale il processo di riscaldamento è dominante rispetto a quello di raffreddamento radiativo. Assumendo una distribuzione dell'ISM a simmetria sferica, si può definire il flusso conduttivo di energia trasmesso dall'ICM come:

$$F_{IN} = 4\pi R^2 k_{ICM}(T) \frac{dT}{dR} \approx R^2 k_{ICM}(T) \frac{T}{R} \quad (2.9)$$

mentre l'energia emessa dall'ISM a seguito del raffreddamento è:

$$F_{OUT} = \frac{4}{3}\pi R^3 n_{ISM}^2 \Lambda(T) \approx R^3 n_{ISM}^2 \Lambda(T) \quad (2.10)$$

dove n_{ISM} è la densità numerica dell'ISM. In condizione di equilibrio ci si aspetta che il flusso di energia immesso nell'ISM e quello emesso dallo stesso, siano uguali:

$$\frac{R^2 k_{ICM}(T) T}{R^4 n^3 \Lambda(T)} = 1 \quad (2.11)$$

pertanto la *lunghezza di Field* risulta essere:

$$\lambda_F = \left(\frac{k_{ICM}(T) T}{n^2 \Lambda} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

Se il raggio della sfera che rappresenta la distribuzione dell'ISM è maggiore di λ_F , la conduzione è trascurabile perché il processo principale è il raffreddamento; al contrario, se R è minore di λ_F la conduzione termica è dominante e l'ISM può evaporare.

Nel caso di un gradiente di temperatura elevato come quello che caratterizza l'ISM e l'ICM è inoltre necessario considerare un effetto detto *conduzione saturata*. Partendo infatti dalla definizione di flusso conduttivo

$$q = -k(T) \frac{dT}{dr} = k_b n_e \lambda_e v_e \frac{T}{L_e} \quad (2.13)$$

(dove λ_e ed v_e sono rispettivamente la densità, il libero cammino medio e la velocità degli elettroni, mentre L_e è la scala caratteristica su cui avviene la conduzione) è possibile osservare che il prodotto $v_e \lambda_e L_e^{-1}$ rappresenta la velocità con cui gli elettroni trasportano energia e non può quindi essere maggiore della velocità stessa degli elettroni, v_e . È necessario quindi distinguere due casi:

- se $\lambda_e < L_e$, allora $v_e \lambda_e L_e^{-1}$ è minore di v_e e la conduzione termica ha un comportamento classico, i cui effetti sono già stati analizzati precedentemente;
- se $\lambda_e > L_e$, allora $v_e \lambda_e L_e^{-1}$ è maggiore di v_e e la conduzione satura perché non è fisicamente possibile che gli elettroni trasportino energia con una velocità maggiore di quella con cui si muovono.

In quest'ultimo caso il massimo flusso conduttivo è pari a:

$$q_{MAX} = \frac{3}{2} n_e k_B T_e v_e \quad (2.14)$$

Assumendo che la velocità caratteristica degli elettroni segua la distribuzione Maxwelliana, si trova che il flusso saturato è:

$$q_{sat} = 0.4 v_{char} n_e k_b T_e \quad (2.15)$$

dove $v_{char} = \frac{2}{3} \left(\frac{2k_B T}{\pi m_e} \right)^{1/2}$ e il fattore 0.4 viene inserito per evitare lo scenario in cui gli elettroni, con il loro moto, generano una corrente nel plasma. In caso

di conduzione saturata quindi, il flusso di energia trasmesso dall'ICM all'ISM è minore del flusso in regime classico. Anche in questo caso è possibile trovare una relazione che descrive il tasso di massa con cui l'ISM evapora (Cowie e McKee 1977):

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho_{ICM} c_{ICM} \phi_s F(\sigma_0) \quad (2.16)$$

dove ϕ_s tiene conto della riduzione della conduzione operata dal campo magnetico mentre $F(\sigma_0)$ è una funzione del parametro σ_0 che quantifica il grado di saturazione.

2.3.2 Ram Pressure Stripping (RPS)

Un corpo in moto rispetto ad un fluido nel quale è immerso è soggetto ad una pressione che viene chiamata *ram pressure*. I primi a suggerire che le galassie degli ammassi, muovendosi all'interno dell'ICM, potessero risentire di questo effetto, furono Gunn e Gott (1972). Essi in particolare compresero che l'ISM delle galassie poteva essere soggetto ad una pressione:

$$P_{RAM} = \rho_{ICM} v_{gal}^2 \quad (2.17)$$

dove ρ_{ICM} e v_{gal} rappresentano rispettivamente la densità dell'intra cluster medium e la velocità della galassia rispetto al fluido. Laddove questa pressione superi la forza di gravità della galassia si verifica un fenomeno di rimozione del gas che prende il nome di *stripping* (Figura 2.2)

$$P_{ram} \geq \frac{\partial \phi(R)}{\partial z} \sigma_{ISM}(R) = g_z(R) \sigma_{ISM}(R) \quad (2.18)$$

dove $\phi(R)$ è il potenziale gravitazionale della galassia, $\sigma_{ISM}(R)$ è la densità superficiale di ISM e $g_z(R)$ è la componente lungo la direzione perpendicolare al disco della forza di gravità per unità di area.

Il gas che risiede in regioni galattiche caratterizzate da una forza di legame gravitazionale minore, come per esempio l'alone o le zone periferiche del disco, è quindi più esposto a questo processo. Riprendendo l'equazione 2.18 è possibile esplicitare $g(z)$ applicando la legge di Gauss, trovando così $g(z) = 2\pi G \sigma_*$, dove σ_* rappresenta la densità superficiale totale del disco galattico. Ricorrendo al modello di *disco di Mestel*, secondo cui la velocità circolare, v_c , è costante sull'intero disco, si ottiene:

$$\sigma_* = \frac{v_c^2}{2\pi G R} \quad (2.19)$$

da cui si verifica che lo stripping è efficiente se:

$$P_{ram} \geq \frac{v_c^2 \sigma_{ISM}(R)}{R} = 2 \cdot 10^{-11} \left(\frac{v_c}{220 \text{ km/s}} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{ISM}(R)}{1.34 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{R} \right) \quad (2.20)$$



Figura 2.2: Immagine ottenuta con l'Hubble Space Telescope, raffigurante il processo di ram pressure stripping in atto sulla galassia NGC4402. Dalla forma convessa con cui appare l'immagine è possibile riconoscere la rimozione del gas e della polvere in corso. Credits:NASA & ESA

Dal punto di vista osservativo si è notato che le galassie a disco collocate negli ammassi di galassie presentano meno idrogeno neutro di galassie dello stesso tipo collocate in regioni di campo (Haynes et al. 1984, Giovanelli e Haynes 1983). Inoltre Dressler (1986) rilevò che le galassie del cluster contenenti una minor quantità di gas sono tipicamente quelle che si muovono su orbite radiali. Queste osservazioni confermano la rilevanza del processo di ram pressure stripping operato dall'ICM sulla galassia.

Caso particolare: galassia sferoidale

Poiché la maggior parte delle galassie che popolano gli ammassi di galassie è di tipo ellittico, può risultare interessante approfondire il caso in cui ad essere soggetta al fenomeno di stripping sia una galassia sferoidale (Figura 2.3). Per semplificare la trattazione, è possibile assumere che sia l'ISM che la massa totale della galassia abbiano una distribuzione isoterma del tipo Eq. 1.3. Si ottiene così che la massa totale contenuta in un certo raggio r è:

$$M(R) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho(r) = \frac{2\sigma_r^2}{G} r = \frac{v_c^2 r}{G} \quad (2.21)$$

da cui la componente lungo z dell'accelerazione di gravità risulta essere:

$$g_z(r) = \frac{GM(r)}{r^2} \sin \theta = \frac{v_c^2}{r} \frac{\sqrt{r^2 - R^2}}{r} \quad (2.22)$$

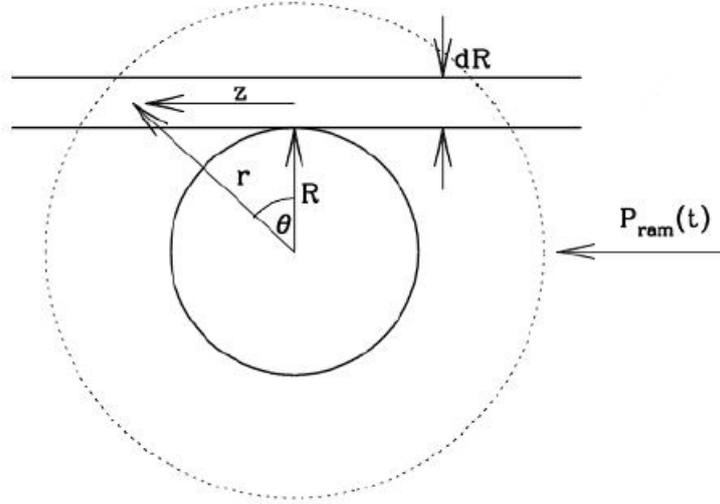


Figura 2.3: Rappresentazione schematica dell'azione del ram pressure stripping su una galassia sferoidale. La notazione riportata è quella utilizzata nella trattazione analitica.

Per quanto riguarda invece la modellizzazione della densità superficiale dell'ISM, si trova che:

$$\sigma_{ISM}(R) = 2 \int_R^\infty \rho_{ISM}(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} = \pi \rho_{ISM}(R) R \quad (2.23)$$

Quindi lo stripping del gas risulta efficiente se si verifica la condizione:

$$\rho_{ICM}(R) v^2 \geq \frac{\pi v_c^2 \rho_{ISM}(R)}{2} \quad (2.24)$$

Solitamente la materia ha una distribuzione assai più complicata di quella descritta dalla distribuzione isoterma; tuttavia è possibile verificare che la condizione necessaria affinché si verifichi lo stripping in caso di distribuzione generica di materia ha un andamento molto simile, descritto dalla disequazione:

$$\rho_{ICM}(R) v^2 \geq f \frac{GM(r) \rho_{ISM}(R)}{R} \quad (2.25)$$

dove f è un fattore di forma che varia a seconda della distribuzione considerata.

Lo stripping legato alla ram pressure agisce su tempi scala che possono essere considerati istantanei ($\sim 10^7$ yr); tuttavia esistono altri processi in grado di rimuovere il gas mediante l'azione dell'attrito viscoso e della turbolenza.

2.3.3 Stripping Ablativo

Il ram pressure stripping è solo uno dei fenomeni con cui l'ICM è in grado di perturbare l'ISM; è stato infatti osservato che anche lo stripping ablativo ad opera della viscosità o della turbolenza, riveste un ruolo importante nella rimozione del gas dalle galassie (Nulsen 1982). Esso agisce su tempi scala molto lunghi ed è dovuto alla trasmissione di momento dall'ICM all'ISM.

Ablazione viscosa

Uno dei meccanismi in grado di instaurare lo stripping ablativo dell'ISM, è l'azione della viscosità. Per stimare la quantità di gas che viene persa a causa di questo effetto, è possibile considerare che il moto della galassia sia caratterizzato da velocità costante, e che quindi:

$$F_{drag} = \frac{d}{dt}(mv) = \dot{M}v \longrightarrow \dot{M} = \frac{F_{drag}}{v} \quad (2.26)$$

dove F_{drag} è detta *forza di trascinamento* e rappresenta il momento trasmesso agli strati superficiali dell'ISM nell'unità di tempo. Rappresentando la galassia come una struttura sferica di raggio R , è possibile descrivere la forza di trascinamento come il prodotto tra la superficie della sfera e la forza di viscosità per unità di area:

$$F_{drag} = 4\pi R^2 \eta_{ICM} \frac{dv}{dR} \approx 4\pi R \eta_{ICM} v \quad (2.27)$$

dove η_{ICM} rappresenta il coefficiente di viscosità dell'ICM, ed è approssimativamente pari al prodotto tra la velocità del suono c_s e il libero cammino medio λ caratteristici dell'ICM ($\eta_{ICM} \sim \rho_{ICM} c_s \lambda$). Riprendendo l'equazione 2.26 si ottiene:

$$\dot{M} = \frac{F_{drag}}{v} \approx \frac{4\pi R^2 \rho_{ICM} v}{\frac{1}{4} Re} \quad (2.28)$$

dove Re è il numero di Reynolds e rappresenta il rapporto tra le forze di inerzia e le forze viscosive:

$$Re = \frac{Rv}{\lambda c_s} \quad (2.29)$$

dove R e v rappresentano le grandezze macroscopiche descrittive del processo di ablazione, ovvero la lunghezza scala su cui avviene e la velocità caratteristica, mentre λ e c_s rappresentano le proprietà microscopiche del processo, ovvero il libero cammino medio e la velocità del suono. In particolare, maggiore è il contributo della viscosità, minore è il numero di Reynolds e maggiore è la massa di gas rimossa dallo stripping.

Il tempo scala di questo processo può essere stimato calcolando il tempo necessario per rimuovere tutto l'ISM dalla galassia:

$$\tau_{vis} = \frac{M_{ISM}}{\dot{M}} = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_{ISM}}{4\pi R^2 \rho_{ICM} v} Re \approx \frac{R}{v} \frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} Re \propto \tau_{cross} \frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \quad (2.30)$$

dove τ_{cross} è il tempo impiegato dalla galassia per attraversare l'ammasso.

Si trova così che a seconda del valore del rapporto $\frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}}$, il tempo scala su cui agisce l'ablazione viscosa può essere più o meno lungo. In particolare, per galassie a spirale questo rapporto è molto grande e l'ablazione si rivela inefficiente, mentre per galassie ellittiche esso vale circa 10 e dunque τ_{vis} è breve e l'ablazione viscosa può rimuovere gas. In questa trattazione si è però assunto che l'ICM trasferisca tutto il suo momento all'ISM, cosa vera solo se si considerano le regioni periferiche della galassia che sono meno legate gravitazionalmente. Lo stripping avviene quindi se $F_{drag} > F_{grav}$:

$$\dot{M}v > \dot{M} \frac{R}{v_{gal}} \frac{M_{gal}G}{R^2} \quad (2.31)$$

dove v è la velocità della galassia ed M_{gal} è la massa della galassia ed è proporzionale alla dispersione di velocità delle stelle che la costituiscono, σ_* . È possibile quindi concludere che $F_{drag} > F_{grav}$ solo se $\sigma_{cl} > \sigma_*$, condizione quasi sempre valida. Tuttavia la condizione necessaria affinché si verifichi l'ablazione viscosa è che il numero di Reynolds sia inferiore a 30, mentre solitamente negli ammassi di galassie esso è molto più alto. Infatti, riprendendo l'equazione 2.29, si ha che in approssimazione idrodinamica $v \sim \sigma \sim c_s$ e $R \gg \lambda$, da cui $Re \gg 30$. Per questo motivo lo stripping ablativo più frequente è quello dovuto all'instaurarsi della turbolenza.

Ablazione turbolenta

Per trattare il fenomeno di ablazione turbolenta che si verifica quando il numero di Reynolds è ≥ 30 , è necessario ricorrere alla descrizione delle instabilità elaborata da Kelvin-Helmholtz (**KH**). Essa si basa sull'applicare piccole perturbazioni ad un gas all'equilibrio, in modo da riprodurre un regime di crescita delle instabilità lineare. Tale regime è valido solo per la descrizione dei primi istanti in cui si innesca la turbolenza, mentre per una descrizione più accurata ed estesa su un periodo di tempo maggiore, è necessario ricorrere alle simulazioni.

Nel caso dello stripping ablativo, le instabilità si sviluppano sulla superficie di contatto tra ICM ed ISM ed evolvono con un tasso di crescita pari:

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau_{KH}} = k \frac{(\rho_{ICM}\rho_{ISM})^{1/2}v}{\rho_{ISM} + \rho_{ICM}} \quad (2.32)$$

dove ρ_{ICM} e ρ_{ISM} sono le densità dei due fluidi considerati, ovvero ICM e ISM, v è la velocità con cui essi si muovono l'uno rispetto all'altro, τ_K è il tempo scala caratteristico con cui crescono le perturbazioni e k è il numero di Fourier che è proporzionale ad $1/r$, ovvero all'inverso della scala delle perturbazioni considerata. Dalla 2.32 si trova che le perturbazioni più piccole sono caratterizzate da k maggiori e quindi crescono più velocemente. Inoltre, poiché negli ammassi di galassie $\rho_{ISM} \gg \rho_{ICM}$, si può applicare una approssimazione secondo cui:

$$\tau_{KH} \approx \frac{R}{v} \left(\frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \right)^{1/2} \sim \tau_{cross} \left(\frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \right)^{1/2} \quad (2.33)$$

dove R rappresenta la scala su cui si sviluppa l'instabilità. Se si assume che ci sia equilibrio di pressione tra ICM e ISM, si trova:

$$\rho_{ISM} T_{ISM} = \rho_{ICM} T_{ICM} \quad (2.34)$$

da cui ricordando che la temperatura è proporzionale al quadrato della velocità del suono ($T \propto c_s^2$) e che $\tau_{cross} = R/c_{ICM}$:

$$\tau_{KH} \sim \tau_{cross} \left(\frac{T_{ICM}}{T_{ISM}} \right)^{1/2} = \tau_{cross} \frac{c_{ICM}}{c_{ISM}} \sim \frac{R}{c_{ISM}} = \tau_{dyn,ISM} \quad (2.35)$$

dove $\tau_{dyn,ISM}$ è il tempo dinamico della galassia. Secondo questo scenario, le instabilità di KH trasformano la ram pressure esercitata dall'ICM in turbolenza dell'ISM. La forza di trascinamento legata alla turbolenza è:

$$F_{drag} = \pi R^2 \rho_{ICM} v^2 \quad (2.36)$$

e come visto per l'ablazione viscosa

$$\dot{M} = \frac{F_{drag}}{v} = \pi R^2 \rho_{ICM} v \quad (2.37)$$

Anche in questo caso è possibile stimare il tempo scala caratteristico di questo fenomeno:

$$\tau = \frac{M_{ISM}}{\dot{M}} = \frac{\pi \rho_{ISM} R^3}{\pi R^2 \rho_{ICM} v} \sim \tau_{cross} \frac{\rho_{ISM}}{\rho_{ICM}} \quad (2.38)$$

Che è dello stesso ordine di grandezza dello stripping viscoso.

2.4 Le galassie Jellyfish

Le galassie che cadono nella buca di potenziale di cluster di massa $M \geq 10^{14} M_\odot$, sono soggette a fenomeni di stripping dovuti alla pressione dinamica e termica

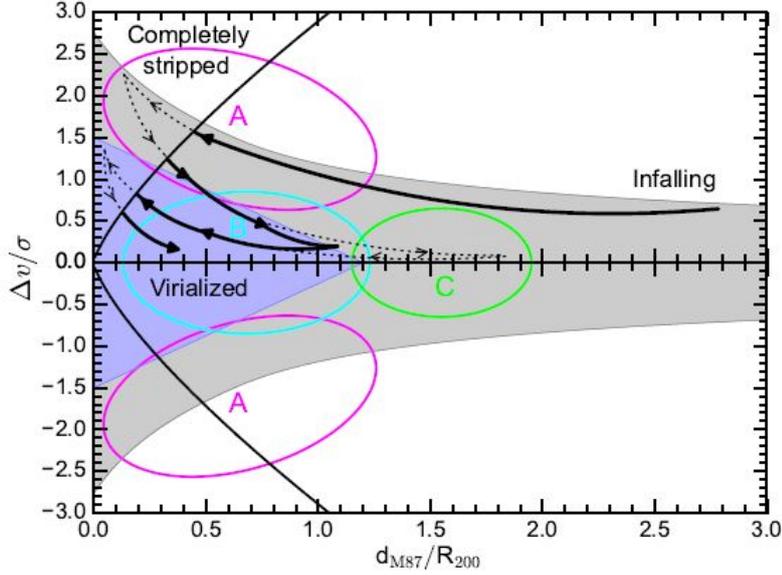


Figura 2.4: Rappresentazione schematica nello spazio delle fasi dell'orbita di una galassia in caduta nella buca di potenziale dell'ammasso Virgo. Credits: Yoon et al. 2017.

esercitata dall'ICM. Come visto nelle sezioni precedenti, il meccanismo di rimozione del gas dovuto alla ram pressure risulta essere favorito se la velocità della galassia, v_{gal} , e la densità, ρ_{ICM} , del mezzo in cui si muove sono elevate. A conferma di ciò è stato osservato che la frazione di galassie soggette a stripping di HI aumenta man mano che ci si avvicina al centro del cluster, in quanto questa regione è caratterizzata da alte ρ_{ICM} e v_{gal} (Solanes 2001).

Per comprendere come il processo di stripping abbia influenzato la storia delle galassie, non è sufficiente studiare l'ambiente che le circonda, ma è necessario ricostruire la loro orbita nello *spazio delle fasi* (spazio posizione-velocità). Graficando infatti la velocità lungo la linea di vista in funzione della distanza dal centro, è possibile individuare regioni corrispondenti a stadi diversi dell'orbita delle galassie negli ammassi. In Figura 2.4 è rappresentato un diagramma *posizione-velocità* realizzato per l'ammasso Virgo assumendo un profilo di densità del tipo Navarro Frenk White (**NFW**). Questo profilo viene solitamente utilizzato per descrivere la distribuzione di materia oscura negli aloni ed è definito come (Navarro et al. 1996):

$$\rho(r) \propto \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)\right)^2} \quad (2.39)$$

dove ρ_0 ed R_s sono rispettivamente una densità e un raggio scala caratteristici che variano da alone ad alone. Le regioni grigie e blu rappresentano rispettivamente

la zona di influenza del potenziale gravitazionale dell'ammasso e la zona in cui si collocano le galassie che hanno raggiunto l'equilibrio viriale ($R \leq R_{vir}$); le linee nere continue invece, delineano la regione in cui la ram pressure supera la forza gravitazionale per unità di superficie ed è in grado di rimuovere totalmente il gas dalla galassia. Seguendo le frecce continue è possibile ricostruire l'orbita tipica di una galassia che cade nell'ammasso. Combinando questa rappresentazione con le osservazioni relative all'emissione dell'HI, è stato possibile individuare tre fasi principali dell'evoluzione di una galassia (Yoon et al. 2017):

- Fase 1: la galassia cade verso il centro del cluster e subisce un incremento della propria velocità. Si iniziano a sviluppare nella direzione opposta al moto code di gas che testimoniano l'azione della ram pressure; tuttavia nel disco è ancora presente molto gas.
- Fase 2: la galassia ha acquistato un'elevata velocità e si trova nelle regioni centrali (zona A); sono presenti code estese e il gas rimasto nel disco si trova solo nelle regioni centrali;
- Fase 3: la galassia dopo un primo attraversamento dell'ammasso, è soggetta ad altri moti di infall e outfall che la portano a raggiungere una condizione di equilibrio viriale (zona B); la maggior parte dell'ISM è stata rimossa.

Le frecce tratteggiate in Figura 2.4 indicano infine le orbite di due classi di oggetti particolari: le galassie *backsplashed* e le galassie *jellyfish*. Le prime si trovano nella zona C riportata nel grafico e sono oggetti caratterizzati da basse velocità che si trovano oltre il raggio viriale pur avendo già attraversato almeno una volta l'ammasso (Gill et al. 2005). Le seconde invece si trovano nella regione del grafico in cui lo stripping è molto intenso. Esse presentano code di gas che si estendono ben oltre la lunghezza caratteristica del diametro del disco galattico e che sono visibili attraverso lo studio dell'emissione dell' $H\alpha$ e dell'idrogeno neutro HI. Come vedremo, poiché questi oggetti rappresentano una fase di transizione tra le galassie in-falling e quelle virializzate, costituiscono un'occasione unica per studiare l'influenza della rimozione del gas sull'evoluzione delle galassie sia dal punto di vista della formazione stellare, che da quello dell'attività degli AGN.

Capitolo 3

GAs Stripping Phenomena: il caso di JO201

3.1 Il progetto GASP

GAs Stripping Phenomena in galaxies with MUSE (GASP) è una survey spettroscopica a campo integrale condotta per mezzo del telescopio *Multi Unit Spectroscopic Explorer*, MUSE. Essa si è concentrata sull'osservazione di 114 galassie a disco comprese tra redshift $z = 0.04 - 0.07$ e collocate in ambienti caratterizzati da densità galattiche differenti, tra cui regioni di campo e ammassi di galassie (Poggianti et al. 2017a). Il campione di galassie è stato selezionato individuando oggetti caratterizzati da una morfologia perturbata e asimmetrica, attribuibile solo ed esclusivamente a processi legati alla rimozione del gas dal disco. Per questo motivo, galassie in cui sono riconoscibili effetti di tipo mareale, capaci di modificare anche la componente stellare, non sono state considerate; tuttavia, in alcuni oggetti osservati non è possibile escludere con certezza che i processi mareali siano comunque in azione ed è pertanto necessario eseguire un'analisi più dettagliata. Oltre a queste galassie, è stato incluso nella survey un campione di controllo, non soggetto a perturbazioni.

Dal punto di vista della strategia osservativa, l'unicità della survey GASP risiede nel fatto che:

- la massa degli oggetti appartenenti al campione definisce un range abbastanza ampio ($10^{9.2} - 10^{11.5} M_{\odot}$) da consentire l'individuazione della relazione che intercorre tra l'efficienza dei processi di rimozione del gas e la massa delle galassie;
- le regioni periferiche e circostanti delle galassie sono state osservate per la prima volta fino a distanze elevate rispetto al centro galattico (50 – 100 kpc,

corrispondenti a distanze maggiori di circa $10R_e$, dove R_e è detto raggio effettivo e corrisponde all'isofota contenente la metà del flusso luminoso proveniente da una galassia). Prima di GASP la maggior parte delle osservazioni eseguite con l'*Integral Field Unit*, IFU, era stata confinata a $2.5-3 R_e$;

- le galassie osservate si trovano in ambienti con densità galattiche differenti (come ammassi o gruppi di galassie), in modo da studiare in quali condizioni i processi di rimozione del gas risultano essere più efficienti.

Oltre agli obiettivi emersi in questa descrizione delle modalità di osservazione e di selezione del campione, a partire dall'oggetto principale dell'analisi, ovvero i processi di rimozione del gas, si sviluppano tre filoni di ricerca volti ad investigarne 1) la natura fisica, 2) l'impatto sulla *formazione stellare* e 3) l'influenza sull'attività degli *AGN*.

1. Descrizione fisica

Con lo studio delle galassie della survey GASP ci si aspetta di poter convalidare o confutare i modelli teorici che sono stati elaborati con simulazioni idrodinamiche e trattazioni analitiche per descrivere i processi di rimozione del gas. Obiettivo primario del progetto è quindi quello di comprendere quali siano i meccanismi in gioco (*ram pressure stripping*, *interazioni mareali...*) e sotto quali condizioni legate all'ambiente o alle proprietà delle galassie (come per esempio la massa, la velocità o l'orbita) essi risultino favoriti. In quest'ottica le osservazioni condotte con MUSE risultano determinanti, in quanto consentono di ricavare informazioni sulla morfologia, sulla cinematica e sulla composizione del gas. Inoltre, un campione ampio come quello della survey GASP potrebbe consentire di individuare in modo univoco la correlazione tra l'efficienza dei processi di stripping e la presenza di gradienti o shock nell'ICM, ipotizzata da Owers et al. 2012 e Vijayaraghavan e Ricker 2013.

2. Formazione stellare

Negli ultimi anni è stato osservato su scale cosmologiche un decremento della densità del tasso di formazione stellare a partire da redshift $z=2$ (Madau e Dickinson 2014, Figura 3.1). Ciò è probabilmente dovuto al fatto che molte galassie star-forming si sono evolute in sistemi passivi e che il tasso di formazione stellare medio è diminuito. Cosa abbia provocato il declino dello SFR non è ancora noto, ma si ipotizza che fenomeni in grado di rimuovere gas dalle galassie abbiano avuto un ruolo importante. Obiettivo del progetto GASP è quindi quello di comprendere in che modo la formazione stellare in una galassia possa essere influenzata dai processi di stripping.

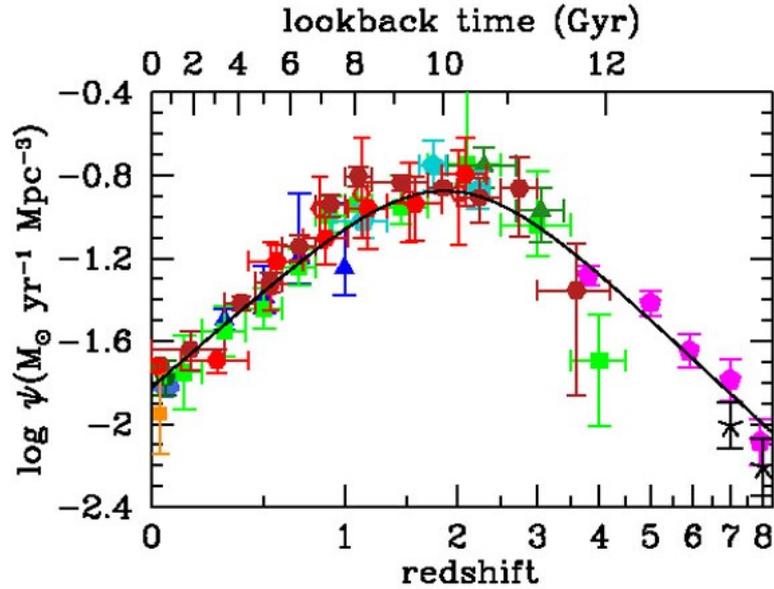


Figura 3.1: Rappresentazione dell'evoluzione della densità di SFR in funzione del redshift. I punti riportati sono relativi ad osservazioni in banda ultravioletta e infrarossa.[Madau e Dickinson 2014]

3. AGN

Come noto, l'attività degli AGN può essere innescata da meccanismi di "feeding" legati all'accrescimento di materia sul buco nero (Sabater et al. 2015). Per questo motivo i processi che possono incrementare o diminuire la presenza gas in una galassia sono oggetto di numerosi studi, spesso caratterizzati da risultati contrastanti. Le rilevazioni eseguite con IFU hanno consentito l'osservazione dettagliata delle regioni centrali delle galassie del campione e possono apportare un prezioso contributo a questo filone di ricerca.

Questo lavoro di tesi si concentra sull'analisi X della galassia JO201 appartenente al campione della survey GASP e collocata nell'ammasso di galassie Abell 85 (A85). Come visto, per comprendere appieno i processi di rimozione del gas in atto, è necessario tenere in considerazione anche le proprietà dell'ambiente in cui la galassia si trova. Per questo motivo, nelle sezioni successive si riportano i risultati principali degli studi condotti finora relativamente sia alla galassia JO201, sia all'ammasso A85.

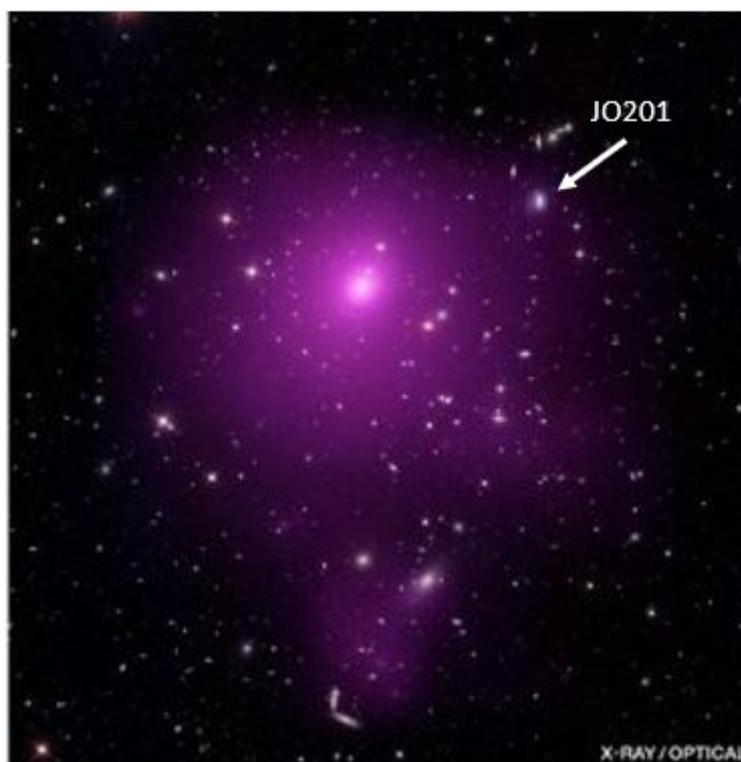


Figura 3.2: Immagine del cluster Abell 85 ottenuta sovrapponendo ad un'immagine ottica della Sloan Digital Sky Survey l'emissione X rilevata col telescopio Chandra. Credits: X-ray, Nasa; ottico, SDSS.

3.2 L'ammasso di galassie Abell 85

L'ammasso Abell 85 si trova a redshift $z=0.05586$ (Moretti, A. et al. 2017) ed è uno dei sistemi più peculiari dell'Universo locale (Figura 3.2). Esso infatti, è caratterizzato da una brillantezza X molto elevata rispetto alla media ed ospita la più estesa galassia centrale (BCG, *bright central galaxy*) mai osservata in banda ottica (López-Cruz et al. 2014). Inoltre, pur essendo soggetto ad un merger con due subcluster provenienti rispettivamente da sud e da sud-ovest, viene classificato come ammasso cool-core (Sottosezione 1.3.2), ovvero come un ammasso caratterizzato da temperature basse nelle regioni centrali (proprietà tipica di sistemi rilassati). Queste osservazioni farebbero quindi pensare che i processi di merger con i due subcluster siano ancora agli stadi iniziali (Kempner et al. 2002).

A seguito di osservazioni condotte da Durret et al. 2005 con il telescopio XMM-Newton, sono state realizzate mappe di temperatura e di metallicità (Figura 3.3) che hanno consentito di comprendere meglio la storia dinamica del cluster. Esse infatti hanno mostrato che a livello globale è possibile riconoscere un andamento

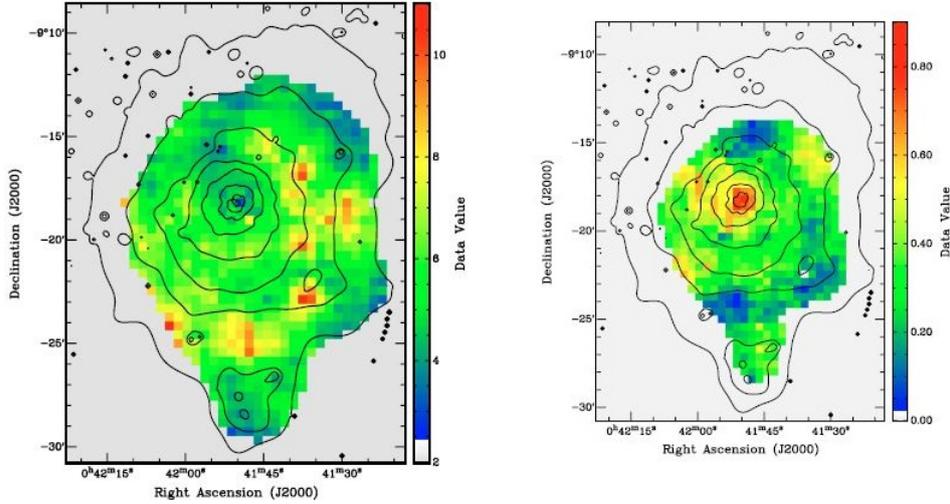


Figura 3.3: Mappa di temperatura in keV (sinistra) e mappa di metallicità in unità solari (destra). Entrambe le immagini sono state realizzate con osservazioni XMM-Newton e presentano contorni relativi all'emissione X nel range 0.3-8.0 keV. [Durret et al. 2005]

decescente della temperatura e un andamento crescente della metallicità procedendo dall'esterno verso l'interno del cluster. Questa configurazione è dovuta all'alta densità del gas e all'elevata concentrazione di galassie nelle regioni centrali: la prima infatti rende efficiente il cooling radiativo, mentre la seconda favorisce l'incremento dei metalli immessi nell'ICM a seguito delle esplosioni di SN. A livello locale invece sono presenti regioni con valori di temperatura e di abbondanza che si discostano da quelli previsti; per spiegare questo fenomeno è necessario ricorrere ai risultati di due simulazioni condotte da Bourdin et al. 2004 e da Fujita et al. 1999. Il primo studio ha verificato che a seguito di un fenomeno di merger la mappa di temperatura di un cluster non cambia nei primi 2-3 Gyr, ma assume una configurazione simile a quella osservata in Abell 85, ovvero con regioni locali che risultano perturbate rispetto all'andamento medio; il secondo studio invece ha verificato che i fenomeni di merger innescano e alimentano la formazione stellare soltanto nei primi 3 Gyr, mentre successivamente essa torna a decrescere a causa dell'azione della ram pressure che rimuove il gas dalle galassie. In quest'ottica le osservazioni realizzate con XMM-Newton, potrebbero essere spiegate come il risultato di un vecchio fenomeno di merger (avvenuto più di 3 Gyr fa) che ha aumentato temporaneamente la formazione stellare causando l'incremento di metallicità osservato nella regione nord ovest del cluster e ha perturbato localmente la temperatura causando gli incrementi visibili nella parte nord ovest e ovest dell'ammasso (Durret et al. 2005). Un'ulteriore prova di questa interazione passata,

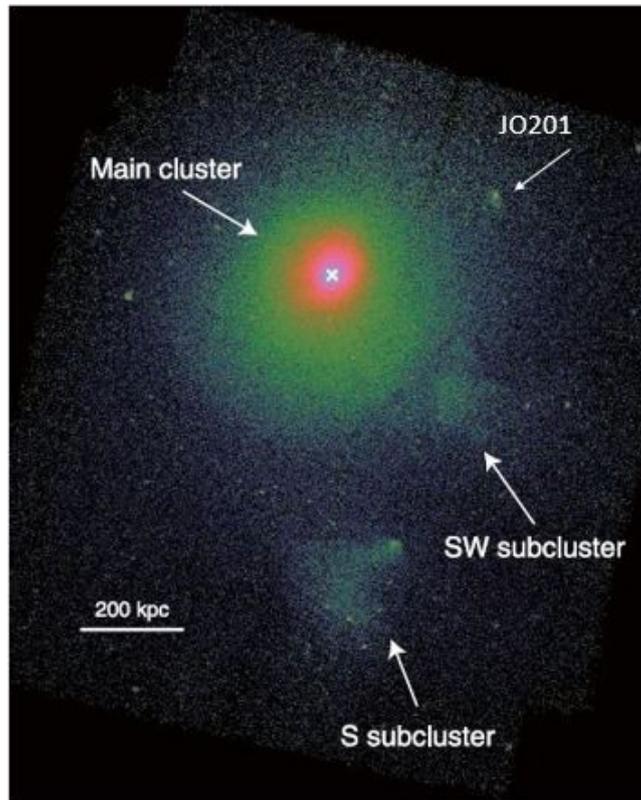


Figura 3.4: Immagine X ottenuta con osservazioni Chandra, Suzaku ed XMM. [Ichinohe et al. 2015]

risiede nell'osservazione di un eccesso di brillantezza in banda X (rilevato dall'unione di osservazioni di Chandra, XMM e Suzaku) a forma di spirale esteso su scale relativamente grandi, ~ 600 kpc, (Ichinohe et al. 2015). Questa osservazione è indicatrice di un fenomeno definito come *sloshing*, che ha luogo quando, a seguito di un merger, l'ICM viene spostato rispetto alla posizione di equilibrio raggiunta nella buca di potenziale e per tornare ad essa è soggetto a moti spiraleggianti e ondeggianti verso il centro del cluster.

I due merger più recenti nelle regioni collocate a sud e a sud ovest sono legati invece alla caduta di due subcluster minori nella buca di potenziale dell'ammasso (Figura 3.4). Il subcluster a sud è stato per lungo tempo oggetto di dibattito, in quanto non si sapeva se stesse davvero interagendo con l'ammasso o non fosse piuttosto visto in proiezione. Attraverso vari studi è stato possibile verificare innanzitutto che la sua temperatura è simile a quella del cluster (Markevitch et al. 1998), cosa che non sarebbe possibile se fosse visto in proiezione, in quanto negli ammassi la temperatura è una proprietà proporzionale alla massa; in secondo

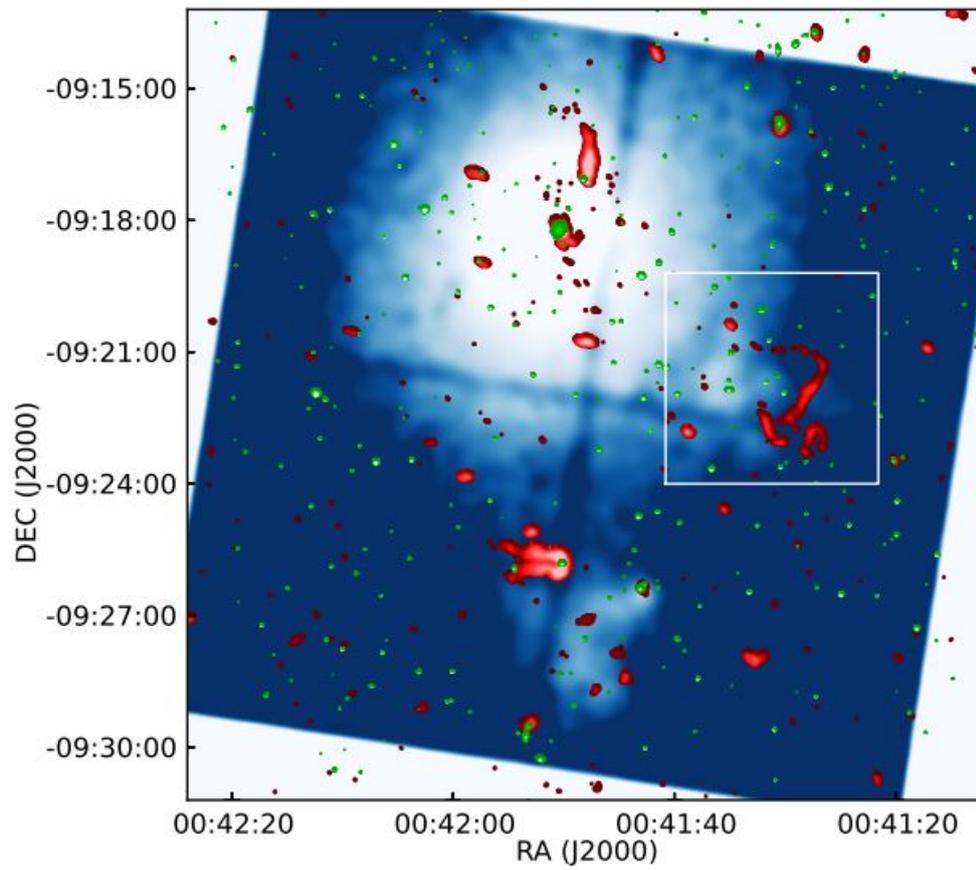


Figura 3.5: In blu l'emissione X rilevata da Chandra, in rosso osservazioni in banda radio ad 1.4 GHz (VLA) e in verde osservazioni nella banda ottica (SDSS). Nel riquadro bianco viene evidenziato il relitto in prossimità del subcluster proveniente da sud-ovest (Schenck et al. [2014a](#)).

luogo è stata identificata una regione di hotspot provocata dal riscaldamento dell'ICM a seguito di shock generati dal moto del subcluster (Ichinohe et al. 2015). Questo sottosistema inoltre, essendo stato quasi completamente privato del suo gas, rappresenta un caso di cool core distrutto durante un fenomeno di merger. Per quanto riguarda il secondo subcluster (proveniente da sud-ovest), anche per esso è stata individuata una regione ad alta temperatura e ad alta entropia (probabilmente causata da shock) in corrispondenza della zona di interazione tra il sottosistema stesso e l'ICM (Ichinohe et al. 2015).

Dal punto di vista radio (Figura 3.5), entrambi i subcluster presentano emissione diffusa; nel caso del subcluster sud, essa è associata all'AGN ormai spento che risiede nella galassia cD e la sua morfologia è stata modificata a causa della ram pressure in azione durante il fenomeno di merger (Giovannini e Feretti 2000). Per quanto riguarda il subcluster a sud ovest invece, l'emissione radio diffusa è a forma di relitto e si trova ad una distanza di circa 150 kpc dalla regione di interazione tra ICM e sottosistema (Schenck et al. 2014b).

3.3 La galassia Jellyfish JO201

JO201 è una galassia Seyfert di massa stellare $M=3.55_{-0.23}^{+1.24} \cdot 10^{10} M_{\odot}$ (Bellhouse et al. 2017) appartenente all'ammasso Abell85 e collocata ad una distanza proiettata di circa 360 kpc dalla BCG. Essendo caratterizzata da una velocità molto elevata rispetto alla media ($v_{cl}=3363.7 \text{ km s}^{-1}$), si pensa che stia cadendo nella buca di potenziale dell'ammasso per la prima volta (Moretti, A. et al. 2017).

JO201 appartiene al campione di galassie Jellyfish redatto da Poggianti et al. 2017a; essa infatti possiede una coda di gas visibile in ottico che fa presupporre che i processi di stripping siano in atto. Da un'analisi sulla cinematica delle componenti che la costituiscono è stato verificato che tali processi stanno rimuovendo gas dalla galassia, e che, come ci si aspetta dagli oggetti del campione GASP, non stanno perturbando la distribuzione della componente stellare (Bellhouse et al. 2019). A riprova di ciò, sono riportate in Figura 3.7 le mappe di velocità della componente stellare e di quella gassosa: è possibile notare che la prima presenta una distribuzione di velocità omogenea, assimilabile a quella di un disco rotante non perturbato, la seconda invece, segue l'andamento della velocità della componente stellare nelle regioni centrali dell'ammasso, per poi discostarsene nelle regioni esterne dove è in corso lo stripping.

L'emissione relativa all' $H\alpha$ ha inoltre consentito di individuare l'estensione della coda della galassia e ha messo in luce una distribuzione del gas nelle regioni esterne che sembra rappresentare lo *srotolamento* di un braccio della spirale (Figura 3.6;

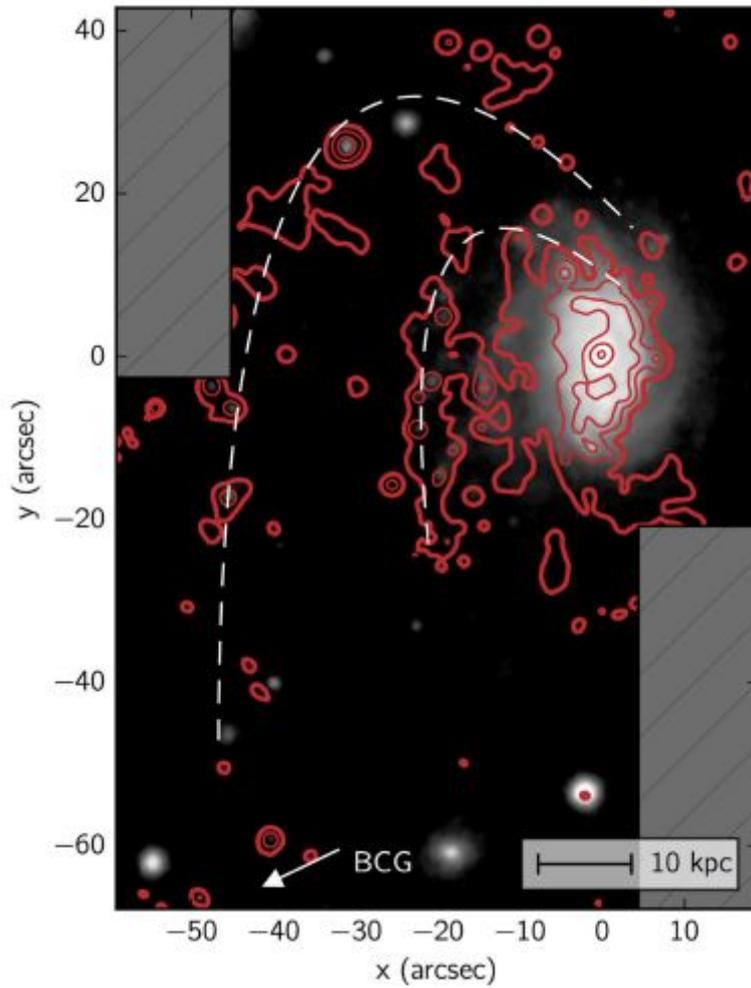


Figura 3.6: Immagine RGB dell'osservazione della galassia JO201: in rosso sono rappresentati i contorni dell'emissione dell' $H\alpha$ sovrapposti al continuo ottico. Si può osservare che la distribuzione del gas rimosso dalla galassia sembra seguire la forma di un braccio della spirale. Credits: Bellhouse et al. [2017](#)

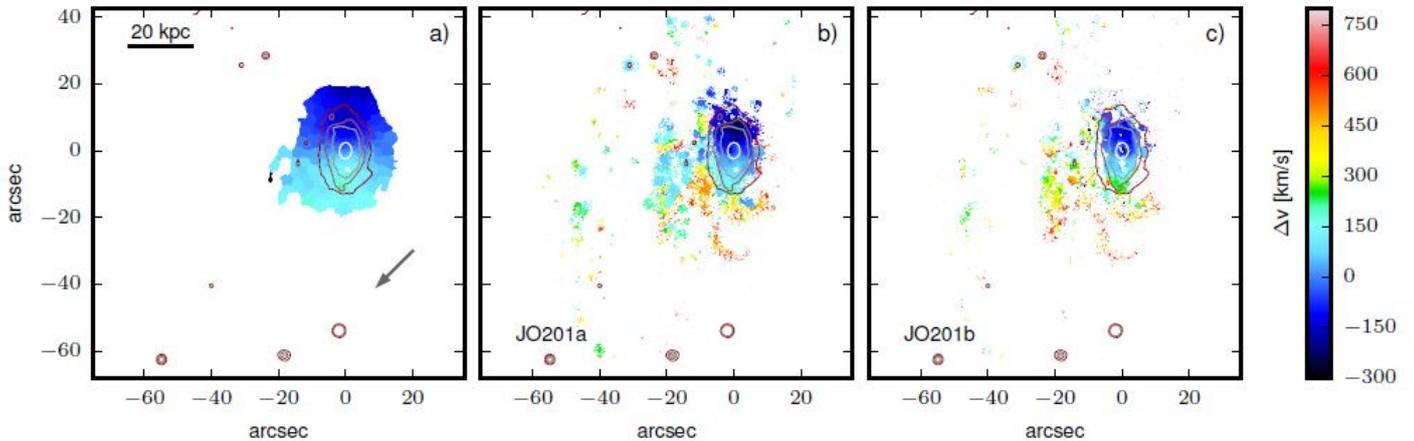


Figura 3.7: Mappe di velocità della galassia JO201: nel pannello a) è riportata quella relativa alla componente stellare, nei pannelli b) e c) quella relativa alla componente gassosa (emissione $H\alpha$). In entrambe le immagini i contorni sono isofote stellari e segnano i confini del disco galattico. Credits: Poggianti et al. 2017b

Bellhouse et al. 2019). Una caratteristica simile non è mai stata osservata né in altre galassie Jellyfish, visto che solitamente il loro moto non avviene esclusivamente lungo linea di vista come in questo caso, né in simulazioni idrodinamiche, perché risulta alquanto difficile modellare i bracci delle galassie a spirale. Sembrerebbe quindi che la ram pressure stia rimuovendo gas non solo dal disco, ma anche dai bracci della spirale.

3.3.1 Formazione stellare

Nell'ottica di comprendere meglio l'impatto della ram pressure sull'evoluzione della galassia, è stato condotto uno studio volto ad indagare la distribuzione di metallicità e la storia della formazione stellare nella galassia e nella sua coda (Bellhouse et al. 2019). Si è così osservata la presenza di un gradiente di metallicità decrescente verso l'esterno sia nelle regioni HII, che nei *knots* di formazione stellare presenti nelle regioni soggette a RPS (Figura 3.8). Queste osservazioni sono in accordo con un modello di stripping che procede sottraendo alla galassia prima il gas delle regioni esterne, caratterizzato da bassa metallicità, e solo successivamente quello delle regioni interne.

Dal punto di vista della formazione stellare, sono stati invece studiati l'età delle popolazioni stellari della galassia e l'evoluzione del tasso di formazione stellare.

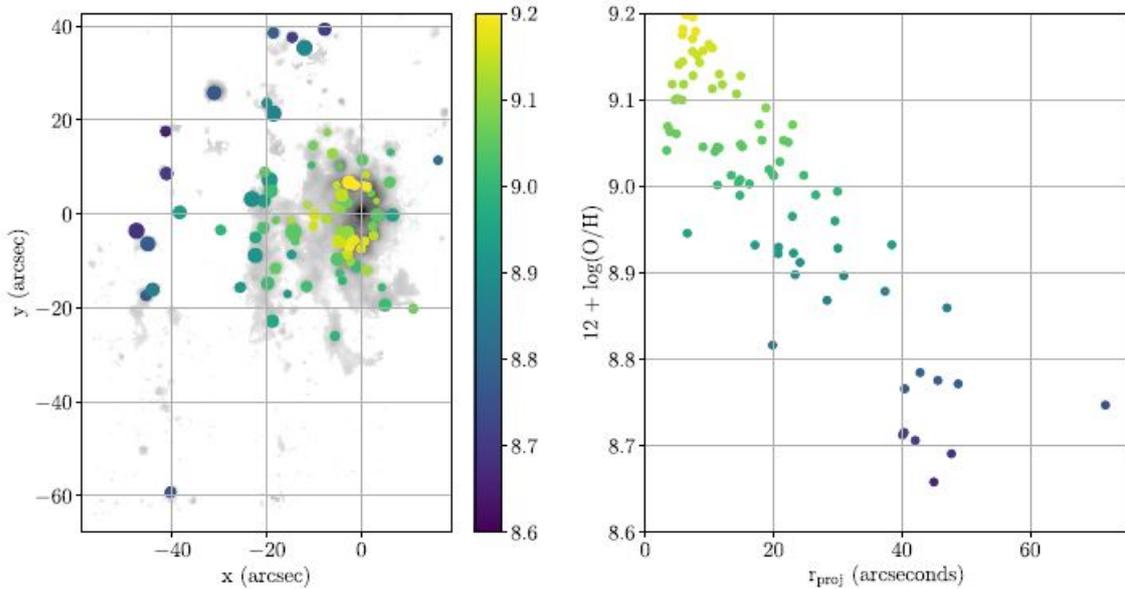


Figura 3.8: Sinistra: distribuzione di metallicità dei knots di formazione stellare nella galassia. Destra: metallicità dei knots di formazione stellare in funzione della distanza dal centro. Credits Bellhouse et al. 2019

Anche in questo caso è emersa la presenza di un gradiente di età decrescente verso l'esterno (Figura 3.9), dovuto al fatto che i processi di RPS causano compressioni del gas in grado di innescare il collasso gravitazionale. Una volta formatesi, le nuove stelle non sono però più soggette alla ram pressure e non vengono trascinate lontano; per questo motivo stelle collassate prima, e quindi più vecchie, si trovano in prossimità della galassia.

Lo SFR totale della galassia è pari a $6 \pm 1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Vulcani et al. 2018), un valore molto alto rispetto alle altre galassie di uguale massa (0.4-0.5 dex¹ maggiore rispetto alla media (Bellhouse et al. 2019). Inoltre studiandone l'evoluzione nel tempo, è stato possibile determinare che fino a $5.7 \cdot 10^8$ anni fa, la formazione stellare era concentrata solo ed esclusivamente nelle regioni centrali della galassia; i burst osservati nelle code e nella parte anteriore della galassia che sta interagendo con l'ICM sono quindi relativi a fenomeni più recenti (Bellhouse et al. 2019).

3.3.2 Descrizione fisica del processo di RPS

Considerando l'alta velocità di JO201 e la sua vicinanza al centro del cluster, si è stimato che quasi tutto il gas dovrebbe essere ormai stato rimosso dalla galassia;

¹dex(x)= 10^x , da cui 0.4-0.5 dex corrisponde ad un fattore 3.

tuttavia, il raggio di troncamento in corrispondenza del quale il gas risulta non essere più legato gravitazionalmente alla galassia è minore uguale a 9 kpc, ed è possibile dimostrare che ciò implicherebbe una perdita di gas pari al 40 % del totale (Bellhouse et al. 2019). Questa discrepanza tra i risultati è dovuta probabilmente al fatto che, a causa della particolare traiettoria di JO201 e della sua posizione rispetto all'angolo di vista, la distanza dal centro del cluster potrebbe essere sottostimata per effetti di proiezione. Inoltre, i modelli utilizzati per stimare l'entità dello stripping sono stati sviluppati assumendo che la ram pressure agisca istantaneamente ($t \sim 10^7$ anni), presupposti che possono portare ad una sovrastima della quantità di gas rimossa.

In ogni caso, risulta dalle osservazioni che l'entità dello stripping è tale da aver influenzato persino le regioni più interne del disco. Attraverso simulazioni sia di tipo idrodinamico che di tipo N-body è stato possibile comprendere da quanto tempo questo processo è in atto; si è infatti stimato che la galassia è soggetta a RPS da circa 0.6-1.2 Gyr (Bellhouse et al. 2019). A causa di questa durata del fenomeno, ci si aspetta che la coda sia molto estesa. Dalle osservazioni dell'emissione di H α è emerso che essa raggiunge una distanza pari a circa 50 kpc dal disco; tuttavia, a causa della particolare orientazione di JO201 è possibile che tale estensione sia sottostimata. Per questo motivo si è cercato di ottenere una migliore stima mediante simulazioni che riproducessero gli effetti subiti da una nube di gas soggetta a moto accelerato in un mezzo denso. Dal risultato ottenuto risulterebbe che la coda di JO201 si estende fino ad una distanza pari a 94 kpc (Bellhouse et al. 2019), comparabile alla coda di altre galassie Jellyfish studiate in precedenza (ESP 137-001, Sun et al. 2010, e JO206, Poggianti et al. 2017b).

3.3.3 RPS e AGN

La galassia JO201, ospitando un AGN, è stata oggetto di uno studio volto ad indagare l'influenza che i fenomeni di ram pressure stripping possono avere sull'attività nucleare (Poggianti et al. 2017b). In particolare, si è cercato di comprendere se l'alta incidenza di AGN che si riscontra nelle galassie Jellyfish sia dovuta al fatto che la RPS favorisce l'accrescimento del buco nero comprimendo il gas nelle regioni centrali, o non piuttosto al fatto che l'AGN, iniettando energia nell'ISM, lo renda meno legato dal punto di vista gravitazionale e quindi più facilmente rimovibile. Dall'analisi svolta su questa e su altre galassie Jellyfish sembrerebbe che lo scenario più plausibile sia il primo: tutte le galassie studiate, compresa JO201, sono caratterizzate da un'alta velocità e si trovano nelle vicinanze dal centro dell'ammasso, ovvero in regioni caratterizzate da alta densità dell'ICM. Come visto alta velocità e alta densità sono proprietà che rendono la RPS efficiente, mentre se fosse l'AGN a favorire il processo di rimozione del gas ci aspetteremmo di trovare galassie in ambienti con caratteristiche differenti.

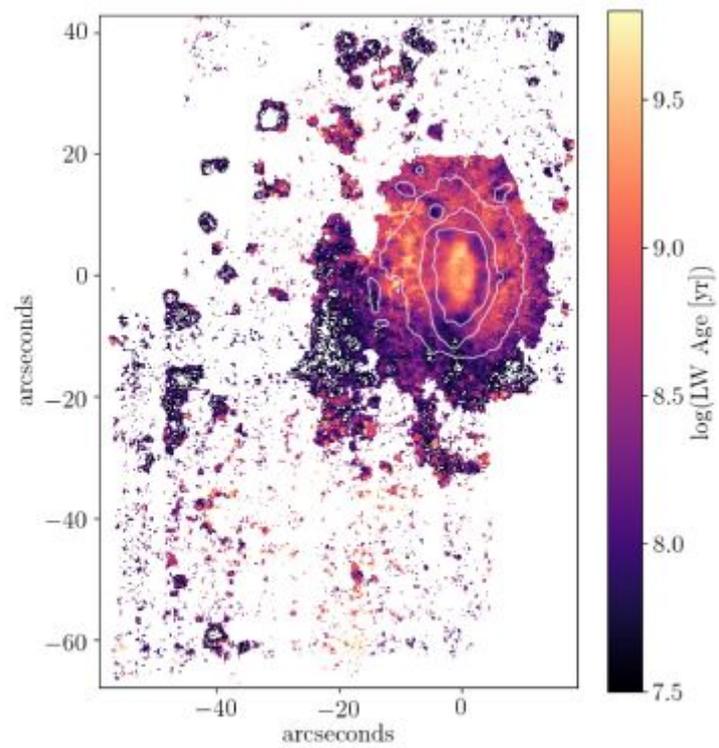


Figura 3.9: Distribuzione dell'età stellare pesata per la luminosità; i contorni bianchi rappresentano le isofote dell'emissione continua stellare. Credits: Bellhouse et al. [2019](#)

Infine è stato osservato che nella galassia jellyfish JO201 l'attività dell'AGN è la principale sorgente di ionizzazione del gas nelle regioni centrali; riscaldando l'ambiente inoltre, esso rende più difficile la formazione stellare e infatti si osserva una decrescita dello SFR nelle regioni nucleari (Bellhouse et al. 2019).

3.4 Obiettivi del lavoro di tesi: analisi di dati in banda X

Come visto nelle sezioni precedenti, la galassia JO201 è stata oggetto di numerosi studi e di numerose osservazioni a diverse lunghezze d'onda; tuttavia non è mai stata condotta prima d'ora un'analisi in banda X, necessaria per ottenere una visione completa del fenomeno di ram pressure stripping. Dalle osservazioni in banda X dell'ammasso Abell 85, emerge che questa galassia presenta un'emissione diffusa (Figura 3.4). Con questo lavoro di tesi si vuole quindi indagare l'origine di tale emissione, per comprendere se essa sia legata alla sola formazione stellare o non piuttosto ad un contributo aggiuntivo dovuto all'interazione tra ISM e ICM. In quest'ultimo caso, ci si pone come obiettivo quello di testare diversi modelli di emissione che vadano a rappresentare i seguenti scenari:

- l'emissione è dovuta al riscaldamento dell'ISM attraverso shock o conduzione termica risultanti dall'interazione con l'ICM;
- l'emissione è il risultato del raffreddamento dell'ICM sulla galassia;
- l'emissione è causata dallo stripping dell'alone di gas caldo che la galassia potrebbe aver avuto prima che la ram pressure iniziasse ad agire.

Capitolo 4

Riduzione preliminare dei dati Chandra

L'analisi svolta in questo lavoro di tesi è stata condotta a partire da cinque osservazioni effettuate in banda X mediante il telescopio spaziale *Chandra X-ray Observatory*. Come vedremo, per riuscire a descrivere il fenomeno di stripping, è stato necessario non solo studiare l'emissione della galassia JO201, ma anche determinare le proprietà fondamentali dell'ICM con il quale essa interagisce. In questo capitolo si ripercorrono i passaggi eseguiti per completare la fase di riduzione dati, propedeutica all'analisi vera e propria.

4.1 Chandra X-Ray Observatory

Le osservazioni in banda X sono volte alla rilevazione di radiazione ad alta energia. Questa radiazione è soggetta ad assorbimento da parte dell'atmosfera e, per essere riflessa e convogliata in un punto, deve incidere sulla superficie riflettente con angoli molto piccoli. L'angolo critico di riflessione è infatti inversamente proporzionale all'energia dei fotoni incidenti, secondo la relazione: $\theta_{cri} \propto \frac{\sqrt{\rho}}{E}$ (dove ρ indica la densità del mezzo riflettente). In virtù di queste proprietà i telescopi X sono accomunati dalle seguenti caratteristiche strutturali: sono in orbita intorno alla Terra e sono costituiti da specchi di forma particolare, innestati gli uni negli altri con lo scopo di aumentare la capacità di raccolta dei fotoni.

Il *Chandra X-Ray Telescope (CXO)* in particolare, presenta il sistema di ottiche più performanti mai costruito finora: esso infatti è composto da quattro paia di specchi di tipo paraboloidale e iperboloidale in configurazione *Wolter 1* (Figura 4.1), che sono stati accuratamente levigati e ricoperti di un materiale altamente riflettente, l'iridio. Questa struttura viene chiamata *High Resolution Mirror Assembly (HRMA)* e conferisce al telescopio una risoluzione angolare pari a ~ 0.5 arcsec (la

migliore in banda X). Grazie al sistema di specchi i fotoni incidenti con un angolo opportuno vengono convoglianti in un foro sul piano focale in prossimità del quale sono collocati due strumenti scientifici:

- *Advanced CCD Imaging Spectrometer*, (**ACIS**), costituito da dieci CCD divisi in due gruppi: l'ACIS-I, composto da 4 CCD *front-illuminated* disposti in modo da formare un quadrato e l'ACIS-S composto da 2 CCD *back-illuminated* e 4 *front-illuminated* disposti uno di seguito all'altro. La diversa disposizione e tipologia dei CCD fa sì che l'ACIS-S sia più adatto per l'osservazione in banda soft di sorgenti poco estese, mentre l'ACIS-I è più adatto per l'osservazione ad energie maggiori di sorgenti estese;
- *High Resolution Camera*, (**HRC**), costituito da due Micro-Channel Plates (MCP) di area pari a 10 cm^2 .

Questi due strumenti sono in grado di determinare il numero, l'energia, la posizione e il tempo di arrivo dei fotoni X incidenti. Il *CXO* è inoltre dotato di due spettrometri, l'*High Energy Transmission Grating Spectrometer*, (**HETGS**), e il *Low Energy Transmission Grating Spectrometer*, (**LETGS**), che possono essere posti dietro agli specchi per diffrangere i raggi X in base alla loro energia.

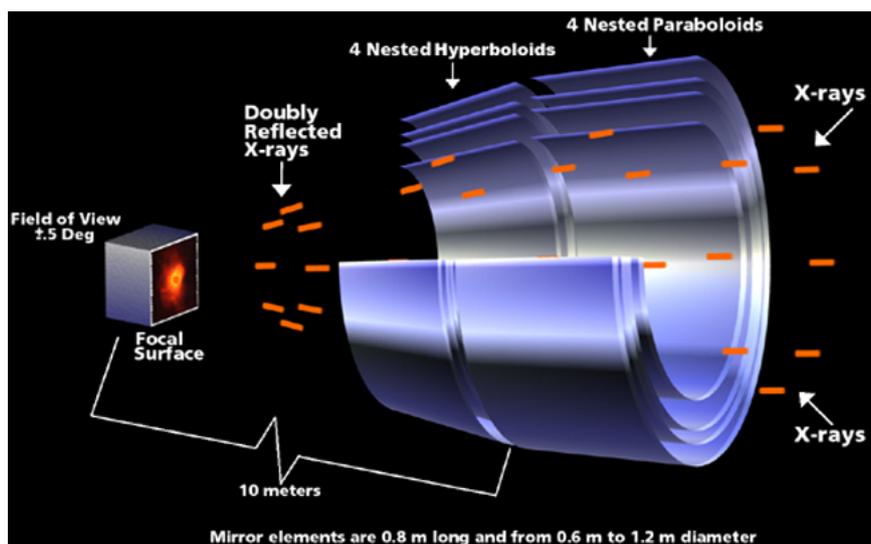


Figura 4.1: Struttura dell' High Resolution Mirror Assembly (HRMA) di Chandra.

4.2 Proprietà delle osservazioni e riduzione dati

In questo lavoro di tesi sono state utilizzate cinque osservazioni Chandra d'archivio, già analizzate in precedenza in uno studio focalizzato sulle proprietà e sulla

ObsID	Data	Tempo nominale di esposizione (ks)	CCD utilizzati
15173	14.08.2013	40.728	I0, I1, I2, I3
15174	9.08.2013	35.936	I0, I1, I2, I3
16263	10.08.2013	38.127	I0, I1, I2, I3
16264	17.08.2013	35.063	I0, I1, I2, I3
904	19.08.2000	37.909	I0, I1, I2, I3

Tabella 4.1: Proprietà delle cinque osservazioni Chandra utilizzate nell’analisi.

storia di accrescimento dell’ammasso Abell 85 (Ichinohe et al. 2015). Le osservazioni sono denominate con l’ObsID 15173, 15174, 16263, 16264 e 904; di queste le prime quattro appartengono ad una campagna osservativa condotta nel 2013 dal P.I. S.Allen, mentre la quinta risale al 2000 ed è stata richiesta dal P.I. C.L.Sarazin. In Tabella 4.1 sono riportate le proprietà principali delle osservazioni, il loro tempo nominale di esposizione e i quattro CCD dell’ACIS-I utilizzati nella nostra analisi; questi ultimi erano stati impostati nella modalità VFAINT.

I dati sono pubblici e sono stati scaricati dal *Chandra Data Archive*¹. Per ogni osservazione vengono fornite dall’archivio due cartelle di dati: la cartella *secondary*, contenente i dati *grezzi* acquisiti durante l’osservazione originale, e la cartella *primary* contenente i dati riprocessati dal team Chandra. La nostra scelta è stata quella di partire dai dati grezzi e di eseguire tutti i passaggi necessari per ottenere una corretta calibrazione.

Per la riduzione dei dati sono state usate la versione 4.11 del programma CIAO, un software sviluppato dal Chandra X-ray Center per l’analisi dei dati X, e la versione 4.8.3 del database di calibrazione (CALDB).

4.2.1 Chandra_repro: il riprocessamento dei dati

Il primo passaggio necessario per la riduzione dei dati grezzi è quello di utilizzare lo script *chandra_repro* che crea un file eventi di secondo livello a cui è stata applicata la calibrazione più recente e a cui sono stati rimossi i *bad pixels*; questi ultimi vengono raccolti in un file dal suffisso *bpix2.evt*.

I file eventi ottenuti sono stati quindi visualizzati mediante il software *ds9*² (a titolo di esempio si riporta in Figura 4.2 l’ObsID 15173); si è così notato che in tutte e cinque le osservazioni l’emissione dell’ammasso si estende sui quattro CCD dello strumento ACIS-I, mentre la galassia JO201 è presente nel campo di vista di tre osservazioni (ObsID 15173, 16264 e 904) e in ognuna di esse risiede sul CCD 2

¹L’archivio è reperibile all’indirizzo: <https://cda.harvard.edu/chaser/>

²Reperibile al sito <https://sites.google.com/cfa.harvard.edu/saoimageds9>

dell'ACIS-I.

Come anticipato, per caratterizzare il fenomeno di stripping è necessario indagare anche le proprietà dell'ICM, che si estende su tutto il *field of view* (**FOV**) dell'ACIS I; per questo motivo l'analisi condotta è di tipo multi-chip, ovvero in ogni osservazione ci si è occupati dello studio di tutti e quattro i CCD dell'ACIS I.

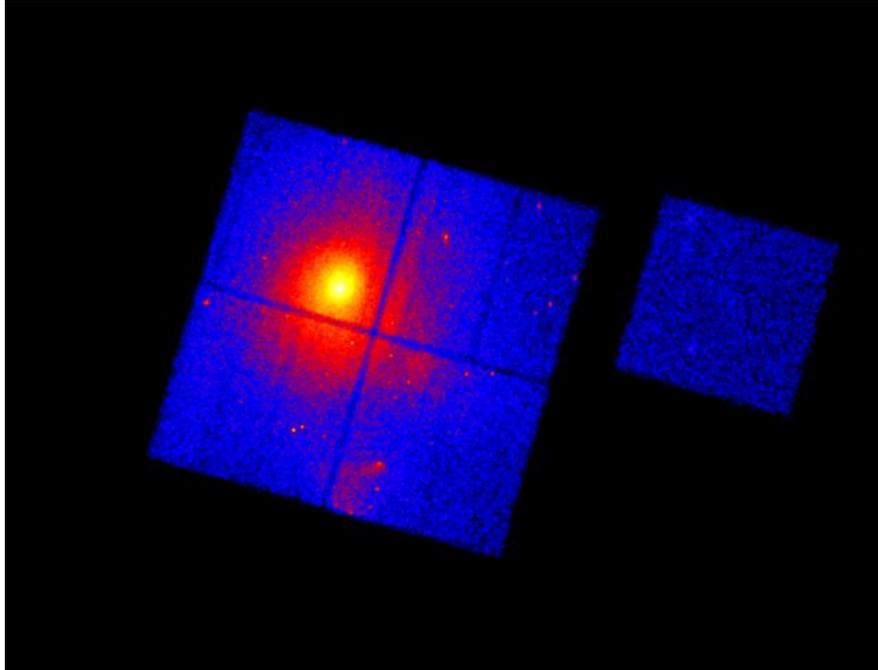


Figura 4.2: Visualizzazione a titolo di esempio di una delle cinque osservazioni (la 15173) al termine del riprocessamento dei dati. Il CCD in alto a destra (isolato rispetto agli altri), appartiene allo strumento ACIS-S, ma non è stato utilizzato nell'analisi in quanto non relativo al campo di vista di interesse.

4.2.2 Correzione per l'astrometria

Per avere una visione completa del fenomeno di stripping in azione sulla galassia JO201, si prevede di confrontare i risultati dell'analisi X con quelli ottenuti in altre bande di osservazione (in particolare, osservazioni relative alla banda ottica o all'emissione $H\alpha$, caratterizzate da una risoluzione spaziale molto alta); questo comporta la comparazione di immagini di origine diversa ed è dunque necessario ridurre il più possibile l'errore legato all'astrometria. Il telescopio Chandra ha un'accuratezza di puntamento dell'ordine di 0.4 arcsec che può essere migliorata andando a confrontare le immagini ottenute con un catalogo ottico.

In particolare, il procedimento adottato in questa fase prevede per tutte e cinque le osservazioni la creazione dei seguenti file:

- l' **exposure map**: una mappa in unità di $[\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{conteggi}/\text{fotoni}]$ ottenuta a partire sia dalla *instrumental map*, contenente informazioni su come varia l'area effettiva istantanea lungo il campo di vista, che dalle *aspect solution*, che danno informazioni sulla quantità di tempo in cui l'asse di Chandra è stato puntato nelle varie direzioni del cielo osservato;
- la **psfmap**: una mappa contenente informazioni sulla dimensione della PSF in ogni pixel dell'immagine;
- un **elenco di sorgenti puntiformi** contenute nel campo di vista dell'osservazione, ottenuto mediante lo script *wavdetect*.

A questo punto si può procedere in due modi: è possibile infatti confrontare le posizioni delle sorgenti puntiformi rilevate in un'osservazione sia con le posizioni delle stesse sorgenti puntiformi di un'altra osservazione, sia con quelle di un catalogo ottico. Nel nostro caso si è scelto di confrontare l'elenco delle sorgenti puntiformi ottenuto per l'osservazione più lunga, ObsID 15173, con il catalogo ottico *United States Naval Observatory*, USNO-A2.0. Una volta corretta, l'osservazione 15173 è stata utilizzata come riferimento per la correzione delle altre quattro osservazioni.

4.2.3 Rimozione dei flares di background

I flares di background sono fenomeni la cui natura non è stata ancora del tutto compresa, sebbene la si attribuisca all'eccesso di elettroni in banda soft. Essi si manifestano in qualsiasi punto dell'orbita sotto forma di un incremento fino ad un fattore 100 del count rate e poiché possono compromettere significativamente l'analisi delle osservazioni, è necessario rimuoverli.

Il primo passo per compiere questa operazione consiste nel creare un event file dell'osservazione contenente la sola emissione considerata di background. Per fare ciò, vengono sottratte dall'event file originario sia le sorgenti puntiformi già individuate dallo script *wavdetect* nella fase di correzione dell'astrometria, sia un'ampia regione contenente l'emissione dell'ammasso. Si procede quindi realizzando per ogni chip di ogni osservazione una *curva di luce*, ovvero un grafico rappresentante il numero di conteggi in funzione del tempo; grazie ad essa è possibile individuare e rimuovere gli intervalli di tempo in cui si registra un eccesso di conteggi rispetto al trend medio.

A livello operativo, si utilizzano lo script *dmextract* per realizzare la curva di luce, impostando una dimensione del bin temporale pari a 259.28 s, e lo script *lc-clean* per individuare in tale curva gli intervalli di tempo da rimuovere. Alla fine di

Tempo di esposizione (ks)					
	Osservazione 15173	Osservazione 15174	Osservazione 16263	Osservazione 16264	Osservazione 904
CCD 0	41.9	33.9	34.8	35.2	36.3
CCD 1	40.2	38.2	36.3	34.3	37.9
CCD 2	42.5	36.2	38.1	34.2	36.4
CCD4	40.7	35.9	38.1	35.1	37.9

Tabella 4.2: Tempi di esposizione di ogni chip di ogni osservazione a seguito del processo di rimozione dei flares

questo procedimento viene realizzato quindi un file denominato *.gti* contenente gli intervalli di tempo privi di flares da utilizzare per l'analisi.

Nel nostro caso, avendo osservazioni di tipo multi-chip, i files *.gti* dei quattro chip di un'osservazione sono stati raccolti con la task *multi_chip_gti* in unico file che è stato poi associato all'event file originario. Il risultato è che il tempo di esposizione di ogni osservazione risulta ridotto, in quanto sono stati rimossi gli intervalli di tempo in cui sono state trovate anomalie nel count rate del background (Tabella 4.2).

4.3 Blanksky e normalizzazione del background

Solitamente per la stima del background si considerano regioni dell'osservazione isolate e prive di sorgenti puntiformi nelle vicinanze; tuttavia nel caso di sorgenti estese, come gli ammassi di galassie, spesso non è possibile utilizzare questo procedimento in quanto l'emissione diffusa potrebbe essere presente anche in regioni periferiche. Per questo motivo si preferisce utilizzare dei dataset realizzati dal team di calibrazione ACIS e denominati *blanksky*. Questi sono stati realizzati attraverso l'osservazione di campi di vista relativamente vuoti, collocati a latitudini elevate e caratterizzati da un'emissione ridotta nella banda soft-X.

Per individuare i dataset più adatti a rappresentare il background delle nostre cinque osservazioni è stata utilizzata la task *acis_bkgrnd_lookup*. I *blanksky* così trovati presentano un'orientazione e un tempo di esposizione diversi rispetto a quelli dell'osservazione e devono quindi essere ri-proiettati e normalizzati. Per quanto riguarda la prima operazione è sufficiente utilizzare la task *reproject_events*, che cambia le coordinate celesti dei *blanksky* facendole corrispondere a quelle dell'osservazione. La normalizzazione è invece un passaggio più complicato e richiede di confrontare il count rate del background dell'osservazione con quello del *blanksky*. Per fare ciò si realizza sia per l'osservazione che per il *blanksky*, una copia dell'e-

Tempo di esposizione (ks)					
	Blanksky 15173	Blanksky 15174	Blanksky 16263	Blanksky 16264	Blanksky 904
CCD 0	63.5	65.4	62.6	62.6	47.0
CCD 1	60.4	63.8	63.2	62.6	47.4
CCD 2	62.3	62.6	65.7	60.8	49.7
CCD4	57.7	59.3	60.2	57.6	49.0

Tabella 4.3: Tempi di esposizione per ogni chip di ogni osservazione, ottenuti a seguito della normalizzazione del background.

vent file priva delle regioni corrispondenti alle sorgenti puntiformi e all'emissione dell'ammasso e filtrata in energia nel range 9-12 keV; in questa banda infatti ci si aspetta che i contributi delle sorgenti siano trascurabili e che l'emissione sia dovuta al solo background. A questo punto poiché ogni chip di ogni osservazione è caratterizzato da un tempo di esposizione diverso, si è scelto di effettuare la normalizzazione andando a confrontare singolarmente i count-rate di ogni chip dell'osservazione con i rispettivi chip dei blanksky. In particolare, l'obiettivo di questa operazione è quello di cambiare il tempo di esposizione dei chip del blanksky in modo da ottenere lo stesso count rate dell'osservazione. La relazione utilizzata è la seguente:

$$t_{e,b} = \frac{counts_b \cdot t_o}{counts_o} \quad (4.1)$$

dove t_o e $counts_o$ sono rispettivamente il tempo di esposizione e i conteggi dei chip dell'osservazione, mentre $counts_b$ rappresenta i conteggi dei chip del blanksky e $t_{e,b}$ è il nuovo tempo di esposizione da inserire nell'opportuna keyword degli event-file originari dei singoli chip del blanksky (Tabella 4.3).

Infine, nell'ottica di condurre un'analisi di tipo spettrale, sono state sottratte agli event-file delle osservazioni e dei blanksky normalizzati le sorgenti puntiformi, in modo che la loro emissione non contaminasse quella diffusa dell'ICM, oggetto della nostra analisi.

4.4 Creazione del mosaico di immagini

L'ultima operazione della fase di riduzione dei dati è quella di combinare le cinque osservazioni per ottenere un mosaico di immagini. Per fare ciò si utilizza lo script *merge_obs*, che crea i seguenti files:

- un event file unico ottenuto proiettando le cinque osservazioni su un unico punto di tangenza, corrispondente al centro del puntamento;

- un' immagine in unità di conteggi/pixel per ognuna delle cinque osservazioni;
- una exposure map per ogni osservazione ($\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{conteggi}/\text{fotoni}$);
- un' immagine in unità di flusso ($\text{fotoni}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{pixel})$) per ogni osservazione, ottenuta dividendo l'immagine in unità di conteggi per l'exposure map;
- un mosaico di immagini in unità di flusso ottenuto dalla combinazione delle cinque immagini del punto precedente.

Il mosaico di immagini realizzato nella nostra analisi è esposto in Figura 4.3; esso è corretto per l'exposure map ed è stato realizzato filtrando i dati in una banda energetica compresa tra 0.5-2.0 keV.

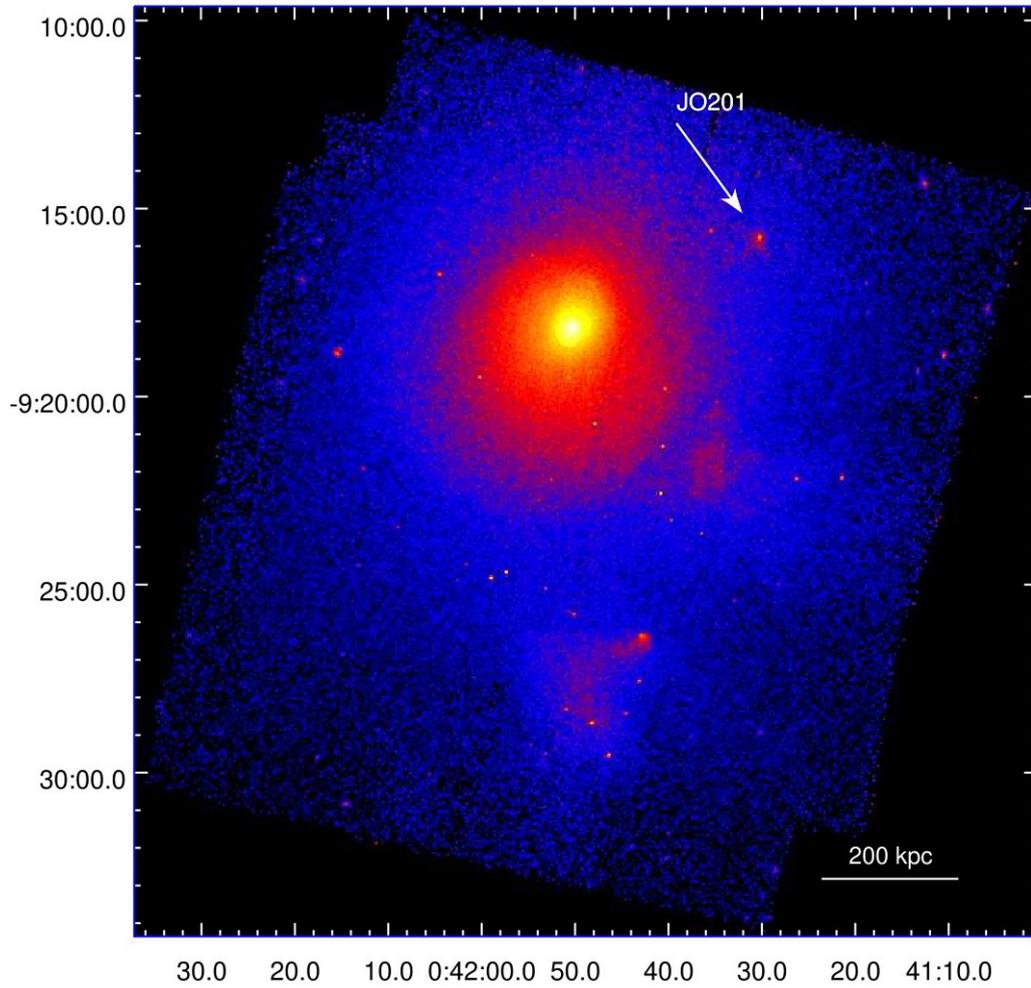


Figura 4.3: Mosaico corretto per l'exposure map, ottenuto combinando le immagini delle cinque osservazioni filtrate nella banda 0.5-2.0 keV. Per una migliore visualizzazione si è utilizzata una convoluzione con una gaussiana di raggio 5σ . La freccia bianca indica la posizione della galassia JO201.

Capitolo 5

Analisi spettroscopica dei dati Chandra

Come visto nei capitoli precedenti, il ram pressure stripping è un processo originato dall'interazione tra ISM e ICM. Per comprendere le proprietà di emissione della galassia JO201, è dunque necessario conoscere e tenere in considerazione le proprietà dell'ambiente che la circonda. Per questo motivo, con l'analisi spettrale condotta in questa tesi ci si è occupati innanzitutto di ricavare le proprietà di emissione dell'ICM e successivamente, a partire da queste, di elaborare un modello che potesse descrivere l'emissione della galassia JO201.

5.1 Basi di Spettroscopia X

In questa sezione andremo a descrivere i passaggi principali su cui si basa l'analisi spettrale. In particolare, partendo dal caso in cui l'oggetto di studio sia un unico spettro proveniente da una singola osservazione, cercheremo di elaborare una procedura che possa essere applicata ad un caso più complesso, come quello in cui il dataset analizzato sia costituito da più spettri provenienti da diverse osservazioni di tipo multi-chip.

5.1.1 Procedimento teorico

Lo spettro estratto da una determinata regione di un'osservazione non riproduce il vero spettro della sorgente, ma è piuttosto una rappresentazione del numero di fotoni, C , raccolti in ogni canale di acquisizione, I . La relazione che intercorre tra lo spettro *vero*, $f(E)$, e lo spettro *rilevato*, $C(I)$, è data dall'equazione:

$$C(I) = \int f(E)R(I, E)dE \quad (5.1)$$

dove $R(I, E)$ rappresenta la risposta strumentale, ed è proporzionale alla probabilità che un fotone di energia E venga rilevato dal canale I . Per risalire allo spettro vero, $f(E)$, non è tuttavia possibile invertire semplicemente questa relazione, in quanto il risultato ottenuto non sarebbe univoco. Per questo motivo, il procedimento da adottare consiste nel definire a priori un modello di emissione descritto da pochi parametri e procedere poi ad un confronto tra i conteggi predetti da questo modello, $C(I)_p$ e quelli effettivamente rilevati, $C(I)$.

Per eseguire questo confronto, il modello scelto viene utilizzato per realizzare il fit dei dati rilevati; in particolare, i parametri del modello vengono fatti variare fino a quando non vengono individuati valori in grado di restituire il miglior fit, o **best-fit**, $f(E)_b$. Per stimare la validità del risultato ottenuto viene utilizzata la statistica del chi quadro, χ^2 , definita come:

$$\chi^2 = \sum \frac{(C(I) - C(I)_p)^2}{\sigma(I)^2} \quad (5.2)$$

dove $\sigma(I)^2$ è l'errore associato al canale I.

Per comprendere se il modello adottato è effettivamente in grado di riprodurre lo spettro $C(I)$, si può calcolare il chi quadro ridotto, χ_r^2 , dividendo il χ^2 ottenuto per il numero di gradi di libertà (*dof*). Se il valore trovato è contenuto nell'intervallo:

$$\frac{dof - f \cdot \sigma_\chi}{dof} < \chi_r < \frac{dof + f \cdot \sigma_\chi}{dof} \quad (5.3)$$

(dove $\sigma_\chi = \sqrt{2 \cdot dof}$ ed il fattore f varia a seconda del livello di significatività ricercato (Tabella 5.1)), il modello risulta valido ed è in grado di riportare in modo corretto gli errori. Al contrario, se il valore trovato è maggiore del limite superiore dell'intervallo, il modello non è appropriato, mentre se è minore del limite inferiore dell'intervallo, gli errori calcolati potrebbero essere sovrastimati. È però necessario precisare che se i dati non sono particolarmente buoni, perché per esempio il numero totale dei conteggi non è elevato, è possibile che più di un modello sia in grado di restituire un valore del chi quadro ridotto accettabile.

Ottenuto il modello di bestfit, è poi possibile stimare il livello di confidenza di ognuno dei suoi parametri e trovare così gli errori associati ai valori individuati. Per fare ciò il parametro d'interesse viene fatto variare fino ad ottenere un certo incremento del χ^2 rispetto al valore minimo individuato dal fit. L'entità di tale incremento dipende dall'intervallo di confidenza ricercato. Gli errori che verranno riportati in questa analisi sono stati ottenuti assumendo un livello di confidenza pari al 68%, corrispondente ad 1σ .

Tutte queste operazioni sono state svolte utilizzando la versione 12.10.1f del software XSPEC, un programma che consente di elaborare modelli di emissione articolati, costituiti da *componenti additive*, che descrivono l'emissione delle sorgenti considerate (come per esempio leggi di potenza o di corpo nero), *componenti*

Livello di confidenza	f
68 %	1.0
90 %	2.7
99 %	6.6

Tabella 5.1: Valore del parametro f in funzione del livello di confidenza ricercato.

multiplicative, che modificano le componenti additive di un fattore dipendente dall'energia (come le leggi legate all'assorbimento) e *componenti applicate per convoluzione* che consentono per esempio la stima del flusso o della luminosità delle altre componenti.

5.1.2 Procedimento pratico

Per mettere in pratica il procedimento esposto nella sottosezione precedente è necessario innanzitutto individuare dal mosaico di immagini la regione di interesse per l'analisi; tale regione deve essere salvata in coordinate celesti e ricaricata su ognuna delle cinque osservazioni, per poter essere nuovamente salvata in apposite coordinate fisiche riconosciute dal software CIAO e proprie di ogni dataset. Questo procedimento è necessario innanzitutto perché ogni CCD è caratterizzato da matrici di risposta differenti, e in secondo luogo perché non è possibile estrarre un unico spettro dal mosaico senza perdere l'informazione sul count rate delle singole osservazioni. Come descritto nel Capitolo 4 infatti, ogni CCD di ogni blanksky è stato normalizzato in modo da riprodurre il count rate del background del rispettivo CCD della rispettiva osservazione; come vedremo nei prossimi passaggi, questa operazione sarà fondamentale per poter ottenere spettri privi del background da cui si svilupperà la nostra analisi.

L'estrazione degli spettri viene eseguita utilizzando la task di CIAO *speextract*. Essa riceve in input l'osservazione, il blanksky ad essa associato e la regione selezionata e crea in output uno spettro relativo ai conteggi dell'osservazione, $\mathbf{D}(\mathbf{I})$, uno spettro relativo ai conteggi del blanksky, $\mathbf{B}(\mathbf{I})$ e due matrici di risposta, una detta *Redistribution Matrix File*, (\mathbf{RMF}), che serve per associare ad ogni canale di acquisizione un'energia, e una detta *Auxiliary Response File* (\mathbf{ARF}), contenente informazioni sulla prestazione del telescopio, come per esempio l'area effettiva di raccolta e l'efficienza nel rilevare fotoni.

A partire dai files corrispondenti al $\mathbf{D}(\mathbf{I})$ e al $\mathbf{B}(\mathbf{I})$, XSPEC realizza uno spettro,

$C(I)$, a cui è stato sottratto il background applicando la seguente equazione:

$$C(I) = \frac{D(I)}{a_{D(I)}t_D} - \frac{b_{D(I)}}{b_{B(I)}} \frac{B(I)}{a_{B(I)}t_B} \quad (5.4)$$

dove t_B e t_D rappresentano i tempi di esposizione del background e dell'osservazione, mentre $a_{D(I)}$, $a_{B(I)}$, $b_{D(I)}$ e $b_{B(I)}$ sono fattori di normalizzazione che riscalano il background qualora sia stato estratto da una regione diversa da quella di estrazione. Poiché la regione di estrazione per l'osservazione e per il blanksky è la stessa, questi fattori possono essere trascurati e l'equazione viene tradotta in una differenza tra il count rate dell'osservazione e quello del background. Da qui l'importanza di aver estratto gli spettri da ogni CCD separatamente, nell'ottica di tenere in considerazione il fatto che ogni CCD ha associato un CCD del blanksky che riproduce il count rate del background dell'osservazione.

Oltre al metodo presentato, è possibile infine utilizzare come background anche gli spettri estratti da una regione dell'osservazione stessa, che rappresenteranno il termine $B(I)$ dell'equazione 5.4. In questo caso, poiché le regioni di estrazione per la sorgente analizzata e per il background non sono le stesse è necessario effettuare una normalizzazione per l'area ricorrendo agli appositi fattori descritti per l'equazione 5.4. Come vedremo nella Sezione 5.4, questo procedimento verrà testato per sottrarre agli spettri analizzati il contributo dell'emissione dell'ICM.

5.2 Analisi preliminare

Nello studio che andremo a condurre sarà necessario combinare spettri estratti da diverse osservazioni e da diversi CCD; per questo motivo, nella prima fase dell'analisi si è cercato di individuare le modalità con cui svolgere questa operazione.

Il software XSPEC consente di caricare ed analizzare più spettri contemporaneamente; questo significa che scelto un modello di emissione, con opportune impostazioni, esso potrà essere utilizzato per eseguire il fit combinando ogni spettro considerato (*join fit*). Poiché i modelli scelti per descrivere l'emissione sono caratterizzati da più parametri, è possibile scegliere come impostarli per eseguire l'operazione di confronto tra modello e dati. In particolare, si può richiedere sia che, dato un certo parametro, il fit venga calcolato assumendo che il suo valore sia lo stesso per tutti gli spettri analizzati, sia che, dato un certo parametro, il suo valore sia lasciato libero di variare in ogni spettro. In questa prima fase si è cercato quindi di comprendere quali parametri fosse necessario lasciare completamente liberi tra i diversi spettri e quali invece tenere legati in modo che il fit individuasse un valore unico per tutti gli spettri.

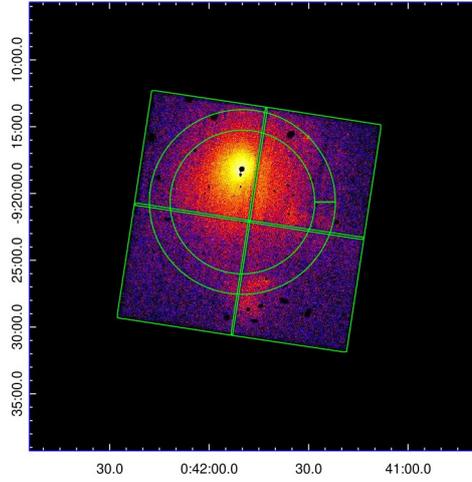


Figura 5.1: Regione utilizzata per l'analisi relativa a spettri estratti da una singola osservazione (ObsID 904) e relativi ad una regione estesa su più chip. Per ogni CCD è stato estratto uno spettro dalla regione risultante dall'intersezione tra i campi di vista e la regione anulare.

Il primo caso considerato per questa analisi è quello di una regione anulare definita su una sola osservazione (ObsID 904) ed estesa su tutti e quattro i CCD che la compongono. Gli spettri sono stati estratti da quattro regioni rappresentanti l'intersezione tra la regione annulare sopra definita e il campo di vista di ogni CCD. In Figura 5.1 viene riportata la regione di estrazione e i quattro campi di vista. Il modello scelto per descrivere l'emissione di questa regione rappresenta l'emissione termica assorbita di un gas ad una sola temperatura (**tbabs.apec**); per comprendere quali parametri lasciare liberi e quali tenere legati sono state considerate le seguenti configurazioni:

1. sono state tenute legate tra loro la temperatura, T , e abbondanza, Z , mentre è stata lasciata libera la normalizzazione, $norm$;
2. sono state lasciate libere abbondanza, Z , e normalizzazione, $norm$, mentre è stata tenuta legata la temperatura, T ;
3. sono state lasciate libere temperatura, T , e normalizzazione, $norm$, mentre è stata tenuta legata l'abbondanza, Z ;
4. sono state lasciate libere sia la temperatura, T , che l'abbondanza, Z che la normalizzazione, $norm$;
5. sono stati tenuti legati tutti i parametri, comprese le normalizzazioni.

	Temperatura T (keV)	Abbondanza Z (Z_{\odot})	χ^2/dof , χ_R^2
CASO 1	6.26 ± 0.15	0.28 ± 0.04	829.68/834, 0.99482
CASO 2	6.24 ± 0.15	0.26 ± 0.04	827.14/831, 0.99535
CASO 3	6.4 ± 0.4	0.29 ± 0.04	816.23/831, 0.98222
CASO 4	6.4 ± 0.4	0.27 ± 0.09	814.51/832, 0.97898
CASO 5	6.6	0.25	7062.28/837, 8.43761

Tabella 5.2: Risultati relativi all’analisi di spettri di una sola osservazione (ObsID 904), provenienti da una regione estesa su più CCD. Per maggiori dettagli sulle caratteristiche dei vari casi si veda la sezione 5.2

I risultati ottenuti sono stati riportati in Tabella 5.2; i casi riportati seguono la numerazione dell’elenco precedente e laddove i parametri sono stati lasciati liberi, il valore indicato rappresenta la media tra i quattro risultati ottenuti. È possibile constatare che lo scenario più semplice, che è quello che tiene legati tutti i parametri comprese le normalizzazioni (CASO 5), rileva un χ_R^2 molto maggiore di 1 e non è in grado di stimare gli errori dei parametri. Ciò è dovuto al fatto che gli spettri estratti da diversi CCD mostrano una normalizzazione diversa. Per quanto riguarda gli altri quattro scenari, è possibile osservare che entro gli errori danno risultati consistenti tra loro, pertanto, si è scelto di utilizzare la configurazione meno articolata, secondo cui per spettri estratti da CCD diversi di una sola osservazione è sufficiente lasciare libera la normalizzazione e tenere legati gli altri parametri.

Il secondo scenario trattato è invece quello in cui la regione selezionata è sempre estesa su più CCD, ma gli spettri provengono da osservazioni diverse, rilevate in epoche diverse. Per estrarre gli spettri si è utilizzata la procedura seguita per l’analisi precedente: definita dal mosaico una regione anulare di estrazione, si è proceduto nel caricarla su ogni osservazione per salvarla in coordinate fisiche; per ogni osservazione gli spettri sono stati quindi estratti da regioni corrispondenti all’intersezione tra tale regione e il campo di vista. Anche in questo caso il modello utilizzato per l’analisi spettrale è quello che rappresenta l’emissione assorbita di un gas ad una sola temperatura (**tbabs·apec**).

All’interno di ogni osservazione gli spettri estratti dai vari CCD sono stati

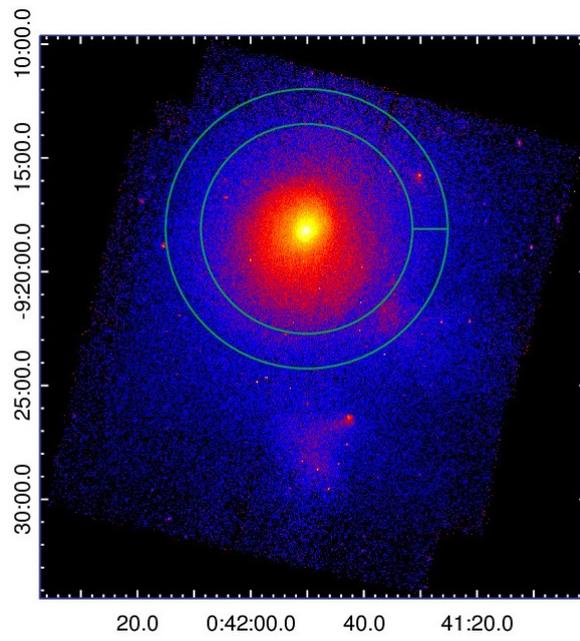


Figura 5.2: Regione selezionata dal mosaico per la prova relativa all'analisi di spettri provenienti da tutte e cinque le osservazioni ed estratti da una regione estesa su più CCD.

	Temperatura T (keV)	Abbondanza Z (Z_{\odot})
CASO 1	7.19 ± 0.12	0.24 ± 0.02
CASO 2	7.18 ± 0.11	0.23 ± 0.05
CASO 3	7.4 ± 0.3	0.24 ± 0.02
CASO 4	7.4 ± 0.3	0.23 ± 0.05

Tabella 5.3: Risultati relativi all’analisi di spettri provenienti dalle cinque osservazioni ed estratti da una regione estesa su più CCD.

fittati lasciando libere le normalizzazioni e tenendo legati gli altri parametri, come deciso a seguito del risultato del caso precedente. Tra le diverse osservazioni sono state invece considerate le configurazioni relative ai casi 1, 2, 3, 4 riportati in precedenza.

I risultati ottenuti sono riportati in Tabella 5.3; anche in questo caso si è utilizzata la numerazione dell’elenco precedente e per i parametri lasciati liberi è stata riportata la media dei valori ottenuti. È possibile constatare che tutte le configurazioni forniscono risultati consistenti tra loro entro gli errori; pertanto, poiché le osservazioni utilizzate sono relative ad epoche diverse e possono presentare normalizzazioni diverse, si è scelto di tenere libero tale parametro e di lasciare legati tutti gli altri (CASO 1).

5.3 Analisi delle proprietà dell’ICM

Determinate le modalità con cui trattare gli spettri, si è provveduto a svolgere un’analisi per la determinazione delle proprietà medie dell’ICM alla distanza a cui si trova la galassia, assumendo simmetria sferica. Per fare ciò è stata definita una regione di estrazione di forma anulare rappresentata in Figura 5.3 le cui coordinate centrali corrispondono a quelle del centro del cluster (RA 0:41:50.756 e DEC 9:18:03.49, Ichinohe et al. 2015) e il cui raggio interno è $R_i = 322$ kpc e quello esterno è $R_e = 400$ kpc. Come è possibile vedere dall’immagine, la regione sud è stata esclusa dall’analisi in quanto, essendo soggetta a fenomeni di merger con due subcluster, è caratterizzata da shock (Sezione 3.2, Ichinohe et al. 2015).

Il modello utilizzato per descrivere l’emissione dell’ICM è un modello di emissione termica assorbita del tipo **tbabs·apec** e i risultati ottenuti eseguendo il fit sono riportati in Tabella 5.4. Come vedremo nella prossima sezione, i valori di temperatura, $kT = 7.1 \pm 0.2$ keV, e di abbondanza, $Z=0.21 \pm 0.04 Z_{\odot}$, individuati verranno

Proprietà ICM	
Conteggi netti	48847 (87.4 % del totale)
Temperatura (keV)	7.1 ± 0.2
Abbondanza (Z_{\odot})	0.21 ± 0.04
Flusso ($\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$)	$(8.65 \pm 0.17) \cdot 10^{-13}$
Luminosità (erg s^{-1})	$(2.73 \pm 0.08) \cdot 10^{42}$
$\chi^2/\text{dof},$ χ_R^2	1694.7/1617, 1.048

Tabella 5.4: Risultati ottenuti dall'analisi spettrale delle proprietà dell'ICM.

utilizzati nella descrizione dell'emissione galattica per rappresentare il contributo apportato dall'ICM presente lungo la linea di vista.

5.4 Analisi dell'emissione X della galassia

5.4.1 Maschera $H\alpha$

Per lo studio dell'emissione X della galassia, si è considerata innanzitutto una regione di estrazione che ricalcasse i confini dell'emissione $H\alpha$ (ottenuti dall'analisi di Bellhouse (2019), Figura 5.4); nelle regioni centrali e nel prolungamento meridionale della galassia infatti, è possibile osservare che questi due tipi di emissione sono sovrapposti. Sono quindi stati estratti gli spettri seguendo e confrontando procedure diverse sia per la sottrazione del background ((1) blanksky, (2) background locale), sia per la trattazione dell'AGN centrale ((A) incluso e successivamente modellato nel fit, (B) escluso già durante l'estrazione degli spettri), che complessivamente risultano quindi nelle quattro diverse metodologie elencate di seguito:

- **CASO 1A:** gli spettri sono stati estratti includendo l'emissione dell'AGN centrale ed utilizzando come background gli spettri estratti dai blanksky in corrispondenza della stessa regione;

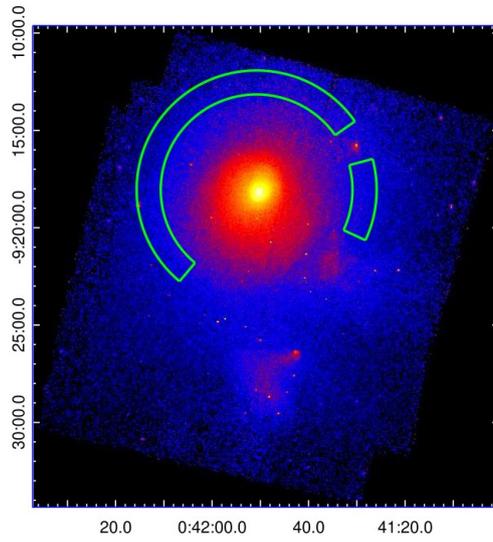


Figura 5.3: Regione utilizzata per analizzare le proprietà medie dell'ICM alla distanza della galassia.

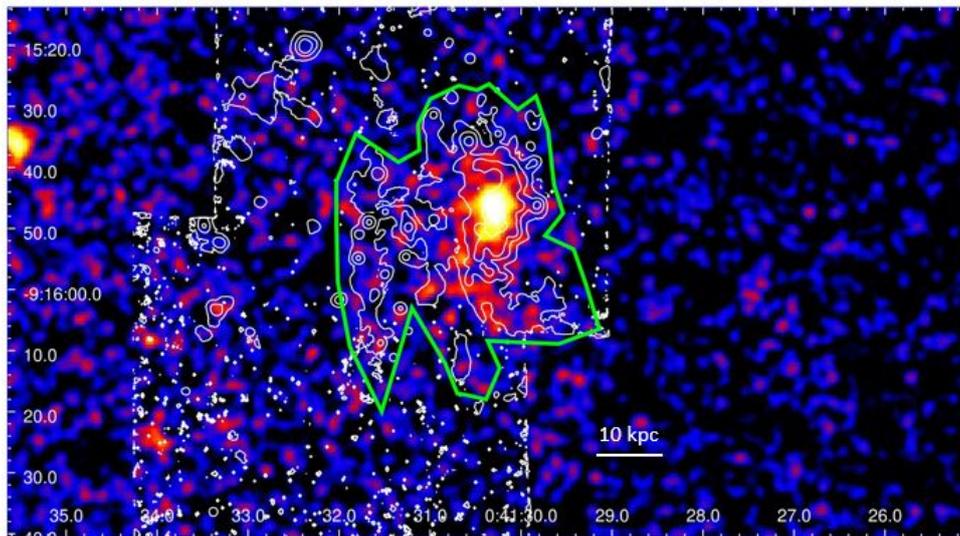


Figura 5.4: La regione verde è stata selezionata a partire dai contorni dell'emissione dell' $H\alpha$ (Bellhouse et al. 2019) riportati in bianco e relativi a livelli di brillantezza superficiale pari a $6.67 \cdot 10^{-19}$, $3.55 \cdot 10^{-18}$, $1.89 \cdot 10^{-17}$, $1.00 \cdot 10^{-16}$ e $5.33 \cdot 10^{-16}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

- **CASO 1B:** gli spettri sono stati estratti escludendo l'emissione dell'AGN centrale ed utilizzando come background gli spettri estratti dai blanksky in corrispondenza della stessa regione;
- **CASO 2A:** gli spettri sono stati estratti includendo l'emissione dell'AGN centrale ed utilizzando come background gli spettri estratti da una regione anulare collocata sullo stesso CCD e alla stessa distanza dal centro della galassia (Figura 5.5). Questa operazione consente di sottrarre il contributo apportato dall'ICM collocato lungo la linea di vista.
- **CASO 2B:** gli spettri sono stati estratti escludendo l'AGN centrale ed utilizzando come background gli spettri estratti da una regione anulare uguale a quella del CASO 2A.

Per mascherare l'AGN (la cui trattazione è riportata in Appendice B) nei casi 1B e 2B, è stata selezionata ed esclusa una regione circolare centrata sulle coordinate che lo individuano (RA 00 41 30.30, DEC-09 15 45.98 Poggianti et al. 2017b) e di diametro pari all'ampiezza della PSF a quella distanza dal centro del puntamento. In Tabella 5.5 sono raccolti i valori della PSF per le tre osservazioni utilizzate in questa analisi, ovvero ObsID 904, ObsID 15173 e ObsID 16264 (la galassia non è infatti contenuta nel campo di vista di ObsID 15174 e ObsID 16263).

ObsID	PSF (")
904	7.3
15173	4
16264	4

Tabella 5.5: Dimensioni della PSF (in arcosecondi) nella posizione della galassia JO201 per le tre osservazioni considerate.

Procedendo in analogia con lo studio effettuato su un'altra galassia Jellyfish del campione GASP (Poggianti et al. 2019), detta JW100, sono stati testati in tutti e quattro i casi, i seguenti modelli descrittivi dell'emissione della galassia:

- modello **apec**, rappresentativo di un gas che emette ad una sola temperatura;
- **cemekl**, rappresentativo di un gas multifase caratterizzato da più temperature. In particolare, con questo modello l'*emission measure*, $EM = \int n_e n_H dV$, è legata alla temperatura dalla relazione $EM \propto T^\alpha$ e T ha un limite superiore detto T_{MAX} .

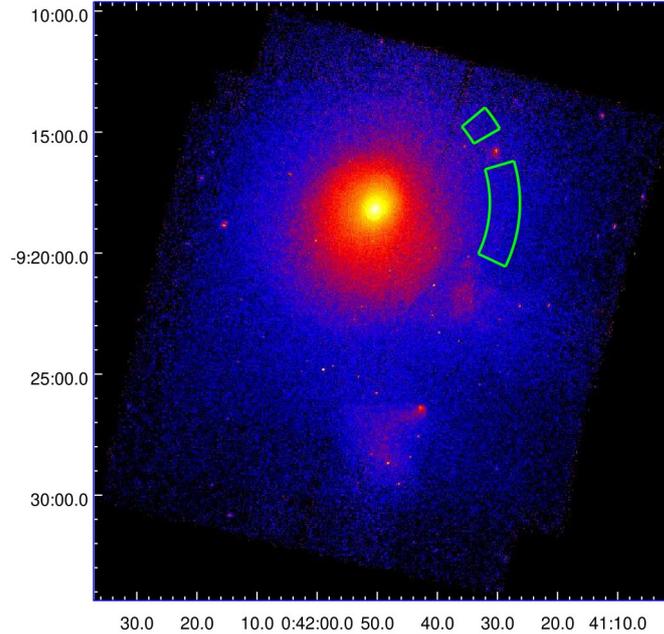


Figura 5.5: Regione di estrazione degli spettri utilizzati come background nei casi 2A e 2B.

A seconda del caso considerato però, sono stati aggiunti alla componente rappresentativa dell'emissione galattica, altri contributi; in particolare, laddove gli spettri sono stati estratti includendo l'emissione dell'AGN (casi A), è stata addizionata alla componente galattica una componente a legge di potenza (**powerlaw**), mentre laddove non è stato sottratto come background l'emissione dell'ICM (casi 1), si è addizionata una componente rappresentativa di tale contributo, modellata per mezzo di una componente **apec**, i cui parametri di temperatura e abbondanza sono stati fissati ai valori ritrovati nell'analisi della Sezione 5.3.

Per maggiore chiarezza, in Tabella 5.6 sono riportate le componenti che a seconda dei casi, sono state aggiunte alla componente di emissione galattica (ovvero o all'**apec** o al **cemekl**). Il modello così ottenuto è stato infine moltiplicato per una componente che tiene conto dell'assorbimento operato dall'ISM della nostra galassia (**tbabs**).

I risultati ottenuti in questa prima analisi sono riportati in Appendice A nelle Tabelle A.1, A.2, A.3, A.4, corrispondenti rispettivamente ai casi 1A, 1B, 2A, 2B. Nell'ottica di scegliere la configurazione che garantisca la migliore statistica (ovvero il maggior numero di conteggi), si è deciso di concentrarsi sulle configurazioni dei casi 1A e 1B e dunque di non sottrarre l'ICM, ma di modellarlo con una componente di tipo **apec** i cui parametri sono fissati ai valori caratteristici dell'ICM

	AGN incluso	AGN escluso
ICM incluso	CASO 1A apec+pow	CASO 1B apec
ICM sottratto	CASO 2A apec+pow	CASO 2B -

Tabella 5.6: Componenti aggiunte al modello di emissione galattica (apec, cemekl o mkcflow) a seconda della configurazioni considerata per l'estrazione degli spettri.

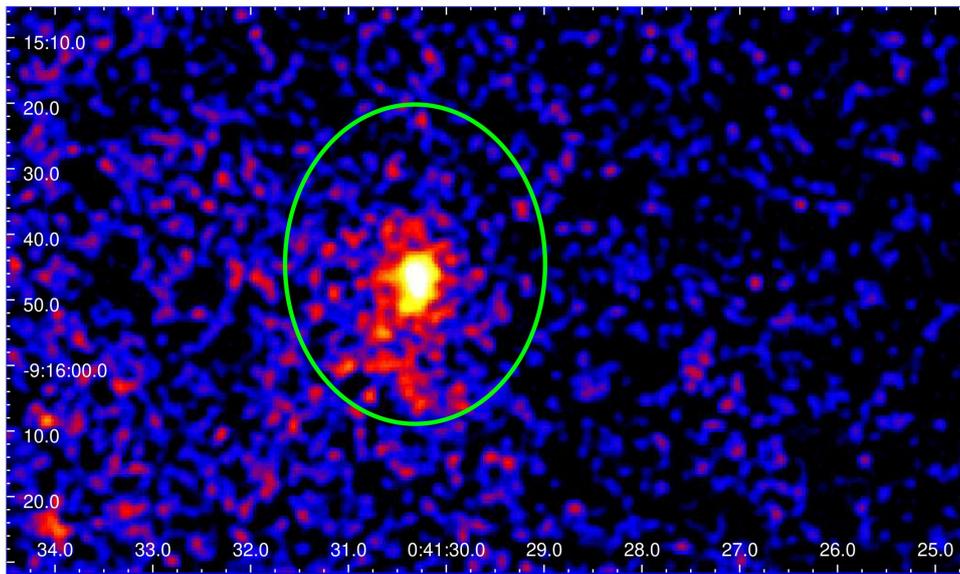


Figura 5.6: Regione corrispondente all'emissione del disco stellare della galassia.

(Sezione 5.3).

A questo punto si è presa in considerazione l'ipotesi secondo cui sia possibile che l'emissione dell'AGN si estenda su una regione più grande di quella da noi considerata per escluderlo (caso 1B), e che quindi possa essere presente un'emissione residua in grado di contaminare l'emissione della galassia che vogliamo analizzare. Inoltre, all'emissione X delle galassie, contribuiscono solitamente anche sorgenti di tipo binario (come quelle descritte nella Sezione 2.2.2). Poiché entrambi questi contributi sono descritti da leggi di potenza con esponenti, Γ , compresi tra $1.6 < \Gamma < 1.9$, si è provato ad aggiungere una componente di powerlaw anche agli spettri ottenuti con la configurazione del CASO 1B. I risultati sono riportati nella Tabella A.6 in Appendice A.

Dai risultati dell'analisi sembrerebbe che la presenza della una powerlaw non sia necessaria; dal punto di vista statistico non si osserva infatti un particolare miglio-

ramento (i valori degli F-Test sono riportati in Tabella A.7 in Appendice A) e i valori di abbondanza e di temperatura rilevati sono consistenti entro gli errori con quelli in cui la powerlaw non è stata inserita. Inoltre, nel caso del modello *cemekl*, si riscontrano problemi nel calcolo degli errori dei parametri, perché la statistica di cui disponiamo non consente l'utilizzo di modelli complessi costituiti da molti parametri liberi. Alla luce di queste considerazioni si è dunque scelto di procedere trascurando questa componente.

Infine, è stato preso in considerazione anche un modello di emissione detto **mkc-flow** che descrive il raffreddamento di un gas caldo e che tipicamente viene utilizzato per rappresentare il cooling flow negli ammassi di galassie (Sezione 1.3.2). La regione considerata in questo caso è quella che esclude l'AGN, (Caso 1B), e i risultati ottenuti sono riportati nella Tabella A.5 dell'Appendice A.

Tra le modalità di estrazione degli spettri testate in questa prima fase dell'analisi, si è scelto di concentrarsi su quella in cui si sono utilizzati i *blanksky* per modellare il background e in cui è stata sottratta l'emissione dell'AGN; il motivo per cui si è deciso di mascherare l'AGN risiede nel fatto che dall'analisi condotta su tale sorgente (riportata in Appendice B), risulta che una singola componente di powerlaw non è sufficiente a descriverne l'emissione e dunque per non inserire in un modello di emissione galattica già articolato, un modello troppo complesso, si è preferito escluderlo in fase di estrazione degli spettri.

I modelli che risultano essere più validi alla fine di questa prima parte dell'analisi sono riportati in Appendice A nelle Tabelle A.2 e A.6 e sono:

- il 5b), di tipo **tbabs(apec+apec)** con tutti i parametri tenuti liberi;
- il 9b) di tipo **tbabs(apec+cemekl)** con tutti i parametri tenuti liberi;
- il 10b), di tipo **tbabs(apec+cemekl)** con la temperatura massima fissata ai valori dell'ICM;
- il 16e) di tipo **tbabs(apec+mkcflow)**, con la temperatura massima fissata ai valori dell'ICM.

Dal punto di vista statistico i risultati dei primi tre sono contenuti in un intervallo di confidenza pari al 68 %, mentre il modello 16e) presenta un chi quadro ridotto più alto, contenuto in un intervallo di confidenza pari al 90 %. Dal punto di vista dei valori di metallicità, i modelli 5b) e 9b) rilevano un valore fisicamente poco plausibile, in quanto inferiore a quello dell'ICM, mentre i modelli 10b) e 16e) riportano valori pari a $Z = 0.4_{-0.2}^{+0.5} Z_{\odot}$ nel primo caso e $Z = 0.6_{-0.2}^{+0.2} Z_{\odot}$, corrispondenti a metallicità basse tipiche dell'ICM. Per quello che riguarda la temperatura, laddove lasciata libera, ovvero nei modelli 5b) e 9b), vengono individuati valori consistenti entro gli errori ($kT = 0.79_{-0.08}^{+0.10}$ keV nel primo caso e $kT = 0.9_{-0.3}^{+0.3}$ keV nel secondo

caso). Alla luce di questi risultati non è possibile discernere quale sia il modello di emissione più appropriato per JO201.

5.4.2 Maschera del disco stellare

Successivamente si è scelto di condurre un'analisi simile estraendo spettri da una regione corrispondente a quella del disco stellare (Figura 5.6), con l'obiettivo finale di eseguire un confronto tra lo SFR stimato dalla luminosità X della galassia, e quello ottenuto utilizzando l'emissione dell' $H\alpha$ rilevata in un precedente studio nella stessa regione (Vulcani et al. 2018). In questo caso sono state adottate due configurazioni, una con l'AGN e una senza e come background sono stati utilizzati i blanksky. I risultati ottenuti sono riportati rispettivamente nelle Tabelle A.8 e A.9 dell'Appendice A.

Tra tutti i modelli testati sulla regione del disco stellare, si è scelto di riportare in questo capitolo quelli corrispondenti alla configurazione più semplice, ovvero quella in cui il contributo dell'AGN è stato escluso e non è stata inserita una componente di powerlaw per tenere in considerazione eventuali residui o eventuali sorgenti binarie. Anche in questo caso infatti si è preferito mascherare l'emissione dell'AGN per non doverla descrivere con modelli troppo complessi, ed è stato verificato che non è necessario aggiungere una componente di powerlaw perché i valori rilevati di temperatura e di abbondanza sono compatibili entro gli errori e i valori dei chi quadro ridotti non risultano migliorati (i modelli utilizzati come confronto sono i 5h), 6h), 7h) e 8h) riportati in Tabella A.9 in Appendice A, mentre i risultati dell'F-Test sono riportati in Tabella A.10 in Appendice A).

In Tabella 5.7 si riportano i quattro modelli individuati che verranno discussi nel Capitolo 6; utilizzando la relazione 5.3 è stato verificato che tutti e quattro presentano un valore di chi quadro ridotto contenuto in un intervallo di confidenza pari al 68 %.

5.4.3 Profilo radiale

Nell'ottica di indagare l'estensione dell'emissione X rispetto al centro, è stato infine realizzato un confronto tra il profilo di brillantezza ad est del centro galattico di JO201 e quello ad ovest. Per farlo si è proceduto selezionando sull'immagine del mosaico corretto per l'exposure map, due regioni costituite da diciotto settori anulari concentrici di spessore pari a 2.5 arcsec centrati sulla galassia (Figura 5.7).

Per sottrarre il contributo apportato dall'ICM, si è utilizzata come regione di estrazione del background una regione anulare di spessore 74 arcsec (80 kpc), centrata sull'ammasso e collocata alla stessa distanza dalla galassia; in questo modo si è quindi assunto che nella regione considerata la brillantezza superficiale dell'ICM sia costante, un'approssimazione che consideriamo ragionevole dato il

Modello	Parametri della componente galattica	χ^2/dof χ_R^2
1) tbabs·(apec+apec)	$kT=0.79_{-0.08}^{+0.08}$, $Z=0.08_{-0.04}^{+0.08}$ $F=(4.1\pm 0.5)\cdot 10^{-14}$, $L=(1.9 \pm 0.3)\cdot 10^{41}$	43.18/47 0.9187
2) tbabs·(apec+cemekl) con $Z=0.21$ e $kT_{MAX} = 7.1$ (fissati)	$\alpha=0.01_{-0.01}^{+0.10}$ $F=(9.4\pm 0.8)\cdot 10^{-14}$, $L=(4.5 \pm 0.4)\cdot 10^{41}$	40.76/48 0.8492
3) tbabs·(apec+mkcflow) con $Z=0.21$ (fissati)	$kT_{min}=0.08_{-0.08}^{+0.27}$, $kT_{max}=1.2_{-0.2}^{+0.4}$ $\dot{M} = 1.7_{-0.6}^{+0.4}$ $F=(4.4\pm 0.6)\cdot 10^{-14}$, $L=(1.9 \pm 0.3)\cdot 10^{41}$	40.07/47 0.8526
4) tbabs·(apec+mkcflow)	$kT_{min}=0.08_{-0.08}^{+0.35}$, $kT_{max}=1.1_{-0.2}^{+0.5}$ $\dot{M} = 2.1_{-1.1}^{+3.5}$, $Z=0.13_{-0.09}^{+0.27}$ $F=(4.3\pm 0.5)\cdot 10^{-14}$, $L=(3.3 \pm 0.4)\cdot 10^{41}$	39.78/46 0.8609

Tabella 5.7: Risultati dei fit effettuati per gli spettri estratti dalla maschera del disco stellare nella configurazione 1B. Le unità di misura riportate sono: keV per la temperatura, Z_{\odot} per l'abbondanza, M_{\odot}/yr per \dot{M} , $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ per il flusso e erg s^{-1} per la luminosità. Flusso e luminosità riportati sono relativi alla sola componente galattica e sono stati calcolati nella banda 0.5-10 keV.

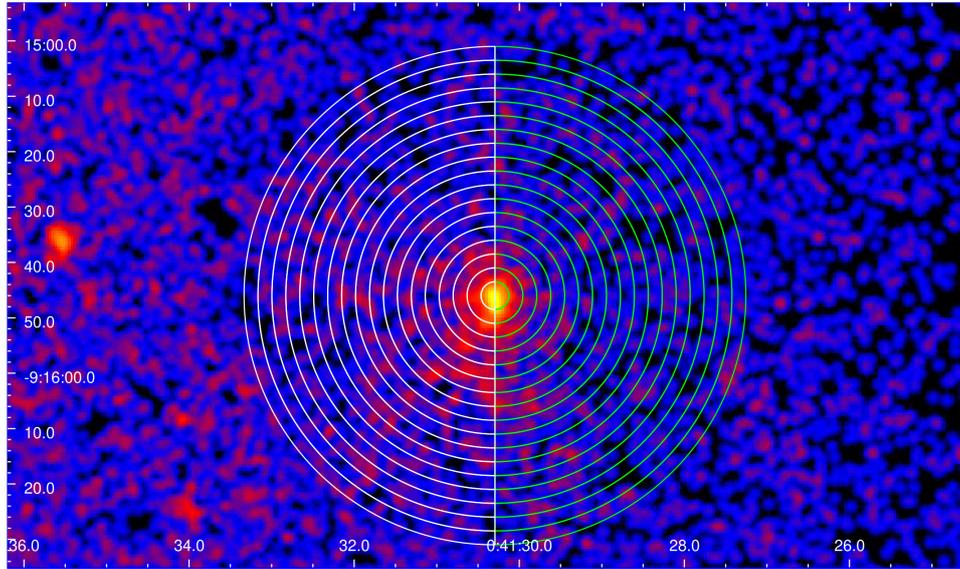


Figura 5.7: Regione di estrazione per lo studio del profilo della galassia. In bianco sono rappresentati i settori anulari collocati ad est del centro galattico, mentre in verde sono segnati i settori anulari ad ovest del centro galattico.

ridotto spessore della regione considerata. Con la task *dmextract* si sono quindi estratti i profili e il risultato ottenuto è riportato in Figura 5.8. Come è possibile osservare la brillantezza della galassia diminuisce diventando consistente con zero dopo circa 20 kpc e, come ci si aspetta dalla morfologia visibile nell'immagine, la sua emissione è maggiore nella regione est, dove sta avvenendo lo stripping del gas.

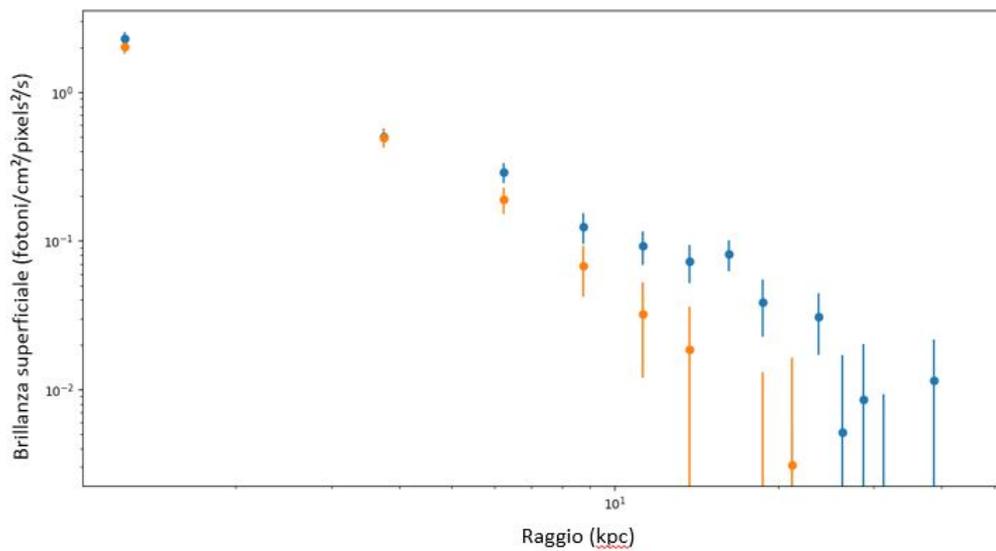


Figura 5.8: Profilo radiale della brillanza superficiale della galassia cui è stato sottratto il background locale. La regione di estrazione è stata selezionata a partire dal mosaico corretto per l'exposure map. In giallo sono riportati i punti relativi al settore ovest (in verde nella Figura 5.7), mentre in blu sono riportati i punti relativi al settore est (in bianco nella Figura 5.7).

Capitolo 6

Interpretazione dei risultati

Nell’ottica di comprendere la natura dell’emissione galattica alle alte energie, si è indagata la correlazione che intercorre tra la luminosità X e lo SFR. Come visto nella Sottosezione 2.2.2 è infatti possibile definire una relazione tra queste due quantità andando a considerare l’emissione X di sistemi HMXB. Partendo quindi dallo SFR stimato dallo studio dell’emissione $H\alpha$ della galassia, pari a $5.06M_{\odot}/yr$ (Vulcani et al. 2018) è stata calcolata la luminosità X attesa utilizzando la relazione (Mineo et al. 2014):

$$L_{X,0.5-10keV} = 7.6 \cdot 10^{39} SFR = 3.83 \cdot 10^{40} \text{ [erg/s]} \quad (6.1)$$

dove $L_{X,0.5-10keV}$ rappresenta l’emissione X diffusa totale della galassia. Nel nostro caso in particolare, si è scelto di assumere come funzione di massa iniziale, (IMF), quella di Chabrier, una funzione che descrive il numero di stelle per unità di volume (n), caratterizzate da una certa massa M , e che è definita come (Chabrier 2003):

$$\frac{dn}{d\log M} \propto M^{-m} \quad (6.2)$$

dove $m = 1.35$ nell’intervallo $1 < M < 100M_{\odot}$, mentre $m = 0.3$ tra $0.5 < M < 1M_{\odot}$ e $m = -0.3$ per $0.1 < M < 0.5M_{\odot}$.

Confrontando il risultato ottenuto nell’equazione 6.1 con la luminosità X relativa alla componente galattica ricavata dai modelli e riportata per ciascun caso in Tabella 5.7, è possibile osservare una discrepanza di circa un ordine di grandezza; la luminosità X misurata dai modelli risulta infatti essere pari a $2 - 5 \times 10^{41}$ erg/s. Per questo motivo, la sola formazione stellare di JO201 non è in grado di descrivere l’emissione X totale di JO201 e deve essere presente un ulteriore contributo legato al fenomeno di ram pressure stripping in corso.

Dai risultati ottenuti nella Sezione 5.4 non è tuttavia possibile individuare con certezza la natura di tale contributo all’emissione X totale, perché dal punto di vista

statistico tutti e tre gli scenari testati risultano essere validi. Possiamo tuttavia elaborare le seguenti considerazioni, andando ad associare ad ogni modello testato uno degli scenari ipotizzati nella Sezione 3.4.

6.1 Stripping dell’alone di gas caldo

Come visto nella Sezione 5.4, il modello **tbabs(apec+apec)** è la somma di una componente descrittiva dell’emissione dell’ICM lungo la linea di vista e di una componente galattica, descrittiva di un gas che emette ad una sola temperatura. Tale modello è in grado di rappresentare in prima approssimazione lo scenario secondo cui l’emissione X diffusa è dovuta allo stripping dell’alone di gas caldo che circonda la galassia. Esso misura sia un valore di chi quadro ridotto pari a $\chi_R^2 = 0.9187$ che, come visto nella Sezione 5.4, rientra in un intervallo di confidenza del 68%, sia un valore di temperatura pari a $kT=0.79_{-0.08}^{+0.08}$ keV, che risulta ragionevole per l’emissione X di una galassia. Il valore di metallicità trovato invece, $Z = 0.08_{-0.04}^{+0.08} Z_\odot$, è più basso di quello dell’ICM e ciò è probabilmente dovuto al fatto che con la statistica di cui disponiamo non è possibile stimare il valore reale di tale parametro.

Sulla base di questi risultati lo scenario dello stripping dell’alone di gas caldo non è confutabile. Tuttavia, numerose simulazioni (Bekki 2009, Bahé et al. 2013, Vijayaraghavan e Milton Ricker 2015) hanno dimostrato che nella maggior parte delle galassie, questo alone viene rimosso dal processo di ram pressure stripping ancora prima che esse raggiungano il raggio viriale dell’ammasso. Durante il processo di formazione degli ammassi di galassie infatti, si genera uno shock dovuto all’impatto tra il gas che ha raggiunto l’equilibrio idrostatico nelle regioni centrali della buca di potenziale e il gas che continua a collassare a velocità supersoniche nelle regioni periferiche della buca. Questo shock si propaga verso l’esterno e dalle simulazioni risulta che arrivi ad estendersi fino ad una distanza pari a circa il doppio del raggio viriale (Zinger et al. 2018). Le galassie quindi, attraversando questa regione nel loro moto di caduta nella buca di potenziale del cluster, sono esposte a meccanismi di stripping in grado di rimuovere il gas dalle regioni gravitazionalmente meno legate, come appunto l’alone. In Figura 6.1 viene rappresentato il risultato ottenuto da simulazioni, relativo alla quantità di gas contenuta nell’alone in funzione della distanza rispetto al centro del cluster in unità di raggio viriale (Zinger et al. 2018). A conferma di questo scenario, sono state osservate in regioni oltre il raggio viriale, numerose galassie la cui formazione stellare è stata soppressa (Balogh et al. 2000, Verdugo et al. 2008). La causa di questa soppressione risiede nel fatto che la rimozione dell’alone fa sì che non vi sia più gas in grado di raffreddarsi ed di depositarsi sulla galassia; per questo motivo, una volta esaurito, il gas nel disco non può più essere sostituito e si assiste ad un fenomeno di arresto della formazione stellare,

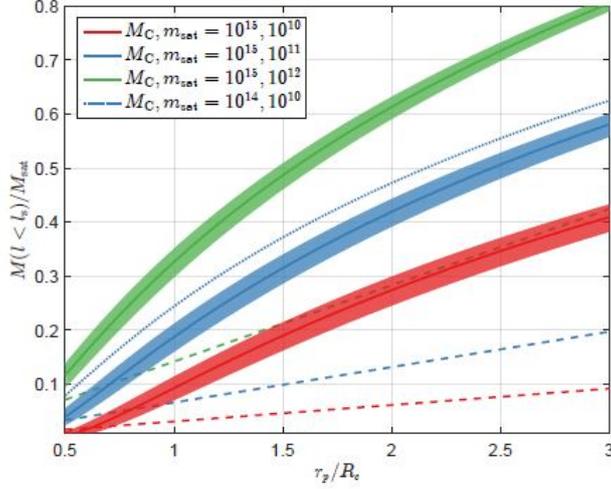


Figura 6.1: Massa di gas contenuta nell’alone in funzione della distanza dal centro del cluster espressa in unità di raggio viriale. I diversi colori indicano galassie caratterizzate da masse diverse, m_{sat} , e collocate in ammassi di massa $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ [Zinger et al. 2018].

che prende il nome di *starvation*.

L’elevata velocità di JO201, unita al fatto che lo stripping nel disco è già in uno stadio avanzato (Sezione 3.3.2), inducono ad ipotizzare che la galassia sia già stata privata dell’alone.

6.2 Riscaldamento dell’ISM o raffreddamento dell’ICM?

Anche gli altri due modelli testati sono costituiti dalla somma di una componente **apec**, che tiene conto dell’emissione dell’ICM lungo la linea di vista, e di una componente **cemekl** o **mkcflow**, che rappresenta l’emissione galattica.

Il modello **tbabs(apec+cemekl)** descrive l’emissione da parte di un gas a più temperature e a più fasi; esso potrebbe essere associato a tutti e tre gli scenari proposti, ovvero sia a quello secondo cui l’ISM viene scaldato dall’interazione con l’ICM attraverso shock o conduzione termica, sia a quello secondo cui l’ICM si sta raffreddando sulla galassia, sia a quello secondo cui è in corso lo stripping dell’alone, in quanto potremmo comunque aspettarci la presenza di un gas multifase generato dal rimescolamento dell’ICM con il gas dell’alone stesso. Come riportato

in Tabella 5.7, per utilizzare questo modello è stato necessario fissare la metallicità e la temperatura massima ai valori dell'ICM. Il risultato del chi quadro ridotto ottenuto è $\chi_R^2 = 0.8492$, che rientra nell'intervallo di confidenza pari al 68 % (Sezione 5.4).

Il secondo modello invece, **tbabs(apec+mkcflow)**, riproduce l'emissione di un gas che si sta raffreddando ed è in grado quindi di descrivere il raffreddamento dell'ICM sulla galassia. Nell'utilizzarlo per eseguire il fit degli spettri, si è provato sia a tenere fissata la metallicità ai valori trovati per l'ICM, sia a lasciarla libera. In entrambi i casi sono stati individuati valori di temperatura minima corrispondenti al minimo valore misurabile dal modello ($kT_{min}=0.08^{+0.27}_{-0.08}$), mentre i valori di temperatura massima e il tasso di massa raffreddata sono in accordo entro gli errori e sono pari a $kT = 1.2^{+0.4}_{-0.2}$ keV e $\dot{M} = 1.7^{+0.4}_{-0.6}$ M_\odot/yr nel caso in cui la metallicità sia tenuta fissata, e a $kT = 1.1^{+0.5}_{-0.2}$ keV e $\dot{M} = 2.1^{+3.5}_{-1.1}$ M_\odot/yr nel caso in cui sia tenuta libera. Per quanto riguarda l'abbondanza rilevata nel secondo caso ($Z=0.13^{+0.27}_{-0.09} Z_\odot$), essa risulta essere più bassa di quella dell'ICM, segno che la statistica di cui disponiamo non è sufficiente ad individuare il valore reale. Infine, come visto nella Sezione 5.4, entrambi i χ_R^2 rientrano nel livello di significatività pari al 68 % e risultano quindi essere validi.

Dal punto di vista statistico non è quindi possibile discernere se l'emissione X osservata sia legata al riscaldamento dell'ISM o al raffreddamento dell'ICM. Tuttavia, risultati ottenuti da altri studi di JO201 hanno messo in luce che:

- la galassia presenta un tasso di formazione stellare totale molto alto se si considera la sua massa. In particolare tale valore eccede di circa un fattore tre, quello stimato per oggetti simili collocati in regioni di campo (Bellhouse et al. 2019);
- nella regione del disco della galassia, si è osservato un'alta frazione di gas molecolare che supera di 4-5 volte quello misurato in galassie di simile massa. Rapportando questo valore alla frazione di gas neutro si è trovato un valore che eccede di un ordine di grandezza quello trovato in galassie a spirale normali (Moretti et al. 2020).

Per giustificare quest'ultima osservazione, rilevata anche in altre galassie Jellyfish, si è ipotizzato che l'alta frazione di gas molecolare sia dovuta alla conversione di HI in H_2 a seguito delle compressioni del gas generate dalla ram pressure (Moretti et al. 2020). Tuttavia, dall'analisi X condotta in questa tesi è emerso che nel caso del modello **tbabs(apec+mkcflow)**, la quantità di massa che si stima si raffreddi e si depositi sulla galassia è circa $\sim 1.9M_\odot/yr$ (Tabella 5.7, casi 3 e 4); pertanto, una possibile interpretazione potrebbe essere che l'ICM raffreddandosi sulla galassia fornisce gas in grado sia di incrementare la formazione stellare, sia di giustificare l'elevata frazione di gas molecolare presente nel disco. Nell'ottica di testare questo

scenario presentiamo nella sottosezione seguente una breve trattazione volta a stimare la massa di gas responsabile dell'emissione X e a confrontarla con la massa di gas che si stima si sia raffreddata sulla galassia dall'inizio del fenomeno di stripping ad oggi.

6.2.1 Stima della massa raffreddata

Per stimare la massa di gas responsabile dell'emissione X è possibile ricorrere alla relazione che lega la normalizzazione, $Norm$, dei modelli di tipo *apec* alla densità del mezzo che emette:

$$Norm = \frac{10^{-14}}{4\pi[D_A(1+z)]^2} \int n_e n_p dV \quad (6.3)$$

dove D_A è la distanza angolare della sorgente e nel nostro caso è pari a $D_A = 5.6 \cdot 10^{26}$ cm, n_e ed n_p rappresentano rispettivamente la densità numerica degli elettroni e quella dei protoni e nel caso dell'ICM sono legati dalla relazione $n_p=0.8 n_e$ (per es. Gitti et al. 2012), z è il redshift della galassia e nel nostro caso vale $z=0.04467$ e V è il volume considerato.

Utilizzando quindi il modello di emissione **tbabs·apec** su spettri estratti sottraendo come background l'ICM e mascherando l'emissione dell'AGN (CASO 2B trattato nella Sezione 5.4, riportato nella Tabella A.4, dell'Appendice A), è possibile misurare il valore della normalizzazione, e assumendo un certo volume di emissione, si può ricavare la densità per mezzo della relazione:

$$n_p = \sqrt{\frac{10^{14} \cdot Norm \cdot 4\pi \cdot [D_A(1+z)]^2}{1.2 \cdot V}} \quad (6.4)$$

Nel nostro caso il valore di normalizzazione misurato è $Norm=(1.4 \pm 0.2)10^{-4}$ e come volume si è scelto di rappresentare la coda della galassia Jellyfish con un cilindro a base ellittica. In particolare, le dimensioni dei semiassi dell'ellisse sono quelle del disco stellare (semiasse minore, $b_{min}=(10.7 \pm 0.5)$ kpc e semiasse maggiore $b_{max}=(13.3 \pm 0.5)$ kpc) mentre come altezza si sono considerati due casi: nel primo, *caso i*, si è assunto che la coda fosse lunga $l_i = 94$ kpc, ovvero quanto quella stimata da Bellhouse (2019) mediante simulazioni, nel secondo invece, *caso ii*, si è utilizzata la definizione di galassia Jellyfish, secondo cui questi oggetti presentano code estese almeno quanto il diametro del disco stellare; la lunghezza considerata è stata quindi assunta essere pari a $l_{ii} = 20$ kpc.

I volumi ottenuti nei due casi sono:

- caso i: $V_i = \pi b_{min} b_{max} l_i = (1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{69} \text{ cm}^3$;
- caso ii: $V_{ii} = \pi b_{min} b_{max} l_{ii} = (2.6 \pm 0.5) \cdot 10^{68} \text{ cm}^3$.

Inserendo questi valori nella formula 6.4 si è stimata una densità numerica di protoni pari a $n_{P,i} = 0.0064 \pm 0.0004 \text{ cm}^{-3}$ e a $n_{P,ii} = 0.014 \pm 0.002 \text{ cm}^{-3}$. Utilizzando la relazione:

$$M_{tot} = n_p \cdot V \cdot m_P \quad (6.5)$$

dove m_P è la massa del protone, ed M_{tot} è la massa del gas che sta emettendo, si trova:

- caso i: $M_{tot,i} = (6.5 \pm 1.6)10^9 M_\odot$;
- caso ii: $M_{tot,B} = (3.1 \pm 0.3)10^9 M_\odot$

I valori ottenuti devono essere confrontati con la massa che si è raffreddata nel tempo in cui la galassia è stata soggetta ad RPS. Questo tempo è stato stimato essere compreso nell'intervallo 0.6-1.2 Gyr (Bellhouse et al. 2019). Come tasso di raffreddamento si sono considerati i valori riportati per il modello 3 e il modello 4 in Tabella 5.7, ovvero rispettivamente $\dot{M}_3 = 1.7_{0.2}^{+0.4} M_\odot/\text{yr}$ e $\dot{M}_4 = 2.1_{-1.1}^{+3.5} M_\odot/\text{yr}$. Utilizzando \dot{M}_3 si è trovato:

- $M_{cool,1.2Gyr} = 2.0_{-0.2}^{+0.5} \cdot 10^9 M_\odot$;
- $M_{cool,0.6Gyr} = 1.0_{-0.1}^{+0.2} \cdot 10^9 M_\odot$.

Mentre utilizzando \dot{M}_4 si è trovato:

- $M_{cool,1.2Gyr} = 2.5_{-1.32}^{+4.2} \cdot 10^9 M_\odot$;
- $M_{cool,0.6Gyr} = 1.3_{-0.6}^{+2.1} \cdot 10^9 M_\odot$

Nei casi considerati quindi, la quantità di massa che si stima si sia raffreddata sulla galassia risulta essere consistente con la massa di gas che si stima stia emettendo in banda X. Tuttavia, calcolando il tempo di cooling (Eq. 1.8) nel caso i e ii si trova che:

$$t_{cool,i} = 8.5 \cdot 10^{10} \cdot \left(\frac{n_p}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{1/2} = (5.0 \pm 0.9)10^9 \text{ yr} \quad (6.6)$$

e

$$t_{cool,ii} = 8.5 \cdot 10^{10} \cdot \left(\frac{n_p}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{1/2} = (2.3 \pm 0.8)10^9 \text{ yr} \quad (6.7)$$

dove $kT = 1.21_{-0.06}^{+0.08} \text{ keV}$ è la temperatura rilevata utilizzando il modello **tbabs·apec** sugli spettri estratti utilizzando come background l'ICM e sottraendo l'emissione dell'AGN (caso 2B).

I valori trovati in questa trattazione sono affetti da grande incertezza, in quanto si

è assunto un volume arbitrario che potrebbe non rappresentare in modo appropriato l'estensione della coda. Queste stime, se pur approssimate, sembrano indicare che il tempo di raffreddamento sia maggiore del tempo in cui la galassia è stata soggetta al processo di ram pressure stripping e inducono quindi ad ipotizzare che il raffreddamento in corso potrebbe non essere di tipo radiativo, bensì abbia luogo a causa di processi di conduzione o di rimescolamento con l'ISM (Fielding et al. 2020).

Un'importante verifica per poter confermare o confutare questa interpretazione consisterebbe nello stimare la metallicità del mezzo che emette in X. Nel caso in cui sia l'ICM a raffreddarsi ci si aspetterebbe infatti di rilevare una metallicità dell'ordine di $0.5 Z_{\odot}$, tipica degli ammassi, mentre nel caso in cui sia l'ISM ad emettere ci si aspetterebbe di rilevare una metallicità maggiore di $1 Z_{\odot}$, caratteristica degli ambienti galattici. I dati di cui disponiamo non consentono di stimare in modo preciso tale parametro e dunque nel futuro potrebbero essere determinanti osservazioni più profonde della galassia JO201.

Capitolo 7

Conclusioni

Questo lavoro di tesi si colloca nell'ambito del progetto di ricerca GASP, volto ad indagare l'effetto del fenomeno di *ram pressure stripping* in un campione di 114 galassie (tra redshift $z=0.04-0.07$) caratterizzate da masse diverse e collocate in ambienti differenti. La nostra analisi in particolare, si è concentrata sullo studio dell'emissione in banda X della galassia Jellyfish JO201, uno degli oggetti più particolari del campione GASP, appartenente all'ammasso Abell 85 e caratterizzato da un moto ad alta velocità che si sviluppa quasi esclusivamente lungo la linea di vista. La nostra analisi di osservazioni Chandra ha mostrato che questa galassia presenta un'emissione diffusa in banda X la cui natura non era mai stata indagata prima d'ora. Con l'obiettivo di comprenderne l'origine abbiamo quindi condotto un'analisi spettrale utilizzando cinque osservazioni Chandra di tipo multi-chip (il cui tempo di esposizione totale ottenuto a seguito della riduzione dati è di circa 190 ks).

I passaggi principali del lavoro svolto possono essere riassunti nel seguente modo:

- è stato realizzato, dopo una prima fase di riduzione dati, un mosaico di immagini corretto per l'exposure map riportato in Figura 4.3;
- sono state indagate le proprietà medie dell'ICM alla stessa distanza della galassia rispetto al centro del cluster Abell 85, trovando un valore di temperatura $kT=7.1\pm 0.2$ keV e un valore di abbondanza $Z=0.21\pm 0.04 Z_{\odot}$. Queste proprietà sono state utilizzate per descrivere il contributo apportato dall'ICM all'emissione diffusa della galassia JO201;
- sono stati elaborati e testati tre modelli di emissione galattica: un modello rappresentate l'emissione di un gas caldo ad una sola temperatura (**apec**), un modello descrittivo dell'emissione di un gas multifase (**cemekl**) e un modello descrittivo del raffreddamento di un gas (**mkcflow**);

- è stato utilizzato il tasso di formazione stellare misurato dallo studio dell'emissione H α e pari a $5.06 M_{\odot}/\text{yr}$ (Vulcani et al. 2018), per stimare attraverso la relazione di Mineo (2014), la luminosità X totale attesa per la galassia JO201, che risulta essere pari a $3.83 \cdot 10^{40}$ erg/s.

I tre modelli utilizzati per descrivere l'emissione galattica di JO201 hanno rilevato che la luminosità X associata alla componente galattica è compresa nell'intervallo $(1.9 \pm 0.3)10^{41} < L_X < (4.5 \pm 0.4)10^{41}$ erg/s; confrontando questi valori con quelli ricavati dal tasso di formazione stellare, è possibile osservare una discrepanza, che testimonia che la sola formazione stellare non è in grado di giustificare l'emissione X diffusa di JO201. Pertanto, deve essere presente un ulteriore contributo apportato dall'interazione tra l'ICM e l'ISM. I dati di cui disponiamo non consentono però di identificare quale sia il modello di emissione più appropriato per la descrizione dell'emissione di JO201, in quanto tutti e tre quelli usati risultano statisticamente validi; per questo motivo non è possibile stabilire con certezza se l'emissione X osservata sia legata al riscaldamento dell'ISM o non piuttosto al raffreddamento dell'ICM sulla galassia. Dall'analisi di osservazioni MUSE (Bellhouse et al. 2019) e ALMA (Moretti et al. 2020), è emerso però che JO201 presenta un tasso di formazione stellare che supera di un fattore 3 quello di galassie simili, e possiede nel disco un'alta frazione di gas molecolare che supera di 4-5 volte quello misurato in galassie di uguale massa.

Alla luce di questi risultati la nostra interpretazione è che l'emissione X osservata per la galassia JO201 potrebbe essere dovuta al raffreddamento dell'ICM; tale raffreddamento causerebbe un aumento della formazione stellare e un incremento della frazione di gas molecolare contenuta nel disco. Per verificare la validità di questo scenario, abbiamo stimato la massa di gas responsabile dell'emissione X e l'abbiamo confrontata con la massa di gas che si stima si sia raffreddata sulla galassia dall'inizio del fenomeno di stripping fino ad oggi. I valori ottenuti sono compatibili tra loro e sono dell'ordine di qualche $\sim 10^9 M_{\odot}$. Abbiamo poi calcolato il tempo di raffreddamento caratteristico dell'ICM, trovando un valore compreso tra $(2.3 \pm 0.8) 10^9 < t_{cool} < (5.0 \pm 0.9) 10^9$ anni che risulta essere superiore al tempo in cui si stima che la galassia sia stata soggetta ad RPS (0.6-1.2 Gyr Bellhouse et al. 2019); queste stime, se pur approssimate e soggette a grandi incertezze, inducono ad ipotizzare che il raffreddamento potrebbe non essere di tipo radiativo, bensì potrebbe essere legato a processi di conduzione e rimescolamento tra ICM e ISM.

Una verifica cruciale per confutare o confermare questo scenario, è quella di studiare in modo approfondito la metallicità del gas responsabile dell'emissione X, in quanto nel caso in cui sia l'ICM a raffreddarsi ci si aspetterebbe di rilevare una metallicità dell'ordine di $0.5 Z_{\odot}$, mentre nel caso in cui sia l'ISM a riscaldarsi ci si aspetterebbe di rilevare una metallicità maggiore di $1 Z_{\odot}$. I dati di cui disponevamo

in questa analisi non ci hanno consentito tuttavia, di condurre questo tipo di studio, pertanto osservazioni più profonde di JO201 unite allo studio di altre galassie Jellyfish del campione GASP caratterizzate da emissione X diffusa, potrebbero costituire un importante tassello per la comprensione dell'interazione cui ICM e ISM sono soggetti durante i processi di *ram pressure stripping*.

Appendice A

Modelli per l'emissione galattica

In questa Appendice si riportano tutti i modelli utilizzati per rappresentare l'emissione della galassia nelle due regioni di estrazione, ovvero in quella ottenuta utilizzando i contorni dell' $H\alpha$ (Figura 5.4), e in quella ottenuta utilizzando la maschera relativa al disco stellare (Figura 5.6). I casi riportati nei titoli delle varie sottosezioni fanno riferimento a quelli trattati nella Sezione 5.4. Le unità di misura riportate sono: keV per la temperatura, T , Z_{\odot} per l'abbondanza, Z , M_{\odot}/yr per \dot{M} , $erg\ s^{-1}cm^{-2}$ per il flusso, F , e $erg\ s^{-1}$ per la luminosità, L . Il flusso e la luminosità riportati sono relativi alla sola componente galattica e sono stati calcolati nella banda 2.0-10 keV.

A.1 Maschera dell' $H\alpha$

A.1.1 CASO 1A

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1a) model tbabs*(apec+pow)	$kT = 0.81_{-0.08}^{+0.13}$, $Z = 0.03_{-0.01}^{+0.03}$, $\Gamma = 1.3_{-0.3}^{+0.3}$ $L = (4.1_{-0.3}^{+0.3})10^{40}$, $F = (7.8_{-0.6}^{+0.6})10^{-15}$	$\chi^2 = 57.02$, dof=56 $\chi_R^2 = 1.018$
2a) $Z = 1.0$ (Fissato)	$kT = 0.80_{-0.06}^{+0.05}$, $\Gamma = 2.0_{-0.1}^{+0.1}$, $L = (5.6_{-1.0}^{+1.0})10^{39}$, $F = (1.03_{-0.18}^{+0.18})10^{-15}$	$\chi^2 = 61.84$, dof=57 $\chi_R^2 = 1.085$

3a) Z= 0.8 (Fissato)	$kT = 0.80_{-0.05}^{+0.05}$, $\Gamma = 2.0_{-0.1}^{+0.1}$ $L = (6.0_{-1.0}^{+1.0})10^{39}$, $F = (1.1_{-0.2}^{+0.2})10^{-15}$	$\chi^2 = 61.76$, dof=57 $\chi_R^2 = 1.083$
4a) Z= 1.2 (Fissato)	$kT = 0.80_{-0.06}^{+0.06}$, $\Gamma = 2.0_{-0.1}^{+0.1}$ $L = (5.3_{-0.9}^{+0.9})10^{39}$, $F = (9.7_{-1.7}^{+1.7})10^{-16}$	$\chi^2 = 61.89$, dof=57 $\chi_R^2 = 1.086$
5a) $\Gamma = 1.6$ (Fissato)	$kT = 0.79_{-0.06}^{+0.06}$, $Z = 0.05_{-0.02}^{+0.03}$ $L = (2.7_{-0.3}^{+0.3})10^{39}$, $F = (5.1_{-0.5}^{+0.5})10^{-15}$	$\chi^2 = 57.73$, dof=57 $\chi_R^2 = 1.013$
6a) model tbabs*(apec+apec+pow)	$kT = 1.0_{-0.1}^{+0.2}$, $Z = 5.0_{-48}^{ul}$, $\Gamma = 4.2_{-0.5}^{+0.5}$ $L = (4.1_{-1.4}^{+1.4})10^{39}$, $F = (7.3_{-2.5}^{+2.5})10^{-16}$	$\chi^2 = 53.34$, dof=53 $\chi_R^2 = 1.006$
7a) Z= 1.0 (Fissato)	$kT = 1.0_{-0.1}^{+0.2}$, $\Gamma = 4.2_{-0.5}^{+0.6}$ $L = (5.7_{-1.8}^{+1.8})10^{39}$, $F = (1.0_{-0.3}^{+0.3})10^{-15}$	$\chi^2 = 53.53$, dof=54 $\chi_R^2 = 0.9913$
8a) Z= 0.8 (Fissato)	$kT = 1.0_{-0.1}^{+0.2}$, $\Gamma = 4.3_{-0.5}^{+0.6}$ $L = (6.2_{-1.9}^{+1.9})10^{39}$, $F = (1.1_{-0.3}^{+0.3})10^{-15}$	$\chi^2 = 53.59$, dof=54 $\chi_R^2 = 0.9924$
9a) Z= 1.2 (Fissato)	$kT = 1.02_{-0.11}^{+0.19}$, $\Gamma = 4.2_{-0.5}^{+0.6}$ $L = (5.4_{-1.7}^{+1.7})10^{39}$, $F = (9.8_{-3.1}^{+3.1})10^{-16}$	$\chi^2 = 53.49$, dof=54 $\chi_R^2 = 0.9906$
10a) $\Gamma = 1.6$ (Fissato)	$kT = 0.79_{-0.07}^{+0.06}$, $Z = 0.06_{-0.02}^{+0.03}$ $L = (2.7_{-0.3}^{+0.3})10^{40}$, $F = (5.0_{-0.5}^{+0.5})10^{-15}$	$\chi^2 = 57.96$, dof=54 $\chi_R^2 = 1.073$
11a) model tbabs*(apec+cemekl+pow)	$kT = 2.6_{-1.5}^{+10.2}$, $\alpha = 0.01_{-0.01}^{+0.62}$, $Z = 0.10_{-0.06}^{+0.2}$, $\Gamma = 0.67_{-1.26}^{+1.38}$ $L = (1.24_{-0.7}^{+0.7})10^{41}$, $F = (2.5_{-0.1}^{+0.1})10^{-14}$	$\chi^2 = 50.89$, dof=52 $\chi_R^2 = 0.9787$
12a) $kT_{MAX} = 7.1$ e Z=1.0 (fissati)	$\alpha = 0.01_{-0.01}^{+0.3}$, $\Gamma = 3.6_{-1.3}^{+0.7}$ $L = (5.7_{-0.8}^{+0.8})10^{40}$, $F = (1.17_{-0.17}^{+0.17})10^{-14}$	$\chi^2 = 51.71$, dof=54 $\chi_R^2 = 0.9576$
13a) $kT_{MAX} = 7.1$ e Z=0.8 (fissati)	$\alpha = 0.01_{-0.01}^{+0.54}$, $\Gamma = 2.3_{-1.9}^{+2.6}$ $L = (8.3_{-0.8}^{+0.8})10^{40}$ erg/s, $F = (1.7_{-0.2}^{+0.2})10^{-14}$	$\chi^2 = 53.16$, dof=54 $\chi_R^2 = 0.9845$
14a) $kT_{MAX} = 7.1$ e Z=1.2 (fissati)	$\alpha = 0.01_{-0.01}^{+0.39}$, $\Gamma = 3.5_{-1.3}^{+0.7}$ $L = (5.2_{-0.8}^{+0.8})10^{40}$, $F = (1.1_{-0.2}^{+0.2})10^{-14}$	$\chi^2 = 51.58$, dof=54 $\chi_R^2 = 0.9552$
15a) $kT_{MAX} = 7.1$ (fissato)	$\alpha = 0.01_{-0.01}^{+0.21}$, $\Gamma = 0.28_{-1.5}^{+1.2}$ $L = (2.88_{-0.14}^{+0.14})10^{41}$, $F = (6.0_{-0.3}^{+0.3})10^{-14}$ $Z = 0.18_{-0.07}^{+0.11}$	$\chi^2 = 51.2$, dof=53 $\chi_R^2 = 0.966$

Tabella A.1: Modelli applicati per descrivere l'emissione della galassia nella regione corrispondente all'emissione dell' $H\alpha$ (CASO 1A).

A.1.2 CASO 1B

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1b) model tbabs*apec	kT= 2.4, Z= 0.08,	$\chi^2 = 119.70$, dof=52 $\chi_R^2 > 2$
2b) Z=1.0(fissato)	kT= 3.7	$\chi^2 = 145.70$, dof=53 $\chi_R^2 > 2$
3b) Z=0.8(fissato)	kT= 3.5	$\chi^2 = 140.76$, dof=53 $\chi_R^2 > 2$
4b) Z=1.2(fissato)	kT= 3.9	$\chi^2 = 150.13$, dof=53 $\chi_R^2 > 2$
5b) model tbabs*(apec+apec)	kT= $0.79^{+0.11}_{-0.08}$, Z= $0.07^{+0.05}_{-0.03}$ F= $(3.4^{+0.4}_{-0.4})10^{-15}$ L= $(2.0^{+0.2}_{-0.2})10^{40}$	$\chi^2 = 57.02$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.164$
6b) Z=1.0 (fissato)	kT= $0.93^{+0.05}_{-0.16}$, F= $(1.8^{+0.2}_{-0.2})10^{-15}$ L= $(10.0^{+1.0}_{-1.0})10^{40}$	$\chi^2 = 66.66$, dof=50 $\chi_R^2 = 1.333$
7b) Z=0.8 (fissato)	kT= $0.94^{+0.05}_{-0.05}$, F= $(2.0^{+0.3}_{-0.3})10^{-15}$ L= $(1.7^{+0.2}_{-0.2})10^{40}$	$\chi^2 = 66.21$, dof=50 $\chi_R^2 = 1.324$
8b) Z=1.2 (fissato)	kT= $0.93^{+0.05}_{-0.16}$, F= $(1.7^{+0.2}_{-0.2})10^{-15}$ L= $(9.2^{+1.3}_{-1.2})10^{39}$	$\chi^2 = 67.12$, dof=50 $\chi_R^2 = 1.342$
9b) model tbabs*(apec+cemekl)	kT= $0.9^{+0.3}_{-0.3}$, $\alpha = 0.016^{+3.909}_{-0.017}$, Z= $0.06^{+0.05}_{-0.02}$ F= $(2.9^{+0.3}_{-0.3})10^{-15}$ L= $(1.6^{+0.2}_{-0.2})10^{40}$	$\chi^2 = 54.67$, dof=48 $\chi_R^2 = 1.139$
10b) $kT_{MAX} = 7.1\text{keV}$ (fissato)	$\alpha = 0.01^{+0.27}_{-0.01}$, Z= $0.4^{+0.5}_{-0.2}$ F= $(2.7^{+0.2}_{-0.2})10^{-14}$ L= $(1.3^{+0.1}_{-0.1})10^{41}$	$\chi^2 = 53.57$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.093$

11b) Z=1.0 (fissato)	$kT = 5.85_{-3.82}^{+19.1}$, $\alpha = 0.13_{-0.12}^{+0.26}$	$\chi^2 = 54.75$, dof=49
	$F = (1.49_{-0.15}^{+0.15})10^{-14}$ $L = (7.3_{-0.8}^{+0.8})10^{40}$	$\chi_R^2 = 1.117$
12b) Z=0.8 (fissato)	$kT = 5.8075$, $\alpha = 0.10_{-0.10}^{+0.2}$	$\chi^2 = 54.38$, dof=49
	$F = (1.60_{-0.16}^{+0.16})10^{-14}$ $L = (7.9_{-0.8}^{+0.8})10^{40}$	$\chi_R^2 = 1.110$
13b) Z=1.2 (fissato)	$kT = 5.58$, $\alpha = 0.12_{-0.12}^{+0.36}$	$\chi^2 = 55.05$, dof=49
	$F = (1.33_{-0.14}^{+0.14})10^{-14}$ $L = (6.5_{-0.78}^{+0.7})10^{40}$	$\chi_R^2 = 1.124$
14b) Z=1.0 e $kT_{MAX} = 7.1$ (fissati)	$\alpha = 0.13_{-0.13}^{+0.27}$	$\chi^2 = 54.78$, dof=50
	$F = (1.82_{-0.18}^{+0.18})10^{-14}$ $L = (8.9_{-0.9}^{+0.9})10^{40}$	$\chi_R^2 = 1.096$

Tabella A.2: Modelli applicati per descrivere l'emissione della galassia nella regione corrispondente all'emissione dell'H α escludendo l'emissione dell'AGN (CASO 1B).

A.1.3 CASO 2A

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1c) model tbabs*(apec+pow)	$kT = 0.81_{+0.09}^{-0.06}$, $Z = 0.03_{+0.02}^{-0.01}$, $\Gamma = 0.8_{+0.5}^{-0.5}$	$\chi^2 = 53.47$, dof=56
	$F = (8.0_{+0.6}^{-0.6})10^{-15}$ $L = (4.2_{+0.3}^{-0.3})10^{40}$	$\chi_R^2 = 0.9548$
2c) Z=1.0 (fissato)	$kT = 0.80_{+0.04}^{-0.05}$, $\Gamma = 2.22_{+0.17}^{-0.16}$	$\chi^2 = 60.06$, dof=57
	$F = (1.05_{+0.18}^{-0.18})10^{-15}$ $L = (5.8_{+0.9}^{-0.9})10^{39}$	$\chi_R^2 = 1.054$
3c) Z=0.8 (fissato)	$kT = 0.80_{+0.06}^{-0.05}$, $\Gamma = 2.21_{+0.17}^{-0.16}$	$\chi^2 = 60.02$, dof=57
	$F = (1.13_{+0.19}^{-0.19})10^{-15}$ $L = (6.1_{+1.0}^{-1.0})10^{39}$	$\chi_R^2 = 1.053$
4c) Z=1.2 (fissato)	$kT = 0.80_{+0.04}^{-0.06}$, $\Gamma = 2.23_{+0.17}^{-0.16}$	$\chi^2 = 60.09$, dof=57
	$F = (10.0_{+1.7}^{-1.7})10^{-16}$ $L = (5.5_{+0.9}^{-0.9})10^{38}$	$\chi_R^2 = 1.054$
5c) $\Gamma=2.0$ (fissato)	$kT = 0.80_{+0.05}^{-0.06}$, $Z = 0.12_{+0.13}^{-0.05}$	$\chi^2 = 58.57$, dof=57
	$F = (3.2_{+0.4}^{-0.4})10^{-15}$ $L = (1.7_{+0.2}^{-0.2})10^{39}$	$\chi_R^2 = 1.028$

6c) $\Gamma=2.0$ e $Z=1.0$ (fissati)	$kT=0.80_{+0.05}^{-0.05}$, $F=(1.26_{+0.18}^{-0.18})10^{-15}$ $L=(6.9_{+0.9}^{-0.9})10^{39}$	$\chi^2 = 62.07$, dof=58 $\chi_R^2 = 1.070$
7c) model tbabs*(pow+cemekl)	$\alpha = 0.01_{+0.56}^{-0.01}$, $kT=2.2_{+0.5}^{-0.9}$, $Z=0.10_{+0.16}^{-0.06}$, $\Gamma = 0.3_{+0.8}^{-1.8}$ $F=(1.83_{+0.17}^{-0.17})10^{-14}$ $L=(9.2_{+0.6}^{-0.6})10^{40}$	$\chi^2 = 47.93$, dof=56 $\chi_R^2 = 0.8715$
8c) $kT_{MAX} = 7.1$ (fissato)	$\alpha = 0.01_{+0.15}^{-0.01}$, $Z=0.30_{+0.13}^{-0.05}$, $\Gamma = -0.99_{+1.6}^{-1.21}$ $F=(4.3_{+0.3}^{-0.3})10^{-14}$ $L=/$	$\chi^2 = 49.55$, dof=56 $\chi_R^2 = 0.8849$
9c) $kT_{MAX} = 7.1$ e $\Gamma = 2.0$ (fissati)	$\alpha = 0.011_{+0.24}^{-0.011}$, $Z=1.88_{-1.88}^{-0.5}$, $F=(1.27_{+0.14}^{-0.14})10^{-14}$ $L=(6.3_{+0.7}^{-0.7})10^{40}$,	$\chi^2 = 52.97$, dof=57 $\chi_R^2 = 0.9296$
10c) $Z = 1.0$ (fissato)	$\alpha = 0.01_{+0.4}^{-0.01}$, $kT=3.0_{+13.0}^{-2.0}$, $\Gamma = 1.9_{+0.3}^{-0.3}$ $F=(8.8_{+0.9}^{-0.9})10^{-15}$ $L=(4.4_{+0.5}^{-0.5})10^{40}$	$\chi^2 = 52.74$, dof=56 $\chi_R^2 = 0.9417$
11c) $Z = 0.8$ (fissato)	$\alpha = 0.01_{+0.36}^{-0.01}$, $kT=3.44_{+5.0}^{-2.09}$, $\Gamma = 1.9_{+0.2}^{-0.5}$ $F=(0.4_{+1.0}^{-1.0})10^{-15}$ $L=(4.7_{+0.5}^{-0.5})10^{40}$	$\chi^2 = 52.62$, dof=56 $\chi_R^2 = 0.9397$
12c) $Z = 1.2$ (fissato)	$\alpha = 0.01_{+0.37}^{-0.01}$, $kT=3.1_{+1.9}^{-1.9}$, $\Gamma = 1.9_{+0.2}^{-0.2}$ $F=(6.4_{+0.7}^{-0.7})10^{-15}$ $L=(3.3_{+0.4}^{-0.4})10^{40}$	$\chi^2 = 52.81$, dof=56 $\chi_R^2 = 0.9430$
13c) $Z = 1.0$ $kT = 7.1$ (fissati)	$\alpha = 0.01_{+0.2}^{-0.01}$, $\Gamma = 1.9_{+0.3}^{-0.3}$ $F=(1.77_{+0.17}^{-0.17})10^{-14}$ $L=/$,	$\chi^2 = 52.94$, dof=57 $\chi_R^2 = 0.9287$

Tabella A.3: Modelli applicati per descrivere l'emissione della galassia nella regione corrispondente all'emissione dell' $H\alpha$, utilizzando come background l'ICM ed includendo l'AGN (CASO 2A).

A.1.4 CASO 2B

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1d) model tbabs*apec	$kT = 1.21_{+0.08}^{-0.06}$, $Z = 0.05_{+0.03}^{-0.01}$, $F = (1.68_{+0.12}^{-0.12})10^{-14}$ $L = (8.6_{+0.6}^{-0.6})10^{40}$	$\chi^2 = 66.98$, dof=52 $\chi_R^2 = 1.288$
2d) $Z=1.0$ (fissato)		$\chi^2 > 2$,
3d) model tbabs*cemekl	$\alpha = 0.01_{+0.28}^{-0.01}$, $kT = 10.9_{+9.4}^{-4.2}$ $F = (4.7_{+0.3}^{-0.3})10^{-14}$, $L = (2.22_{+0.14}^{-0.14})10^{41}$ $Z = 0.32_{0.32}^{-0.11}$	$\chi^2 = 56.71$, dof=51 $\chi_R^2 = 1.112$
4d) $kT_{MAX} = 7.1$ (fissato)	$\alpha = 0.104_{+0.277}^{-0.103}$, $Z = 0.28_{0.24}^{-0.09}$ $F = (4.1_{+0.3}^{-0.3})10^{-14}$, $L = (2.98_{+0.13}^{-0.13})10^{41}$	$\chi^2 = 57.53$, dof=52 $\chi_R^2 = 1.106$
5d) $Z = 1.0$ (fissato)	$\alpha = 0.3_{+0.2}^{-0.2}$, $kT = 14.4_{+17.09}^{-5.7}$ $F = (5.6_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L = (2.64_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 59.14$, dof=52 $\chi_R^2 = 1.137$
6d) $Z = 1.0$ e $kT_{MAX} = 7.1$ (fissati)	$\alpha = 0.64_{+0.09}^{-0.08}$, $F = (4.6_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L = (2.2_{+0.2}^{-0.2})10^{41}$	$\chi^2 = 62.42$, dof=53 $\chi_R^2 = 1.178$

Tabella A.4: Modelli applicati per descrivere l'emissione della galassia nella regione corrispondente all'emissione dell' $H\alpha$, utilizzando come background l'ICM ed escludendo l'AGN (CASO 2B).

A.1.5 Modelli per il raffreddamento dell'ICM, testati per il CASO 1B

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1e) model mkcflow kT _{MAX} =7.1 (fissato)	$kT_{min} = 0.08_{0.08}^{+0.17}$ $Z=0.51_{-0.14}^{+0.19}$ $F=(7.3_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(3.50_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 69.27$, dof=51 $\chi_R^2 = 1.332$
2e) kT _{MAX} =7.1 kT _{MIN} =0.8 (fissati)	$Z=0.48_{-0.15}^{+0.19}$ $F=(7.6_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(1.22_{+0.09}^{-0.09})10^{41}$	$\chi^2 = 91.23$, dof=53 $\chi_R^2 = 1.721$
3e) model tbabs*mkcflow kT _{MAX} =7.1(fissato)	$kT_{min} = 0.08_{0.08}^{+0.16}$ $Z=0.6_{-0.2}^{+0.2}$ $F=(7.5_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(3.59_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 72.82$, dof=52 $\chi_R^2 = 1.400$
4e) kT _{MAX} =7.1 kT _{MIN} =0.8 (fissati)	$Z=0.5_{-0.2}^{+0.2}$ $F=(7.8_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(3.73_{+0.18}^{-0.18})10^{41}$	$\chi^2 = 97.79$, dof=53 $\chi_R^2 = 1.845$
5e) model tbabs*(mkcflow+pow) kT _{MAX} =7.1 e $\Gamma = 1.6$ (fissati)	$kT_{min} = 0.08_{0.08}^{+0.17}$, $Z=0.8_{-0.2}^{+0.3}$ $F=(6.5_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(3.14_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 71.15$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.451$
6e) kT _{MAX} =7.1 e $\Gamma = 1.9$ (fissati)	$kT_{min} = 0.08_{0.08}^{+0.17}$ $Z=0.8_{-0.2}^{+0.3}$ $F=(5.9_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(2.86_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 70.88$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.446$
7e) T _{MAX} =7.1e $\Gamma = 1.75$ (fissati)	$kT_{min} = 0.08_{0.08}^{+0.17}$ $Z=0.8_{-0.2}^{+0.3}$ $F=(6.2_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(2.99_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 71.19$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.453$
8e) lasciando tutto libero	$kT_{min} = 0.12_{-0.12}^{+0.29}$ $Z=0.14_{-0.08}^{+0.21}$ $kT_{MAX}=1.8_{-1.2}^{+0.7}$ $\Gamma = 1.1_{-0.06}^{+0.6}$ $F=(1.4_{+0.1}^{-0.1})10^{-14}$, $L=(7.3_{+0.15}^{-0.5})10^{40}$	$\chi^2 = 52.54$, dof=47 $\chi_R^2 = 1.118$
9e) Z=0.21 (fissato)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.29}$, $kT_{max} = 1.5_{-0.4}^{+0.9}$ $\dot{M} = 1.7_{-0.4}^{+0.4}$ $\Gamma = 1.6_{-0.7}^{+0.2}$ $F=(6.5_{-0.7}^{+0.7})10^{-15}$, $L=(3.4_{+0.4}^{-0.4})10^{40}$	$\chi^2 = 52.73$, dof=48 $\chi_R^2 = 1.098$

10e) Z=1.0 (fissato)	$kT_{min} = 0.09_{-0.09}^{+0.31}$ $kT_{max} = 1.4_{-0.4}^{+0.2}$ $\dot{M} = 0.9_{-0.2}^{+0.4}$ $\Gamma = 1.89_{-0.13}^{+0.20}$ $F=(2.3_{-0.4}^{+0.4})10^{-15}$, $L=(1.2_{+0.2}^{-0.2})10^{40}$	$\chi^2 = 53.93$, dof=48 $\chi_R^2 = 1.123$
11e) Z=0.7 (fissato)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.30}$, $kT_{max} = 1.4_{-0.4}^{+0.2}$ $\dot{M} = 1.04_{-0.26}^{+0.26}$ $\Gamma = 1.78_{-0.15}^{+0.14}$ $F=(3.3_{-0.5}^{+0.5})10^{-15}$, $L=(1.8_{+0.3}^{-0.3})10^{40}$	$\chi^2 = 53.61$, dof=48 $\chi_R^2 = 1.117$
12e) model tbabs*(mkcflow+apec+pow)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.30}$ $Z=5^{uc}$ $kT_{Max} = 1.4_{-0.4}^{+0.4}$ $\Gamma = 4.0_{-0.7}^{+0.6}$	$\chi^2 = 47.88$, dof=44 $\chi_R^2 = 1.088$
13e) $kT_{Max} = 7.1$ (fissato)	$kT_{min} = 0.08_{0.08}^{+0.51}$ $Z=1.6_{-1.0}^{+2.1}$ $\Gamma = 4.4_{-0.6}^{+0.7}$ $F=(1.8_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(9_{+2}^{-2})10^{40}$	$\chi^2 = 53.65$, dof=46 $\chi_R^2 = 1.166$
14e) $kT_{MAX}=7.1$ e $\Gamma = 1.6$ (fissati)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.16}$, $Z=0.8_{-0.3}^{+0.3}$ $F=(6.5_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(3.1_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 71.16$, dof=46 $\chi_R^2 = 1.547$
15e) $kT_{MAX}=7.1$ e $\Gamma = 1.9$ (fissati)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.17}$ $Z=0.8_{-0.2}^{+0.3}$ $F=(6.1_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(2.92_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 70.83$, dof=47 $\chi_R^2 = 1.507$
16e) model mkcflow+apec $kT_{MAX}=7.1$ (fissato)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.17}$ $Z=0.6_{-0.2}^{+0.2}$ $F=(6.6_{+0.4}^{-0.4})10^{-14}$, $L=(3.19_{+0.17}^{-0.17})10^{41}$	$\chi^2 = 67.78$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.383$

Tabella A.5: Modelli di emissione descrittivi del raffreddamento dell'ICM testati sulla regione corrispondente all'emissione dell' $H\alpha$ della galassia escludendo l'AGN (CASO 1B).

A.1.6 CASO 1B con aggiunta di una powerlaw

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1f) tbabs*(apec+pow)	$kT = 0.91_{-0.18}^{+0.08}$, $Z = 0.07_{-0.05}^{+1.81}$, $\Gamma = 1.4_{-0.4}^{+0.5}$	$\chi^2 = 55.65$, dof=48 $\chi_R^2 = 1.159$
2f) tbabs*(apec+apec+pow) $\Gamma = 1.6$ fissato	$kT = 0.81_{-0.08}^{+0.14}$, $Z = 0.09_{-0.04}^{+0.07}$	$\chi^2 = 55.08$, dof=46 $\chi_R^2 = 1.197$
3f) tbabs*(apec+apec+pow) $\Gamma = 1.9$ fissato	$kT = 0.82_{-0.07}^{+0.14}$, $Z = 0.19_{-0.09}^{+0.38}$	$\chi^2 = 54.66$, dof=46 $\chi_R^2 = 1.188$
4f) tbabs*(apec+cemekl+pow) xspec non calcola gli errori	$kT = 3.38$, $Z = 0.248$, $\Gamma = 0.871$	$\chi^2 = 49.8$, dof=44 $\chi_R^2 = 1.132$
5f) $kT=7.1$ fissata	$\alpha = 0.2_{-0.2}^{+0.2}$ $Z = 10_{-6.4}^{+9.4}$ $\Gamma = 3.8_{-0.9}^{+0.6}$	$\chi^2 = 46.74$, dof=45 $\chi_R^2 = 1.039$
6f) $kT=7.1$ $\Gamma = 1.8$ fissati	$\alpha = 0.01_{-0.01}^{+0.34}$ $Z = 0.9_{uncost.}$	$\chi^2 = 51.16$, dof=46 $\chi_R^2 = 1.112$

Tabella A.6: Modelli realizzati per descrivere l'emissione della galassia nella regione selezionata a partire dai contorni dell' $H\alpha$. Nonostante l'AGN sia stato escluso (CASO 1B) è stata inserita una powerlaw per rappresentare un'eventuale sua emissione residua e il contributo di sorgenti binarie.

Modello	F-value	Probabilità
5b)	0.5401	0.6573
9b)	1.0757	0.3800
10b)	1.6439	0.1798
16e)	1.1430	0.3488

Tabella A.7: Risultato dell'F-Test per verificare se l'aggiunta della powerlaw ai modelli indicati nella prima colonna (relativi alle Tabelle A.2 e A.5), consente di ottenere risultati statisticamente migliori.

A.2 Maschera disco stellare

A.2.1 CASO 1A

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1g) model tbabs*(mkcflow+pow)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.24}$, $kT_{max} = 1.1_{-0.1}^{+0.3}$ $\dot{M} = 3.8_{-1.4}^{+2.4}$ $Z=0.07_{-0.04}^{+0.16}$ $\Gamma = 1.4_{-0.7}^{+0.3}$ $L=(3.9 \pm 0.3)10^{41}$	$\chi^2 = 51.18$, dof=51 $\chi_R^2 = 1.024$
2g) $Z_{mkcf}=0.21$ (fissato)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.21}$, $kT_{max} = 1.1_{-0.2}^{+0.6}$ $\dot{M} = 2.3_{-0.4}^{+0.5}$ $\Gamma = 1.7_{-0.2}^{+0.2}$ $L=(2.3 \pm 0.3)10^{41}$	$\chi^2 = 52.04$, dof=52 $\chi_R^2 = 1.020$
3g) model tbabs*(apec+mkcflow+pow) con $Z_{mkcf}=0.21$ e $\Gamma = 1.6$	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.20}$, $kT_{max} = 1.1_{-0.1}^{+0.3}$ $\dot{M} = 2.5_{-0.7}^{+0.5}$ $L=(2.5 \pm 0.3)10^{41}$	$\chi^2 = 51.49$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.051$
4g) model tbabs*(apec+cemekl+pow) $kT=7.1$ e $\Gamma = 1.6$	$\alpha = 0.01_{-0.01}^{+0.26}$ $Z = 1.2_{-0.7}^{+3.3}$ $L=(3.4 \pm 0.3)10^{41}$	$\chi^2 = 48.64$, dof=49 $\chi_R^2 = 0.9926$

Tabella A.8: Modelli utilizzati per descrivere l'emissione della galassia nella regione corrispondente al disco stellare includendo l'AGN (CASO 1A).

A.2.2 CASO 2A

Modello	Parametri	χ^2 , dof, χ_R^2
1h) model tbabs*(mkcflow+pow)	$kT_{min} = 0.16_{-0.16}^{+0.16}$ $kT_{max} = 2.6_{-1.2}^{+1.3}$ $\dot{M} = 1.5_{-0.4}^{+1.2}$ $Z=0.16_{-0.09}^{+0.12}$ $\Gamma = 0.4_{-1.2}^{+0.9}$ $L=(5.0 \pm 0.3)10^{41}$	$\chi^2 = 36.79$, dof=45 $\chi_R^2 = 0.8175$
2h) $Z_{mkcf}=0.21$ (fissato)	$kT_{min} = 0.14_{-0.14}^{+0.17}$ $kT_{max} = 2.9_{-1.1}^{+0.7}$ $\dot{M} = 1.3_{-0.2}^{+0.3}$ $\Gamma = 0.3_{-1.3}^{+1.0}$ $L=(5.2 \pm 0.3)10^{41}$	$\chi^2 = 36.98$, dof=46 $\chi_R^2 = 0.8039$

3h) tbabs*mkcflow $Z_{mkcf}=0.21$ (fissato)	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.18}$ $kT_{max} = 6.68_{-0.9}^{+0.9}$ $\dot{M} = 0.71_{-0.05}^{+0.11}$ $L=(7.1 \pm 0.4)10^{41}$	$\chi^2 = 59.46$, dof=50 $\chi_R^2 = 1.189$
4h) tbabs*mkcflow	$kT_{min} = 0.08_{-0.08}^{+0.27}$ $kT_{max} = 7.4_{+1.3}^{-0.8}$ $Z=0.7_{-0.2}^{+0.3}$ $\dot{M} = 0.57_{-0.08}^{+0.05}$ $L=(7.2 \pm 0.4)10^{41}$	$\chi^2 = 53.2$, dof=49 $\chi_R^2 = 1.086$
5h) tbabs·(pow+apec+apec)	$kT=0.81_{-0.09}^{+0.16}$, $Z=0.11_{-0.06}^{+0.07}$ $F=(3.9\pm 0.5)\cdot 10^{-14}$, $L=(1.9 \pm 0.3)\cdot 10^{41}$	41.5, 44 0.9431
6h) tbabs·(pow+apec+cemekl) con $\Gamma = 1.6, Z=0.21$ e $kT_{MAX} = 7.1$ (fissati)	$\alpha=0.01_{-0.01}^{+0.07}$ $F=(9.6\pm 0.7)\cdot 10^{-14}$, $L=(4.6\pm 0.4)\cdot 10^{41}$	41.03 45 0.9117
7h) tbabs·(pow+apec+mkcflow) con $\Gamma = 1.6$ e $Z=0.21$ (fissati)	$kT_{min}=0.08_{-0.08}^{+0.26}$, $kT_{max}=1.4_{-0.4}^{+0.3}$ $\dot{M} = 1.5_{-0.3}^{+0.7}$ $F=(4.4\pm 0.6)\cdot 10^{-14}$, $L=(2.1 \pm 0.3)\cdot 10^{41}$	38.73, 44 0.8803
8h) tbabs·(pow+apec+mkcflow) con $\Gamma = 1.6$ (fissato)	$kT_{min}=0.08_{-0.08}^{+0.26}$, $kT_{max}=1.5_{-0.4}^{+0.4}$ $\dot{M} = 1.4_{-0.4}^{+1.8}$, $Z=0.3_{-0.2}^{+0.5}$ $F=(4.3\pm 0.5)\cdot 10^{-14}$, $L=(3.3 \pm 0.4)\cdot 10^{41}$	38.63, 43 0.89893

Tabella A.9: Modelli utilizzati per descrivere l'emissione della galassia nella regione corrispondente al disco stellare escludendo l'AGN (caso 1B).

Modello	F-value	Probabilità
1)	0.5938	0.6224
2)	0.5421	0.6450
3)	0.5074	0.6792
4)	0.0556	0.9825

Tabella A.10: Risultati dell'F-Test realizzati per verificare se l'aggiunta della powerlaw ai modelli indicati nella prima colonna (relativi alla Tabella 5.7), consente di ottenere risultati statisticamente migliori.

Appendice B

Analisi dell'AGN di JO201

Per analizzare l'emissione dell'AGN, si è proceduto estraendo spettri da una regione circolare centrata sulle coordinate di questa sorgente (RA 00 41 30.30, DEC-09 15 45.98 Poggianti et al. 2017b) e di diametro pari all'ampiezza della PSF a quella distanza dal centro del puntamento; i valori della PSF utilizzati sono riportati nella Tabella 5.5 della Sezione 5.4. Poiché i conteggi netti (ovvero i conteggi totali meno quelli del background) sono 152, si è scelto di rebinnare i dati raccogliendoli in gruppi di almeno 15-10 conteggi. I modelli testati sono:

- **tbabs · powerlaw**, dove la componente di legge di potenza è stata moltiplicata per un fattore che tiene conto dell'assorbimento dell'ISM;
- **tbabs(apec+pow)**, dove alla componente di legge di potenza è stata addizionata una componente di tipo apec i cui parametri sono stati fissati ai valori caratteristici dell'ICM trovati nella Sezione 5.3. Anche in questo caso si è poi moltiplicato il tutto per un fattore che tiene conto dell'assorbimento dell'ISM.

I risultati ottenuti sono riportati in Tabella B.1. Il chi quadro ridotto del modello 2a sembra accettabile, tuttavia il valore del photon index individuato, ovvero dell'esponente della legge di potenza, è molto alto rispetto alla norma (tipicamente assume un valore appartenente al range $1.6 < \Gamma < 1.9$ Ishibashi e Courvoisier 2010). Per questo motivo si è scelto di testare un nuovo metodo di estrazione degli spettri, secondo cui si utilizzano come background non più gli spettri estratti dal blanksky, bensì gli spettri estratti da una regione anulare che circonda l'AGN; con questa operazione si vuole sottrarre il possibile contributo all'emissione apportato sia dalla galassia stessa (in quanto come visto è presente una rilevante emissione X diffusa), sia dall'ICM lungo la linea di vista. In questo caso si è utilizzato solo il modello **tbabs*powerlaw** e risultati ottenuti sono riportati in Tabella B.2. Anche in questo caso il valore del photon index è molto maggiore della norma, per

modello	parametri	χ^2/dof , χ_R^2
bin 15	1a) tbabs·pow $\Gamma = 3.7_{-0.3}^{+0.4}$, $F=(2.7\pm 0.4)10^{-14}$ $L=(1.4\pm 0.2)10^{41}$	3.35/6 0.559
	2a) tbabs·(apec+pow) $\Gamma = 4.0_{-0.8}^{+0.5}$, $F=(2.9\pm 0.5)10^{-14}$ $L=(1.4\pm 0.2)10^{41}$	3.42/3 1.14
bin 10	3a) tbabs·pow $\Gamma = 3.3_{-0.3}^{+0.3}$, $F=(2.8\pm 0.5)10^{-14}$ $L=(1.3\pm 0.2)10^{41}$	7.51/14 0.537
	4a) tbabs·(apec+pow) $\Gamma = 4.1_{-0.8}^{+0.8}$, $F=(2.0\pm 0.4)10^{-14}$ $L=(1.1\pm 0.2)10^{41}$	5.88/11 0.534

Tabella B.1: Risultati dei modelli testati per descrivere l'emissione dell'AGN. Il flusso e la luminosità indicati sono riferiti alla sola componente di powerlaw e sono riportati rispettivamente in unità di $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ e di erg s^{-1} .

questo motivo si è provato a tenerlo fissato e in questo modo il chi quadro ridotto è migliorato; tuttavia attraverso l'F-TEST è stata ritrovato un valore di probabilità pari a 0.08 che quindi non consente di affermare che tenere fissato il photon index consenta di ottenere un miglioramento statisticamente significativo. Questo comportamento potrebbe indicare che la sorgente studiata è molto più articolata di quanto supposto e che la statistica di cui disponiamo non consenta di condurre un'analisi spettrale più approfondita. Non essendo oggetto di studio, nell'analisi condotta in questa tesi, ci si è limitati a riportare e a discutere i risultati in cui l'AGN è mascherato.

modello	parametri	$\chi^2/\text{dof},$ χ_R^2
1b) tbabs·pow	$\Gamma = 3.56_{-0.5}^{+0.5}, F=(1.7\pm 0.4)10^{-14}$ $L=(9\pm 1)10^{40}$	7.35/12, 0.612
2b) $\Gamma = 2.1$ (fissato)	$F=(1.8\pm 0.4)10^{-14}$ $L=(8\pm 1)10^{40}$	15.54/15 1.036

Tabella B.2: Risultati dei modelli utilizzati per descrivere l'emissione dell'AGN cui è stato sottratto un background locale. Il flusso e la luminosità indicati sono riferiti alla sola componente di powerlaw e sono riportati rispettivamente in unità di $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ e di erg s^{-1} . Il binnaggio utilizzato è di 10 conteggi.

Bibliografia

- Bahcall, Neta A. 1996. «Clusters and superclusters of galaxies». *arXiv e-prints*, astro-ph/9611148 (): astro-ph/9611148. arXiv: [astro-ph/9611148 \[astro-ph\]](#).
- Bahé, Yannick M., et al. 2013. «Why does the environmental influence on group and cluster galaxies extend beyond the virial radius?» 430, n. 4 (): 3017–3031. doi:[10.1093/mnras/stt109](#). arXiv: [1210.8407 \[astro-ph.CO\]](#).
- Balogh, M., J. Navarro e S. Morris. 2000. «Population Gradients in Galaxy Clusters». In *KITP Conference: Galaxy Formation and Evolution*, 36.
- Bekki, Kenji. 2009. «Ram-pressure stripping of halo gas in disc galaxies: implications for galactic star formation in different environments». 399, n. 4 (): 2221–2230. doi:[10.1111/j.1365-2966.2009.15431.x](#). arXiv: [0907.4409 \[astro-ph.CO\]](#).
- 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». *The Astrophysical Journal* 844, n. 1 (): 49. ISSN: 1538-4357. doi:[10.3847/1538-4357/aa7875](#). <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aa7875>.
- Bellhouse, Callum, et al. 2019. «GASP. XV. A MUSE view of extreme ram-pressure stripping along the line of sight: physical properties of the jellyfish galaxy JO201». 485, n. 1 (): 1157–1170. doi:[10.1093/mnras/stz460](#). arXiv: [1902.04486 \[astro-ph.GA\]](#).
- Blasi, Pasquale. 2001. «The non-thermal radiation-cluster merger connection». *Astroparticle Physics* 15, n. 2 (): 223–240. doi:[10.1016/S0927-6505\(00\)00149-3](#). arXiv: [astro-ph/0008113 \[astro-ph\]](#).
- Blasi, Pasquale, e Sergio Colafrancesco. 1999. «Cosmic rays, radio halos and non-thermal X-ray emission in clusters of galaxies». *Astroparticle Physics* 12, n. 3 (): 169–183. doi:[10.1016/S0927-6505\(99\)00079-1](#). arXiv: [astro-ph/9905122 \[astro-ph\]](#).
- Bourdin, H., et al. 2004. «Temperature map computation for X-ray clusters of galaxies». 414 (): 429–443. doi:[10.1051/0004-6361:20031662](#).

- Brunetti, Gianfranco, e Thomas W. Jones. 2014a. «Cosmic Rays in Galaxy Clusters and Their Nonthermal Emission». *International Journal of Modern Physics D* 23, n. 4, 1430007-98 (): 1430007–98. doi:[10.1142/S0218271814300079](https://doi.org/10.1142/S0218271814300079). arXiv: [1401.7519](https://arxiv.org/abs/1401.7519) [[astro-ph.CO](#)].
- . 2014b. «Cosmic Rays in Galaxy Clusters and Their Nonthermal Emission». *International Journal of Modern Physics D* 23, n. 4, 1430007-98 (): 1430007–98. doi:[10.1142/S0218271814300079](https://doi.org/10.1142/S0218271814300079). arXiv: [1401.7519](https://arxiv.org/abs/1401.7519) [[astro-ph.CO](#)].
- Cavagnolo, Kenneth W., et al. 2009. «Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters». 182, n. 1 (): 12–32. doi:[10.1088/0067-0049/182/1/12](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/12). arXiv: [0902.1802](https://arxiv.org/abs/0902.1802) [[astro-ph.CO](#)].
- Chabrier, Gilles. 2003. «Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function». 115, n. 809 (): 763–795. doi:[10.1086/376392](https://doi.org/10.1086/376392). arXiv: [astro-ph/0304382](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304382) [[astro-ph](#)].
- Condon, J. J. 1992. «Radio emission from normal galaxies.» 30 (): 575–611. doi:[10.1146/annurev.aa.30.090192.003043](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.30.090192.003043).
- Cowie, L. L., e C. F. McKee. 1977. «The evaporation of spherical clouds in a hot gas. I. Classical and saturated mass loss rates.» 211 (): 135–146. doi:[10.1086/154911](https://doi.org/10.1086/154911).
- Cowie, L. L., e A. Songaila. 1977. «Thermal evaporation of gas within galaxies by a hot intergalactic medium». 266 (): 501–503. doi:[10.1038/266501a0](https://doi.org/10.1038/266501a0).
- Croton, Darren J. 2013. «Damn You, Little h! (Or, Real-World Applications of the Hubble Constant Using Observed and Simulated Data)». 30, e052 (): e052. doi:[10.1017/pasa.2013.31](https://doi.org/10.1017/pasa.2013.31). arXiv: [1308.4150](https://arxiv.org/abs/1308.4150) [[astro-ph.CO](#)].
- De Grandi, Sabrina, e Silvano Molendi. 2001. «Metallicity Gradients in X-Ray Clusters of Galaxies». *The Astrophysical Journal* 551, n. 1 (): 153–159. doi:[10.1086/320098](https://doi.org/10.1086/320098). <https://doi.org/10.1086%2F320098>.
- Dressler, A. 1980. «Galaxy morphology in rich clusters: implications for the formation and evolution of galaxies.» 236 (): 351–365. doi:[10.1086/157753](https://doi.org/10.1086/157753).
- Durret, F., G. B. Lima Neto e W. Forman. 2005. «An XMM-Newton view of the cluster of galaxies Abell 85». 432, n. 3 (): 809–821. doi:[10.1051/0004-6361:20041666](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041666). arXiv: [astro-ph/0411527](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411527) [[astro-ph](#)].
- Ettori, Stefano. 2000. « β -model and cooling flows in X-ray clusters of galaxies». 318, n. 4 (): 1041–1046. doi:[10.1046/j.1365-8711.2000.03664.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03664.x). arXiv: [astro-ph/0005224](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0005224) [[astro-ph](#)].
- Fabian, A. C., et al. 1994. «Cooling flows and the X-ray luminosity-temperature relation for clusters.» 267 (): 779–784. doi:[10.1093/mnras/267.3.779](https://doi.org/10.1093/mnras/267.3.779).

- Fanaroff, B. L., e J. M. Riley. 1974. «The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity». 167 (): 31P–36P. doi:[10.1093/mnras/167.1.31P](https://doi.org/10.1093/mnras/167.1.31P).
- Fielding, Drummond B., et al. 2020. «Multiphase Gas and the Fractal Nature of Radiative Turbulent Mixing Layers». 894, n. 2, L24 (): L24. doi:[10.3847/2041-8213/ab8d2c](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab8d2c). arXiv: [2003.08390](https://arxiv.org/abs/2003.08390) [[astro-ph.GA](#)].
- Fujita, Yutaka, Motokazu Takizawa e Craig L. Sarazin. 2003. «Nonthermal Emissions from Particles Accelerated by Turbulence in Clusters of Galaxies». 584, n. 1 (): 190–202. doi:[10.1086/345599](https://doi.org/10.1086/345599). arXiv: [astro-ph/0210320](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210320) [[astro-ph](#)].
- Fujita, Yutaka, et al. 1999. «Is Galactic Star-Formation Activity Increased during Cluster Mergers?» 51 (): L1–L5. doi:[10.1093/pasj/51.3.L1](https://doi.org/10.1093/pasj/51.3.L1). arXiv: [astro-ph/9904386](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904386) [[astro-ph](#)].
- Gastaldello, Fabio, e Silvano Molendi. 2002. «Abundance Gradients and the Role of Supernovae in M87». 572, n. 1 (): 160–168. doi:[10.1086/340283](https://doi.org/10.1086/340283). arXiv: [astro-ph/0202095](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0202095) [[astro-ph](#)].
- Gill, Stuart P. D., Alexander Knebe e Brad K. Gibson. 2005. «The evolution of substructure - III. The outskirts of clusters». 356, n. 4 (): 1327–1332. doi:[10.1111/j.1365-2966.2004.08562.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08562.x). arXiv: [astro-ph/0404427](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0404427) [[astro-ph](#)].
- Giovanelli, R., e M. P. Haynes. 1983. «The HI extent and deficiency of spiral galaxies in the Virgo cluster.» 88 (): 881–908. doi:[10.1086/113376](https://doi.org/10.1086/113376).
- Giovannini, G., e L. Feretti. 2000. «Halo and relic sources in clusters of galaxies». 5, n. 6 (): 335–347. doi:[10.1016/S1384-1076\(00\)00034-8](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(00)00034-8). arXiv: [astro-ph/0008342](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0008342) [[astro-ph](#)].
- Gitti, Myriam, Fabrizio Brighenti e Brian R. McNamara. 2012. «Evidence for AGN Feedback in Galaxy Clusters and Groups». *Advances in Astronomy* 2012, 950641 (): 950641. doi:[10.1155/2012/950641](https://doi.org/10.1155/2012/950641). arXiv: [1109.3334](https://arxiv.org/abs/1109.3334) [[astro-ph.CO](#)].
- Gott, III, J. R., e M. J. Rees. 1975. «A theory of galaxy formation and clustering.» 45 (): 365–376.
- Govoni, Federica, e Luigina Feretti. 2004. «MAGNETIC FIELDS IN CLUSTERS OF GALAXIES». *International Journal of Modern Physics D* 13, n. 08 (): 1549–1594. ISSN: 1793-6594. doi:[10.1142/S0218271804005080](https://doi.org/10.1142/S0218271804005080). <http://dx.doi.org/10.1142/S0218271804005080>.
- Grimm, H. -J., M. Gilfanov e R. Sunyaev. 2003. «High-mass X-ray binaries as a star formation rate indicator in distant galaxies». 339, n. 3 (): 793–809. doi:[10.1046/j.1365-8711.2003.06224.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06224.x). arXiv: [astro-ph/0205371](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0205371) [[astro-ph](#)].
- Haynes, Martha P., Ricardo Giovanelli e Guido L. Chincarini. 1984. «The Influence of Environment on the H I Content of Galaxies». 22 (): 445–470. doi:[10.1146/annurev.aa.22.090184.002305](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.22.090184.002305).

- Hoekstra, Henk, et al. 2013. «Masses of Galaxy Clusters from Gravitational Lensing». *Space Science Reviews* 177, **numbers** 1-4 (): 75–118. ISSN: 1572-9672. doi:[10.1007/s11214-013-9978-5](https://doi.org/10.1007/s11214-013-9978-5). <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-013-9978-5>.
- Ichinohe, Y., et al. 2015. «The growth of the galaxy cluster Abell 85: mergers, shocks, stripping and seeding of clumping». 448, n. 3 (): 2971–2986. doi:[10.1093/mnras/stv217](https://doi.org/10.1093/mnras/stv217). arXiv: [1410.1955](https://arxiv.org/abs/1410.1955) [[astro-ph.HE](#)].
- Ishibashi, W., e T. J. -L. Courvoisier. 2010. «X-ray power law spectra in active galactic nuclei». 512, A58 (): A58. doi:[10.1051/0004-6361/200913587](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913587). arXiv: [1001.4176](https://arxiv.org/abs/1001.4176) [[astro-ph.CO](#)].
- Kellermann, K. I. 1989. «Compact Radio Sources and AGN's». In *Big Bang, Active Galactic Nuclei and Supernovae*, a cura di S. Hayakawa e K. Sato, 239.
- Kempner, Joshua C., Craig L. Sarazin e Paul M. Ricker. 2002. «Chandra Observations of A85: Merger of the South Subcluster». 579, n. 1 (): 236–246. doi:[10.1086/342748](https://doi.org/10.1086/342748). arXiv: [astro-ph/0207251](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0207251) [[astro-ph](#)].
- Kennicutt, Jr., Robert C., Peter Tamblyn e Charles E. Congdon. 1994. «Past and Future Star Formation in Disk Galaxies». 435 (): 22. doi:[10.1086/174790](https://doi.org/10.1086/174790).
- Kravtsov, Andrey V., e Stefano Borgani. 2012. «Formation of Galaxy Clusters». 50 (): 353–409. doi:[10.1146/annurev-astro-081811-125502](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125502). arXiv: [1205.5556](https://arxiv.org/abs/1205.5556) [[astro-ph.CO](#)].
- López-Cruz, O., et al. 2014. «The Brightest Cluster Galaxy in A85: The Largest Core Known So Far». 795, n. 2, L31 (): L31. doi:[10.1088/2041-8205/795/2/L31](https://doi.org/10.1088/2041-8205/795/2/L31). arXiv: [1405.7758](https://arxiv.org/abs/1405.7758) [[astro-ph.GA](#)].
- Madau, Piero, e Mark Dickinson. 2014. «Cosmic Star-Formation History». *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 52 (1): 415–486. doi:[10.1146/annurev-astro-081811-125615](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125615). eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125615>. <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125615>.
- Markevitch, Maxim, et al. 1998. «The Temperature Structure of 30 Nearby Clusters Observed with ASCA: Similarity of Temperature Profiles». 503, n. 1 (): 77–96. doi:[10.1086/305976](https://doi.org/10.1086/305976). arXiv: [astro-ph/9711289](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9711289) [[astro-ph](#)].
- McNamara, B. R., e P. E. J. Nulsen. 2007. «Heating Hot Atmospheres with Active Galactic Nuclei». 45, n. 1 (): 117–175. doi:[10.1146/annurev.astro.45.051806.110625](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110625). arXiv: [0709.2152](https://arxiv.org/abs/0709.2152) [[astro-ph](#)].
- Miley, G. K., et al. 1972. «Active Galaxies with Radio Trails in Clusters». 237, n. 5353 (): 269–272. doi:[10.1038/237269a0](https://doi.org/10.1038/237269a0).

- Mineo, S., et al. 2014. «The Radial Distribution of X-Ray Binaries and Globular Clusters in NGC 4649 and their Relation with the Local Stellar Mass Density». 780, n. 2, 132 (): 132. doi:[10.1088/0004-637X/780/2/132](https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/2/132). arXiv: [1306.6490](https://arxiv.org/abs/1306.6490) [[astro-ph.HE](#)].
- Moretti, A. et al. 2017. «OmegaWINGS: spectroscopy in the outskirts of local clusters of galaxies». *A&A* 599:A81. doi:[10.1051/0004-6361/201630030](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630030). <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630030>.
- Moretti, A., et al. 2020. *The high molecular gas content, and the efficient conversion of neutral into molecular gas, in jellyfish galaxies*. arXiv: [2006.13612](https://arxiv.org/abs/2006.13612) [[astro-ph.GA](#)].
- Navarro, Julio F., Carlos S. Frenk e Simon D. M. White. 1996. «The Structure of Cold Dark Matter Halos». 462 (): 563. doi:[10.1086/177173](https://doi.org/10.1086/177173). arXiv: [astro-ph/9508025](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9508025) [[astro-ph](#)].
- Norman, C. A. 1995. «The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium: Conference Summary». In *The Physics of the Interstellar Medium and Intergalactic Medium*, a cura di A. Ferrara et al., 80:582. Astronomical Society of the Pacific Conference Series.
- Nulsen, P. E. J. 1982. «Transport processes and the stripping of cluster galaxies.» 198 (): 1007–1016. doi:[10.1093/mnras/198.4.1007](https://doi.org/10.1093/mnras/198.4.1007).
- Owers, Matt S., et al. 2012. «SHOCKING TAILS IN THE MAJOR MERGER ABELL 2744». *The Astrophysical Journal* 750, n. 1 (): L23. doi:[10.1088/2041-8205/750/1/L23](https://doi.org/10.1088/2041-8205/750/1/L23). <https://doi.org/10.1088/2041-8205/750/1/L23>.
- Poggianti, Bianca M., et al. 2019. «GASP XXIII: A Jellyfish Galaxy as an Astrophysical Laboratory of the Baryonic Cycle». *The Astrophysical Journal* 887, n. 2 (): 155. ISSN: 1538-4357. doi:[10.3847/1538-4357/ab5224](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5224). <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab5224>.
- Poggianti, Bianca M., et al. 2017a. «GASP. I. Gas Stripping Phenomena in Galaxies with MUSE». 844, n. 1, 48 (): 48. doi:[10.3847/1538-4357/aa78ed](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa78ed). arXiv: [1704.05086](https://arxiv.org/abs/1704.05086) [[astro-ph.GA](#)].
- Poggianti, Bianca M., et al. 2017b. «Ram-pressure feeding of supermassive black holes». 548, n. 7667 (): 304–309. doi:[10.1038/nature23462](https://doi.org/10.1038/nature23462). arXiv: [1708.09036](https://arxiv.org/abs/1708.09036) [[astro-ph.GA](#)].
- Press, William H., e Paul Schechter. 1974. «Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation». 187 (): 425–438. doi:[10.1086/152650](https://doi.org/10.1086/152650).

- Rees, M. J., e J. P. Ostriker. 1977. «Cooling, dynamics and fragmentation of massive gas clouds: clues to the masses and radii of galaxies and clusters.» 179 (): 541–559. doi:[10.1093/mnras/179.4.541](https://doi.org/10.1093/mnras/179.4.541).
- Sabater, J., P. N. Best e T. M. Heckman. 2015. «Triggering optical AGN: the need for cold gas, and the indirect roles of galaxy environment and interactions». 447, n. 1 (): 110–116. doi:[10.1093/mnras/stu2429](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2429). arXiv: [1411.5031](https://arxiv.org/abs/1411.5031) [[astro-ph.GA](#)].
- Sarazin, Craig L. 1988. *X-ray emission from clusters of galaxies*.
- Schenck, David E., et al. 2014a. «X-RAY OBSERVATIONS OF COMPLEX TEMPERATURE STRUCTURE IN THE COOL-CORE CLUSTER A85». *The Astronomical Journal* 148, n. 1 (): 23. ISSN: 1538-3881. doi:[10.1088/0004-6256/148/1/23](https://doi.org/10.1088/0004-6256/148/1/23). <http://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/148/1/23>.
- . 2014b. «X-Ray Observations of Complex Temperature Structure in the Cool-core Cluster A85». 148, n. 1, 23 (): 23. doi:[10.1088/0004-6256/148/1/23](https://doi.org/10.1088/0004-6256/148/1/23). arXiv: [1405.2366](https://arxiv.org/abs/1405.2366) [[astro-ph.CO](#)].
- Schneider, Peter. 2015. *Extragalactic Astronomy and Cosmology*. Springer.
- Schober, Jennifer, D. R. G. Schleicher e R. S. Klessen. 2017. «Tracing star formation with non-thermal radio emission». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 468, n. 1 (): 946–958. ISSN: 1365-2966. doi:[10.1093/mnras/stx460](https://doi.org/10.1093/mnras/stx460). <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stx460>.
- Solanes, J. M. 2001. «Looking for clues to the nature of HI deficiency in cluster spirals». *arXiv e-prints*, astro-ph/0106207 (): astro-ph/0106207. arXiv: [astro-ph/0106207](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106207) [[astro-ph](#)].
- Sun, M., et al. 2010. «Spectacular X-ray Tails, Intracluster Star Formation, and ULXs in A3627». 708, n. 2 (): 946–964. doi:[10.1088/0004-637X/708/2/946](https://doi.org/10.1088/0004-637X/708/2/946). arXiv: [0910.0853](https://arxiv.org/abs/0910.0853) [[astro-ph.CO](#)].
- Verdugo, M., B. L. Ziegler e B. Gerken. 2008. «The galaxy populations from the centers to the infall regions in $z \approx 0.25$ clusters». 486, n. 1 (): 9–24. doi:[10.1051/0004-6361:20078735](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078735). arXiv: [0709.4508](https://arxiv.org/abs/0709.4508) [[astro-ph](#)].
- Vijayaraghavan, R., e P. M. Ricker. 2013. «Pre-processing and post-processing in group-cluster mergers». 435, n. 3 (): 2713–2735. doi:[10.1093/mnras/stt1485](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1485). arXiv: [1308.1311](https://arxiv.org/abs/1308.1311) [[astro-ph.CO](#)].
- Vijayaraghavan, Rukmani, e Paul Milton Ricker. 2015. «The Survival and Destruction of Galactic X-ray Coronae in Groups and Clusters». In *IAU General Assembly*, 29:2255787.

- Vulcani, Benedetta, et al. 2018. «Enhanced Star Formation in Both Disks and Ram-pressure-stripped Tails of GASP Jellyfish Galaxies». *The Astrophysical Journal* 866, n. 2 (): L25. doi:[10.3847/2041-8213/aae68b](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aae68b). <https://doi.org/10.3847%2F2041-8213%2Faae68b>.
- Wellington, K. J., G. K. Miley e H. van der Laan. 1973. «High Resolution Map of NGC1265». 244, n. 5417 (): 502–504. doi:[10.1038/244502a0](https://doi.org/10.1038/244502a0).
- Yoon, Hyein, et al. 2017. «A History of H I Stripping in Virgo: A Phase-space View of VIVA Galaxies». 838, n. 2, 81 (): 81. doi:[10.3847/1538-4357/aa6579](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6579). arXiv: [1704.00760](https://arxiv.org/abs/1704.00760) [[astro-ph.GA](https://arxiv.org/abs/1704.00760)].
- Zinger, Elad, et al. 2018. «Quenching of satellite galaxies at the outskirts of galaxy clusters». 475, n. 3 (): 3654–3681. doi:[10.1093/mnras/stx3329](https://doi.org/10.1093/mnras/stx3329).