

ALMA MATER STUDIORUM – UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

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

PROPRIETÀ NON TERMICHE DI AMMASSI DI GALASSIE  
AD ALTO REDSHIFT

Relatore:  
Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:  
Elena Tomasetti

Anno Accademico 2019/2020



# Abstract

Nella prima parte di questo elaborato viene presentata una visione generale degli ammassi di galassie, analizzando principalmente le emissioni ottiche, in banda X e in banda radio. Nella seconda parte viene proposta un'analisi di recenti osservazioni circa le emissioni radio estese, in particolare da aloni radio, ricercando una possibile correlazione tra le loro proprietà e il redshift dell'ammasso di galassie.

## Indice

Introduzione.....	4
Capitolo 1 – Ammassi di Galassie.....	6
1.1  Ammassi, gruppi e classificazione di Rood e Sastry .....	6
1.2  Ammassi di galassie in banda ottica .....	7
1.2.1  Relazione morfologia-densità ed effetto Butcher-Oemler.....	7
1.2.2  Dispersione di velocità delle galassie .....	8
1.3  Massa dinamica e materia oscura .....	9
1.3.1  Profilo di densità dei DMH .....	11
1.4  Ammassi di galassie in banda X .....	12
1.4.1  Bremsstrahlung termica.....	12
1.4.2  Cooling flow e cooling core .....	13
1.4.3  Brightest cluster galaxy .....	15
1.4.4  Misure di massa .....	16
1.5  Ammassi di galassie in banda radio.....	17
1.5.1  Elettroni relativistici e campi magnetici .....	17
Capitolo 2 – Sorgenti estese .....	19
2.1  Aloni, relitti e mini-aloni .....	19
2.2  Recenti risultati sulle emissioni estese.....	22
2.2.1  Potenza radio e luminosità in X.....	23
2.2.2  Relazione tra potenza radio e redshift .....	24
2.3  Verifica della possibile evoluzione non termica degli ammassi.....	26
2.3.1  Descrizione del campione analizzato .....	26
2.3.2  Discussione.....	29
2.3.3  Analisi del campione escludendo le anomalie.....	30
2.4  Conclusioni .....	32
Appendice.....	34
Bibliografia.....	36
Ringraziamenti .....	37

## Introduzione

Gli ammassi di galassie (o *galaxy clusters*) sono le più grandi strutture virializzate dell'Universo, ossia i sistemi più grandi che siano riusciti a raggiungere l'equilibrio gravitazionale in un tempo più breve dell'età dell'Universo. In accordo con il modello cosmologico standard  $\Lambda$ CDM ( $\Lambda$ -Cold Dark Matter), i cluster originano dal collasso gravitazionale di zone che nell'Universo primordiale presentavano picchi in densità e il loro processo di formazione è di tipo gerarchico. In questo scenario si formano prima oggetti più piccoli, come galassie e piccoli gruppi di galassie, che nel tempo collassano sotto l'azione della forza gravitazionale andando a formare strutture sempre più grandi.

Tipicamente gli ammassi di galassie hanno masse dell'ordine di  $10^{15} M_{\odot}$  e volumi di circa  $100 \text{ Mpc}^3$  con un numero di galassie che varia da qualche decina, per i gruppi di galassie più piccoli, a qualche migliaia per i cluster più grandi. La maggior parte della massa gravitazionale negli ammassi si trova sotto forma di materia oscura (o *dark matter*, DM). Con questo nome si indica la materia che nell'Universo si manifesta tramite effetti gravitazionali ma che, attualmente, non è possibile rilevare in nessun altro modo poiché non emette alcuna forma di radiazione elettromagnetica, da ciò il termine "oscura". Si stima che in un ammasso di galassie essa costituisca circa l'80% della massa totale e che del restante 20% solo il 3-5 % sia costituito da materia luminosa nelle galassie, mentre il 15-17% si trovi sotto forma di gas, osservabile in banda X grazie all'emissione termica di Bremsstrahlung e indicato spesso con l'acronimo ICM, *intracluster medium*.

Osservazioni in ottico, ai raggi-X e in radio permettono di osservare questi oggetti sotto diversi punti di vista, evidenziando un'abbondanza di sottostrutture che suggerisce che le attività di merger gravitazionale, che hanno caratterizzato tutta la storia dell'Universo, continuano ancora oggi. Se è vero che alcuni ammassi hanno raggiunto lo stato "rilassato", altri invece si trovano tuttora coinvolti in processi di collasso che rappresentano gli eventi più energetici mai avvenuti dopo il Big Bang.

In questo lavoro di tesi ci concentreremo principalmente sulle emissioni radio diffuse degli ammassi di galassie, in particolare quanto riguarda gli aloni radio. C'è

ancora molto da capire sulla la loro origine e sulla loro correlazione con le proprietà dei cluster e in questo lavoro cercheremo una possibile correlazione tra queste emissioni e il redshift dell'ammasso.

Il modello cosmologico a cui si fa riferimento in questo elaborato è lo standard  $\Lambda$ CDM, nel quale  $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m=0.27$  e  $\Omega_\Lambda=0.73$ .

# Capitolo 1 – Ammassi di Galassie

## 1.1 Ammassi, gruppi e classificazione di Rood e Sastry

Quando si analizzano sistemi formati da più galassie legate gravitazionalmente, a seconda delle dimensioni di tali insiemi, si distinguono due categorie: i gruppi di galassie e gli ammassi di galassie. Il criterio per assegnare a un sistema il nome di gruppo o di ammasso è dovuto a George Abell, che nel 1958 realizzò un catalogo di ammassi, individuati mediante i seguenti parametri:

- 1) un cluster deve contenere più di 50 galassie con una magnitudine compresa nell'intervallo  $m_3 \leq m \leq m_3 + 2$ , dove  $m_3$  è la magnitudine apparente della terza galassia più luminosa dell'ammasso;
- 2) tali galassie devono essere contenute in un cerchio di raggio angolare non superiore a  $1.5h^{-1}$  Mpc.

Quando un insieme di galassie non risultava soddisfare tali condizioni veniva classificato come gruppo. Nel tempo, tale distinzione non è stata applicata in maniera così stringente ma rimane una linea guida generale per la classificazione degli insiemi di galassie sulla base delle loro dimensioni. In questo elaborato verranno trattati principalmente gli ammassi di galassie e le loro proprietà.

Gli ammassi di galassie si possono classificare in vari modi, uno di questi è quello sviluppato da Rood e Sastry, basato sull'analisi della distribuzione dei dieci elementi più luminosi dell'ammasso. Sulla base di questa classificazione, schematizzata in Fig. 1, si distinguono i seguenti tipi di ammassi:

- cD – dominati da una singola galassia ellittica di tipo cD;
- B – caratterizzati da un sistema binario di galassie ellittiche;
- L – una disposizione lineare di galassie;
- C – un singolo nucleo di galassie;
- F – ammasso piatto, con distribuzione uniforme;

- I – ammasso con distribuzione irregolare, senza un nucleo definito.

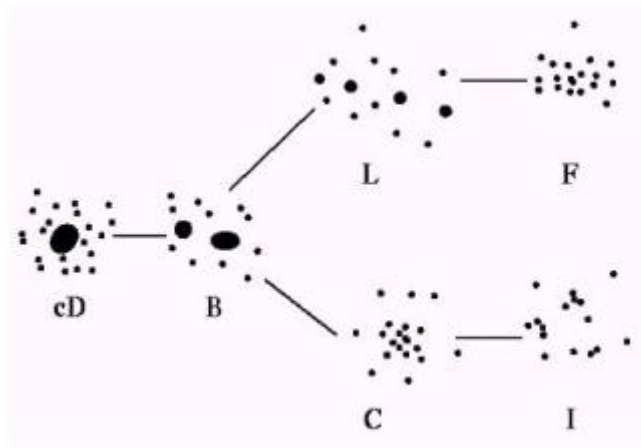


Figura 1: Classificazione degli ammassi di galassie elaborata da Rood e Sastry.

Questo tipo di classificazione è interessante perché, leggendo il diagramma da destra verso sinistra, mette in luce una tendenza alla regolarità che rispecchia presumibilmente l'evoluzione temporale degli ammassi. In sostanza, i vari tipi di ammassi identificati rappresenterebbero lo stesso tipo di sistema ma in un differente stadio evolutivo. La presenza di un cospicuo numero di sottostrutture ancora in fase di merger sarebbe dunque rappresentativa di ammassi giovani, mentre la presenza di una grande galassia centrale sarebbe indice di uno stadio evolutivo più avanzato. I cluster di quest'ultimo tipo vengono chiamati "rilassati".

## 1.2 Ammassi di galassie in banda ottica

### 1.2.1 Relazione morfologia-densità ed effetto Butcher-Oemler

Negli ammassi di galassie esiste una ben nota relazione tra la morfologia delle galassie che li popolano e la densità dell'ambiente in cui esse si trovano. Classificando le galassie secondo il diagramma di Hubble nelle tipologie *early* per indicare galassie ellittiche ed S0 e *late* per indicare le galassie più irregolari e a spirale, possiamo dire che quelle di tipo *early* si trovano tendenzialmente in ambienti ad alta densità come i grandi ammassi, mentre quelle di tipo *late* sono più frequenti all'interno di zone a bassa densità come i piccoli gruppi di galassie. Questa relazione tra morfologia e ambiente è universale e suggerisce che l'evoluzione stessa delle galassie sia condizionata dal contesto in cui si



trovano. Nello specifico, è stato possibile osservare che l'attività di formazione stellare, maggiore nelle galassie di tipo late e minore in quelle di tipo early, diminuisce con l'aumentare della densità dell'ambiente in cui le galassie si collocano. L'origine di tale correlazione è legata al fatto che l'elevata attrazione gravitazionale di ambienti ad alta densità fa perdere alle galassie gran parte del loro gas, materia prima per la formazione di nuove stelle.

Sulla base di questo fenomeno si osserva che galassie di tipo early e di tipo late si distinguono anche per colore: nelle prime raramente nascono nuove stelle, per cui si trovano principalmente stelle vecchie tendenti al rosso; nelle seconde, invece, il colore predominante è il blu, legato alla nascita delle luminose giganti blu. Data questa differenza, e dato che i cluster tendono ad aumentare in densità col passare del tempo, una relazione analoga a quella morfologia-densità si ha tra colore e redshift. Nel 1978 Butcher e Oemler scoprirono che gli ammassi che si trovano ad un redshift  $z \approx 0.5$  hanno una frazione maggiore di galassie di colore blu rispetto ad ammassi simili che si trovano nell'universo locale. Più in generale, con *effetto Butcher-Oemler* si intende il fenomeno per cui il colore delle galassie cambia con il redshift: ad alti redshift aumenta la componente blu, a bassi redshift quella rossa. Questo aumento della frazione di galassie blu che si osserva andando indietro nel tempo è stato interpretato come un'evidenza del rapido cambiamento che avviene nelle galassie a fronte di meccanismi come l'interazione galassia-galassia all'interno di un ammasso, l'ingresso di una galassia in un ammasso da zone periferiche e il cosiddetto *ram pressure stripping*. Quest'ultimo è il fenomeno per il quale le galassie perdono parte del loro gas perché l'attrazione gravitazionale che esercitano su di esso è minore rispetto alla forza (opposta) data dalla pressione dell'ICM.

### 1.2.2 Dispersione di velocità delle galassie

La dispersione di velocità delle galassie in un ammasso è una quantità che possiamo ricavare dalla valutazione del redshift delle galassie che lo compongono, tenuto conto del redshift dell'ammasso stesso che fornisce un offset da cui partire. Chiamando  $\tilde{z}$  il redshift del cluster e  $z_r$  quello di una galassia a distanza  $r$  dal centro dell'ammasso, la velocità  $v_r$  di quest'ultima sarà data dalla seguente espressione:

$$v_r = c \cdot \frac{z_r - \tilde{z}}{1 + \tilde{z}}$$

dove  $c$  è la velocità della luce. A questo punto, ottenuta la distribuzione di velocità di tutte le galassie, possiamo misurare la dispersione di velocità dell'ammasso:

$$\sigma_r^2 = \langle v_r^2 \rangle - \langle v_r \rangle^2$$

dove  $\langle v_r \rangle$  è il valor medio della velocità radiale. Per valori di  $v_r$  che non si discostano dal valor medio per più di  $3\sigma_r$  la distribuzione di velocità radiale è ben approssimata da una distribuzione Gaussiana:

$$p_r(v_r)dv_r = \frac{1}{\sigma_r\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(v_r - \langle v_r \rangle)^2}{2\sigma_r^2}\right] dv_r$$

e  $p_r(v_r)dv_r$  è la probabilità che una galassia appartenente all'ammasso abbia una velocità radiale compresa tra  $v_r$  e  $v_r+dv_r$ .

Le simulazioni mostrano che generalmente tale quantità cresce a partire da un valore centrale fino a un massimo in corrispondenza di un valore intermedio di  $r$ , dopodiché decresce. Tipicamente la dispersione di velocità radiale nei cluster ricchi è di circa 750 km/s, ma comunque si colloca nel range 400-1400 km/s. Si può notare anche una debole correlazione tra la dispersione di velocità e la ricchezza dell'ammasso, poiché in generale i cluster più ricchi hanno anche una dispersione di velocità maggiore.

### 1.3 Massa dinamica e materia oscura

Nota la dispersione di velocità di un ammasso di galassie, possiamo trarre importanti informazioni circa la sua massa. Infatti, assumendo di aver a che fare con un sistema virializzato, possiamo applicare il teorema del viriale:

$$2T + U = 0$$

dove

$$T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2; \quad U = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}}$$

sono l'energia cinetica e potenziale dell'ammasso, con  $m_i$  massa dell' $i$ -esima galassia,  $v_i$  valore assoluto della sua velocità e  $r_{ij}$  separazione spaziale tra l' $i$ -esima e la  $j$ -esima galassia. Il fattore  $\frac{1}{2}$  nella definizione dell'energia potenziale è necessario per non contare due volte una stessa coppia di galassie. Definiamo poi la massa totale del cluster come la somma delle masse delle galassie che lo costituiscono:  $M = \sum_i m_i$ . Inoltre, in un sistema di questo tipo,  $\sum_i v_i = 0$  per cui la dispersione di velocità sarà data da:

$$\sigma_r^2 = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2 = \langle v^2 \rangle$$

A questo punto definiamo il raggio gravitazionale  $r_g$  e la dispersione di velocità  $\sigma_r^2$ , pesata dalla massa, come:

$$r_g = 2M^2 \left( \sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1}; \quad \langle v^2 \rangle = \frac{1}{M} \sum_i m_i v_i^2$$

Riscriviamo quindi le espressioni di energia cinetica e potenziale sostituendo queste quantità:

$$T = \frac{M}{2} \sigma_r^2; \quad U = -\frac{GM^2}{r_g}$$

abbiamo tutti gli strumenti per ricavare la massa totale in funzione delle altre quantità, ottenendo:

$$M = \frac{r_g \sigma_r^2}{G}$$

Con  $\sigma_v \sim 1000$  km/s e  $R_G \sim 1$  Mpc, valori tipici dei cluster ricchi, si ottiene una massa caratteristica di  $\sim 10^{15} M_\odot$ . È interessante confrontare la massa totale ottenuta con la luminosità totale delle galassie dell'ammasso, che solitamente assume valori nel range  $10^{12} - 10^{13} L_\odot$ , paragonando il rapporto massa-luminosità ottenuto per il cluster con il rapporto massa-luminosità del Sole:

$$\frac{M}{L_{tot}} \sim 300h \left( \frac{M_\odot}{L_\odot} \right)$$

Questo valore eccede quello comunemente misurato nelle galassie di tipo early per almeno un fattore 10. Questa importante discrepanza venne osservata intorno al 1933 da Fritz Zwicky, il quale concluse che gli ammassi di galassie dovessero contenere molta più materia di quella visibile nelle galassie. Attualmente anche altri metodi di valutazione della massa hanno condotto a risultati compatibili con quello ottenuto dal teorema del viriale, uno tra questi è il *lensing gravitazionale*. Questo metodo, basato sulla teoria della Relatività Generale, consente di valutare la massa di un oggetto osservando il suo effetto di lente gravitazionale, ossia analizzando come la sua presenza sulla linea di vista di un oggetto sullo sfondo modifichi il percorso della luce proveniente da quest'ultimo mostrandolo distorto all'osservatore.

La discrepanza tra massa luminosa e dinamica viene parzialmente attenuata se si tiene conto del caldo gas intergalattico, il quale contiene più barioni di quelli presenti

nelle stelle che fanno parte delle galassie dell'ammasso, ma non è comunque sufficiente a colmare il gap.

Gli studi sulla dinamica delle galassie, delle proprietà dell'ICM e del lensing gravitazionale hanno quindi condotto a teorizzare l'esistenza di un'enorme quantità di materia nell'Universo la cui natura è incognita. Come è già stato accennato, non è possibile osservarla in alcuna zona dello spettro elettromagnetico poiché non emette luce, perciò le è stato dato il suggestivo nome di “materia oscura”. È bene sottolineare che il fatto che le galassie contribuiscano solo in piccola parte alla massa totale del cluster non invalida il procedimento per il calcolo della massa dinamica fatto in questo capitolo se ci poniamo nell'ipotesi, verosimile, che la distribuzione della massa totale del cluster ricalchi la distribuzione delle galassie.

### 1.3.1 Profilo di densità dei DMH

La materia luminosa presente nelle galassie sembra quindi essere immersa in una grande quantità di materia oscura. Essa va a formare delle strutture chiamate *aloni* (DMH, *dark matter halos*) che ci aspettiamo tendano a formare sistemi virializzati come la materia luminosa. Poiché i DMH ospitano le galassie che costituiscono gli ammassi, le loro caratteristiche influenzano anche il comportamento dei cluster stessi.

Il modo più semplice per modellizzare i DMH è assumere che siano sistemi virializzati analoghi a sfere isoterme, per cui il profilo di densità sarà caratterizzato dal semplice andamento:

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r^2}$$

Tuttavia, è facile intuire che questo modello non sia aderente alla realtà nella maggior parte dei casi per vari motivi: il sistema potrebbe non raggiungere mai lo stato di equilibrio (specialmente nelle regioni più esterne dell'ammasso), il moto non radiale delle componenti potrebbe essere significativo e le attività di merger con altri aloni potrebbero invalidare il modello del collasso sferico. Attorno al 1995 Navarro, Frenk e White misurarono i profili di densità in simulazioni non dissipative sulla formazione dei cluster. Ottennero che il profilo di densità dei DMH ha un andamento meno ripido di  $r^{-2}$  per piccoli valori di  $r$  mentre la pendenza è maggiore di  $r^{-2}$  per valori di  $r$  più grandi. La forma proposta per il profilo di densità, denominata *NFW profile*, è la seguente:

$$\rho(r) = \frac{4\rho_s}{x(1+x)^2} \quad x = \frac{r}{r_s}$$

dove  $r_s$  è il raggio di scala, valore di  $r$  in corrispondenza del quale la pendenza logaritmica del profilo è pari a -2, mentre  $\rho_s$  è la densità caratteristica a  $r = r_s$ . La pendenza logaritmica del profilo NFW varia gradualmente tra -1, vicino al centro, e -3, a distanze maggiori, con il seguente andamento:

$$\frac{d\ln(\rho)}{d\ln(r)} = -\frac{1+2x}{1+x}$$

Solo quando  $r \sim r_s$  questo andamento ricalca quello di una sfera isoterma.

## 1.4 Ammassi di galassie in banda X

### 1.4.1 Bremsstrahlung termica

L'emissione in banda X degli ammassi di galassie appare come un'emissione estesa, con una luminosità caratteristica che va dai  $10^{43}$  erg s<sup>-1</sup> fino a  $10^{45}$  erg s<sup>-1</sup> nei sistemi più massivi. Il fatto che si tratti di un'emissione spazialmente ampia, che può superare 1 Mpc, implica che non abbia origine dalle singole galassie, bensì che sia dovuta al gas caldo e ionizzato che pervade il cluster, il quale può emettere in X per Bremsstrahlung.

La Bremsstrahlung termica è l'emissione di raggi X da parte di elettroni che vengono accelerati dal campo elettrico generato da ioni positivi, come mostrato in Fig. 2.

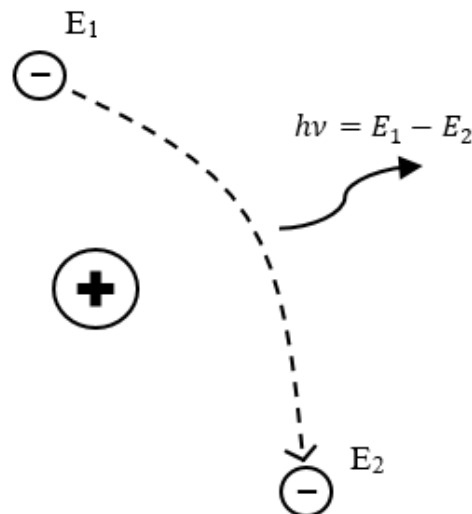


Figura 2: rappresentazione schematica del meccanismo di emissione di Bremsstrahlung.

La parola *Bremsstrahlung* deriva dal tedesco e significa “radiazione di frenata”. Gli elettroni che si trovano in prossimità di una carica positiva, infatti, vengono frenati dalla stessa. Questo tipo di emissione prende anche il nome di *free-free emission*, con riferimento al fatto che l’elettrone è una particella libera sia prima che dopo l’interazione. Per sua natura, l’emissione di Bremsstrahlung è continua e se l’energia dell’elettrone è sufficientemente alta si colloca nella banda X. Questo è proprio ciò che si verifica all’interno di un ammasso di galassie in corrispondenza dell’ICM, che è per la maggior parte gas ionizzato a una temperatura che va dai  $10^7$  ai  $10^8$  K.

L’analisi dell’emissione in X consente di fare una stima dell’estensione del gas presente nell’ammasso andando ad osservare il profilo di luminosità a partire dal centro fino a dove l’intensità dell’emissione eguaglia quella dello sfondo. Generalmente, la funzione di profilo di luminosità è modellizzata da un andamento noto come  $\beta$ -model, il quale esprime l’intensità della radiazione in X ad una certa distanza  $r$  nel seguente modo:

$$I(r) = \frac{I_0}{\left[1 + \left(\frac{r}{r_{core}}\right)^2\right]^{3\beta_{fit}-0.5}}$$

dove  $r_{core}$  è il raggio di core del gas e  $\beta_{fit}$  è un parametro adimensionale. Se le distribuzioni del gas e della massa fossero isoterme, il valore di questo parametro sarebbe uguale al rapporto tra l’energia delle galassie e l’energia del gas, che chiamiamo  $\beta_{spec}$ :

$$\beta_{spec} = \frac{\mu m_p \sigma^2}{kT}$$

dove  $\mu$  è il peso molecolare medio,  $m_p$  è la massa del protone,  $\sigma$  è la dispersione di velocità delle galassie,  $k$  è la costante di Boltzmann e  $T$  è la temperatura del gas. In generale però il metodo del profilo di densità fornisce un valore di  $\beta$  più basso rispetto a quello calcolato come rapporto tra le energie specifiche, tipicamente  $\beta_{fit} \approx 0.6$  mentre  $\beta_{spec} \approx 1$ . Ciò suggerisce che le ipotesi di isotermità e idrostaticità spesso non sono aderenti alla realtà.

#### 1.4.2 Cooling flow e cooling core

La non isotermità degli ammassi di galassie è confermata dall’osservazione dell’emissione X in funzione della distanza dal centro dell’ammasso. In generale ciò che si osserva è un picco di emissione al centro del cluster a cui segue un andamento decrescente con l’aumentare del raggio. Questo si verifica in maniera più evidente negli ammassi rilassati, poiché è un fenomeno legato alla densità dell’ICM: quanto è più alta

la densità del plasma, tanto maggiore sarà l'emissione di Bremsstrahlung. Gli ammassi rilassati, infatti, non sono disturbati da merger recenti, pertanto si comportano come un sistema isolato in equilibrio con una distribuzione di massa regolare concentrata nelle zone centrali che risultano quindi molto più dense di quelle periferiche.

La perdita di energia per emissione di raggi X è molto elevata, e questo produce un forte abbassamento della temperatura in questa zona dell'ammasso, teoricamente in tempi di uno o due ordini di grandezza più piccoli del tempo di Hubble<sup>1</sup>. In queste condizioni, il plasma che costituisce l'ICM nella zona centrale dell'ammasso dovrebbe iniziare a raffreddarsi, occupando così un volume minore. Questo aumenterebbe la densità del gas che, quindi, andrebbe a spostarsi verso il centro. L'aumento in densità fa sì che ci sia un incremento anche nelle emissioni, che contribuiscono ad abbassare ancora di più la temperatura. Pertanto, in queste ipotesi, nel centro degli ammassi di galassie rilassati si dovrebbe instaurare un "loop" in cui il nucleo dell'ammasso va raffreddandosi sempre di più.

Quando si fece strada questa teoria, attorno al 1994, le stime prevedevano ratei di deposizione del gas dell'ordine di 1000  $M_{\odot}$ /anno e gli ammassi rilassati erano classificati come *cooling flow clusters*, ad indicare i flussi di gas verso il centro che dovevano verificarsi per il meccanismo descritto sopra. Tuttavia, negli anni a venire, i risultati delle analisi spettroscopiche, in ottico e ai raggi X, fatte sui dati provenienti dal satellite XMM-Newton mostrarono che i ratei di raffreddamento previsti dal modello erano molto più alti di quelli osservati di almeno un ordine di grandezza. Per questo motivo l'idea del cooling flow venne sostituita dal modello a "cool-core", il quale prevede al centro del cluster un picco di luminosità, una ripida caduta della temperatura e un picco nella distribuzione di componenti metalliche. Il fatto che non si osservi un flusso di materia implica che ciò che tende a raffreddarsi per emissione in X venga anche costantemente scaldato, in modo da compensare la perdita di energia. Allo stato attuale si pensa che la fonte di calore che sta alla base di questo processo sia l'attività di AGN (*active galactic nuclei*) della galassia che si trova al centro del cluster, la più luminosa dell'ammasso.

---

<sup>1</sup> Il tempo di Hubble è definito come l'inverso della costante di Hubble e ci permette di stimare l'età dell'Universo una volta noti i valori dei parametri cosmologici (densità dell'energia, della materia, della radiazione e dell'energia oscura).

### 1.4.3 Brightest cluster galaxy

Nei cluster rilassati è di particolare interesse lo studio della galassia più luminosa dell'ammasso, denominata *brightest cluster galaxy* (BCG). Generalmente si tratta di un'enorme galassia ellittica di tipo cD che si colloca in prossimità del centro dell'ammasso ospitante, in corrispondenza del picco di emissione in X e della buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso. Le cD, infatti, si trovano solo in zone ad altissima densità. Molte di queste galassie hanno più di un centro, il che è un fenomeno raro tra gli altri oggetti che costituiscono il cluster. La loro massa stellare è dell'ordine di  $2 \times 10^{11} h^{-2} M_{\odot}$  e la loro estensione raggiunge i 30 kpc. Sono state osservate varie correlazioni tra la luminosità delle BCG e le proprietà dell'ammasso ospitante, le quali indicano che le BCG potrebbero derivare da processi di formazione ben diversi rispetto alle altre galassie ellittiche. Sono tre i principali modelli proposti per la descrizione della formazione delle BCG:

1. "Cannibalismo" galattico: le galassie più massive si muovono verso il centro dell'ammasso a causa della frizione dinamica<sup>2</sup> e la prima galassia a raggiungere il centro inizia a crescere in massa e luminosità accorpendo le galassie che raggiungono il centro dopo di essa;
2. Cooling flow: a seguito del processo di "cooling flow" descritto nel capitolo precedente, massicce quantità di gas si spostano verso il centro dell'ammasso dove vanno a formare nuove stelle che incrementano la massa della galassia centrale;
3. Rapido merger di galassie durante il collasso del cluster: le BCG si formano durante i vari processi di merger tra numerose galassie che avvengono nei gruppi o negli ammassi più piccoli.

Come già accennato, non è stato possibile osservare dei significativi cooling flow, perciò la seconda ipotesi viene scartata. Il primo modello, invece, è stato criticato perché le scale temporali ipotizzate sono troppo brevi perché il tutto avvenga per frizione dinamica: è stato mostrato, infatti, che il tempo di formazione della BCG secondo questo modello supererebbe di molto il tempo di Hubble. Dunque l'ipotesi di un rapido merger di galassie

---

<sup>2</sup> Per "frizione dinamica" si intende l'effetto di rallentamento che subisce un corpo che transita in un campo gravitazionale omogeneo e infinito, come quello che subisce la galassia più massiva per la presenza di oggetti minori. Essi non deviano il suo percorso ma la rallentano, portandola verso il centro.



durante il collasso del cluster sembra essere la più plausibile. In questo scenario, i naturali siti di formazione per i progenitori delle BCG sono sistemi poco massivi, poiché il tasso di merger è una funzione che decresce rapidamente con la dispersione di velocità del sistema che, come accennato in precedenza, cresce con la ricchezza dell'ammasso.

#### 1.4.4 Misure di massa

È già stato discusso come calcolare la massa di un ammasso di galassie attraverso il teorema del viriale ed è stato accennato che un risultato analogo si può ottenere sfruttando l'effetto di lente gravitazionale del cluster. L'analisi dell'ICM in banda X aggiunge a questi un altro metodo per stimare la massa di un ammasso di galassie. L'ipotesi di base è però quella che l'ammasso sia idrostatico, valida nel caso in cui l'ultimo evento di merger in cui è stato coinvolto sia ben lontano nel tempo: quantitativamente, il tempo che impiega il suono ad attraversare il cluster deve essere molto minore dell'età del cluster stesso, approssimabile con l'età dell'Universo. Assumendo che ciò sia vero, è valida la seguente equazione:

$$\nabla P = -\rho_g \nabla \Phi$$

dove  $\rho_g$  è la densità del gas e  $\Phi$  è il potenziale gravitazionale. Questa equazione descrive come la forza gravitazionale sia bilanciata dalla pressione del gas. Nel caso di simmetria sferica tutte le quantità coinvolte dipendono solo dal raggio  $r$ , per cui avremo:

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{dP}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}$$

dove  $M(r)$  è la massa contenuta in una sfera di raggio  $r$  e non la sola massa del gas, visto che  $\Phi$  è relativo alla massa totale. Sostituiamo a  $P$ :

$$P = nk_B T = \frac{\rho_g}{\mu m_p} k_B T$$

dove  $k_B$  è la costante di Boltzmann,  $\mu$  il peso atomico e  $m_p$  la massa del protone. Allora avremo che dall'equazione sopra potremo ricavare la seguente espressione per  $M(r)$ :

$$M(r) = -\frac{k_B T r^2}{G \mu m_p} \left( \frac{d \ln(\rho_g)}{dr} + \frac{d \ln(T)}{dr} \right)$$

Questo metodo per ricavare la massa del cluster è di fondamentale importanza nell'analisi degli ammassi di galassie, poiché consente di derivare il profilo della massa da quelli della densità del gas e della temperatura.

## 1.5 Ammassi di galassie in banda radio

Gli ammassi di galassie sono caratterizzati anche da emissione in banda radio. In parte tale emissione proviene dalle galassie che popolano l'ammasso e si estende fino a centinaia di kiloparsec, ben oltre i confini ottici della galassia, per cui ci aspettiamo che le regioni della galassia che emettono in radio interagiscano con l'ICM. Oltre che dalle galassie, l'emissione radio degli ammassi di galassie proviene anche dalle cosiddette *sorgenti estese*: si tratta di zone dei cluster in cui l'emissione radio è associata all'ICM. Questo fatto suggerisce che nell'ICM siano presenti anche componenti non termiche quali campi magnetici ed elettroni relativistici.

### 1.5.1 Elettroni relativistici e campi magnetici

Quando delle particelle relativistiche di carica  $e$  si muovono all'interno di un campo magnetico  $\vec{H}$  sono soggette alla forza di Lorentz, per cui possiamo scrivere la loro equazione del moto nella seguente forma:

$$\dot{\vec{p}} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H}$$

dove  $\vec{p}$  è la quantità di moto della particella,  $v$  la sua velocità e  $c$  la velocità della luce. L'accelerazione corrispondente avrà una componente perpendicolare al vettore velocità ed una perpendicolare al vettore di campo magnetico, per cui l'orbita della particella sarà elicoidale, in quanto sovrapposizione di un andamento circolare attorno alle linee di campo magnetico e uno lineare, parallelo ad esse. Dal momento che una carica elettrica accelerata emette radiazione, queste cariche in moto elicoidale sono sorgenti di quella che viene chiamata *radiazione di sincrotrone*. Questo tipo di radiazione viene osservata in banda radio ed è polarizzata linearmente. Il grado di polarizzazione dipende dalla distribuzione in energia delle particelle, ed è tipicamente del 75-80%, ma la presenza di campi magnetici complessi e disordinati abbassa il grado di polarizzazione osservato.

Se un elettrone ha energia  $E = \gamma m_e c^2$ , con  $m_e$  massa dell'elettrone e  $\gamma$  fattore di Lorentz, la sua frequenza caratteristica di emissione di sincrotrone è data dalla seguente espressione:

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 e B}{4\pi m_e c} \sim 4.2 \times 10^6 \gamma^2 \left( \frac{B}{1G} \right) \text{ Hz}$$

dove  $B$  è il modulo del campo magnetico. Dal momento che  $v_c$  dipende da una combinazione di fattore di Lorentz e campo magnetico, non siamo in grado di misurare indipendentemente queste due quantità. Nella maggior parte dei casi si assume un'equipartizione della densità di energia tra quella del campo magnetico, data da  $B^2/8\pi$ , e quella degli elettroni relativistici, esprimibile come:

$$\int d\gamma n_e(\gamma) \gamma m_e c^2$$

Il campo magnetico, in questo caso, prende il nome di *campo magnetico di equipartizione*  $B_{eq}$ . Un altro approccio è quello di stimare  $B$  facendo in modo che l'energia totale di campo magnetico ed elettroni sia minima. In generale, il risultato che si ottiene con questo approccio è in accordo con il valore di  $B$  ricavato dall'equipartizione.

In questo modo si deduce che nella zona dell'ICM il campo magnetico ha un'intensità dell'ordine di  $\sim 0.1 - 1 \mu G$ . Dunque, perché ci sia emissione radio di sincrotrone, è necessario che gli elettroni siano fortemente relativistici, con un  $\gamma \gg 1000$ . Vedremo più avanti qual è il meccanismo che porta tali elettroni a velocità così alte.

Se la distribuzione in energia degli elettroni relativistici segue un andamento in potenza, così si comporterà anche l'emissività della radiazione di sincrotrone. Detta  $N$  la densità numerica degli elettroni,

$$N(E)dE = N_0 E^{-\delta} dE$$

rappresenta la frazione di elettroni con energia compresa tra  $E$  ed  $E+dE$  e l'andamento per l'emissività della radiazione di sincrotrone corrispondente è dato da:

$$J(\nu) \propto \nu^{-\alpha}, \text{ con } \alpha = \frac{\delta - 1}{2}$$

L'indice  $\alpha$  assume tipicamente valori attorno a 0.7-0.8, corrispondenti a  $\delta \sim 2.5$ , ma sorgenti radio più longeve mostrano andamenti con una pendenza maggiore. Questo avviene perché con il passare del tempo la sorgente radio perde energia, modificando lo spettro di emissione. In particolare, dato che le particelle più energetiche emettono a frequenze più alte, la prima evidenza di una perdita di energia si manifesta con una diminuzione dell'emissività ad alte frequenze, quindi lo spettro mostra un forte aumento di pendenza a partire da una frequenza  $\nu^*$ , detta frequenza di break, relativa al tempo di vita della particella. Nel caso di una sorgente longeva, quindi, l'emissività avrà un

andamento diverso prima e dopo la frequenza di break: 
$$\begin{cases} J(\nu) \approx \nu^{-\alpha} & \nu \ll \nu^* \\ J(\nu) \approx \nu^{-\left(\frac{\alpha+1}{2}\right)} & \nu \gg \nu^* \end{cases}$$

## Capitolo 2 – Sorgenti estese

Le sorgenti estese sono zone degli ammassi di galassie che emettono in radio identificate con aree dell'ICM e vengono classificate in aloni, relitti e mini-aloni a seconda di dove si trovano nel cluster e a seconda che il cluster sia un cool-core o in fase di merger. Gli aloni e la maggior parte dei relitti sono legati a merger di cluster massivi: una piccola frazione dell'energia gravitazionale rilasciata in questi eventi si converte in accelerazione di particelle relativistiche e in amplificazione del campo magnetico, dando vita alla sorgente radio diffusa. I mini-aloni, invece, sono legati all'attività radio negli ammassi rilassati. Qui l'attività radio è dovuta principalmente alla galassia dominante, la BCG, e alla sua interazione con il cool-core, ma in alcuni ammassi rilassati è possibile osservare sorgenti radio diffuse che si estendono lontano dalla galassia centrale: ad essi viene dato il nome di mini-aloni. Passiamo a descrivere queste tre sorgenti con maggiore dettaglio.

### 2.1 Aloni, relitti e mini-aloni

Gli *aloni radio* sono sorgenti radio diffuse di bassa luminosità superficiale che permeano il volume centrale di un cluster. Si estendono generalmente per oltre 1 Mpc, sono morfologicamente regolari e non polarizzati. La presenza di aloni aumenta con la luminosità in banda X dell'ammasso ospitante e raggiunge il 25-30% in cluster con  $L_X > 5 \times 10^{44}$  erg/s. Un esempio di alone radio è mostrato in Fig. 3. Si stima che il tempo di emissione degli elettroni relativistici sia di  $\sim 10^8$  anni ma, dal momento che la velocità di diffusione attesa di questi aloni elettronici è dell'ordine di 100 km/s, si tratta di un tempo troppo breve perché le particelle possano diffondersi su tutto il volume dell'ammasso. Ne deduciamo che questi elettroni non possano essere prodotti in qualche punto localizzato del cluster ma che debbano essere accelerati in situ, con un'efficienza confrontabile con la perdita di energia, o essere continuamente iniettati nel cluster.

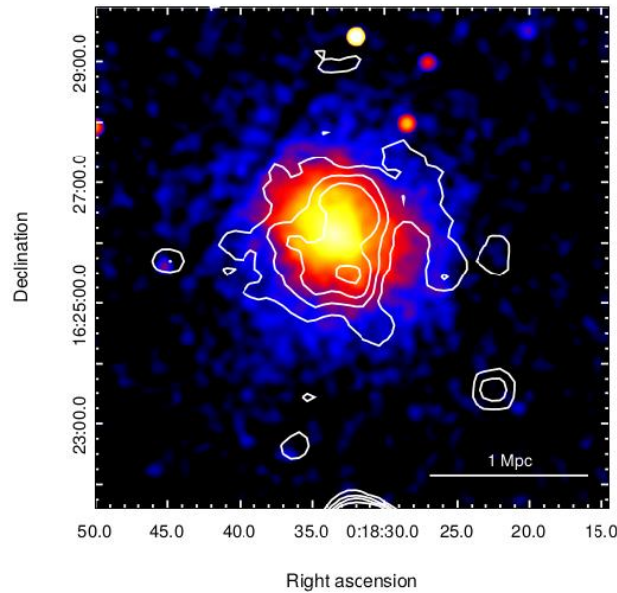


Figura 3: I contorni bianchi delineano l'emissione radio proveniente dal grande alone presente al centro dell'ammasso MACS J0018.5+1626, a colori è mostrata l'immagine ai raggi X.

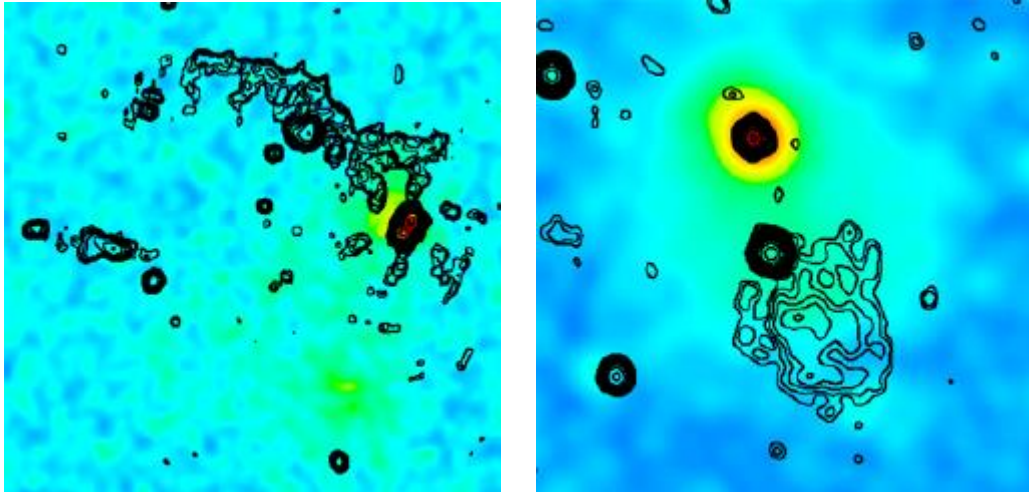
In favore dell'idea che tali elettroni vengano riaccelerati è stata osservata una possibile correlazione tra l'indice spettrale radio e la temperatura del cluster. Sembra infatti che gli ammassi più caldi tendano ad ospitare aloni con uno spettro più piatto, ossia aloni con guadagni di energia maggiori. In particolare, considerando il valore dell'indice spettrale nel range di frequenze 0.3-1.4 GHz, si osserva che:

- per  $T < 8$  keV si ha  $\alpha \sim 1.7 \pm 0.2$ ;
- per  $T$  nel range  $8 \div 10$  keV si ha  $\alpha \sim 1.4 \pm 0.4$ ;
- per  $T > 10$  keV si ha  $\alpha \sim 1.2 \pm 0.2$ .

Gli ammassi più caldi sono anche quelli più massivi e in cui si verificano i merger più violenti, perciò l'ipotesi che siano proprio questi eventi la sorgente di energia per l'emissione radio delle particelle coinvolte troverebbe fondamento nella correlazione sopra citata.

I *relitti radio* sono sorgenti radio diffuse simili agli aloni per bassa luminosità superficiale, dimensioni, e spettro ripido ( $\alpha \geq 1$ ) ma, al contrario di essi, sono localizzati nella periferia degli ammassi e sono fortemente polarizzati ( $\sim 20-30\%$ ). Anche i relitti si osservano con più frequenza negli ammassi con elevata luminosità in banda X, occupando il 25% dei cluster con  $L_X > 5 \times 10^{44}$  erg/s. Un esempio di questo tipo di sorgente estesa è il relitto presente nell'ammasso A115, a sinistra in Fig. 4. Questo, come la maggior parte

dei relitti, mostra una struttura radio allungata, con l'asse maggiore all'incirca perpendicolare alla direzione del centro dell'ammasso, ma esistono anche sorgenti estese comunemente classificate come relitti che presentano una forma arrotondata e dimensioni minori, come il relitto nell'ammasso A 1664, a destra in Fig. 4.

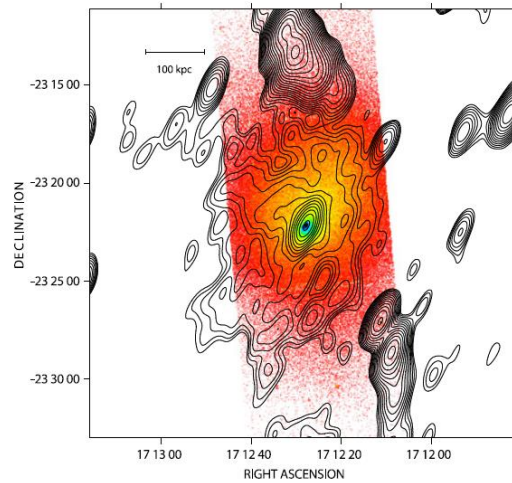


*Figura 4: I contorni neri delineano l'emissione radio, a colori è mostrata l'immagine a raggi X. A sinistra troviamo il relitto allungato appartenente all'ammasso A 115 e a destra il relitto di forma tondeggiante dell'ammasso A 1664.*

Alcuni modelli teorici propongono che i relitti siano tracce di onde d'urto legate a eventi di merger: questa ipotesi spiegherebbe la struttura allungata e pressoché perpendicolare alla congiungente con il centro dell'ammasso, tipica della maggior parte dei relitti. Inoltre essi si osservano sia negli ammassi in fase di collasso sia nei cool-core, fatto che suggerisce che possano originare anche da merger di portata minore e decentrati, tali da non intaccare il cool-core centrale. Questa ipotesi sulla loro formazione, tuttavia, non spiega la natura dei relitti aventi forma arrotondata. Per essi, infatti, si è sviluppata l'idea che siano originati da lobi radio di precedenti AGN, prima non più visibili a causa delle consistenti perdite di radiazione e poi riattivati grazie all'energia fornita dalle onde d'urto. Un'altra ipotesi è che le radiogalassie possano immettere nel gas dell'ammasso delle "bolle radio" che andrebbero espandendosi nella periferia dell'ammasso, dove l'interazione con i raggi cosmici darebbe vita a dei piccoli relitti. Tuttavia, esistono vari relitti di forma rotonda che, per la loro collocazione, non possono essere associati ad alcuna attività radio precedente, quindi la natura di questi oggetti non risulta ancora del tutto chiara.

I *mini-aloni* sono sorgenti radio diffuse che, come già accennato, si trovano in ammassi rilassati e si estendono oltre i confini della galassia dominante. Hanno

dimensioni minori rispetto agli aloni e ai relitti, tra i 300 e i 500 kpc, come mostrato in Fig. 5, e hanno in comune con essi la bassa luminosità superficiale e lo spettro ripido. La



*Figura 5: I contorni neri delineano l'emissione radio del mini-alone nell'ammasso di Ofiuco. A colori è mostrata l'immagine ai raggi X.*

loro emissione ha origine da particelle relativistiche e campi magnetici fortemente mescolati con gas termico nella densa area centrale del cool-core. Di recente, in alcuni ammassi rilassati, sono state osservate emissioni radio con uno spettro ripido su scala dell'ammasso, suggerendo che l'azione del cool core potrebbe causare la riaccelerazione di particelle su scala più grande rispetto a quella dei classici mini-aloni.

Le proprietà di aloni, relitti e mini-aloni danno prova della presenza di elettroni e campi magnetici all'interno del volume degli ammassi di galassie, perciò le ricerche in questo campo possono fornire opportunità uniche per studiare l'intensità e la struttura dei campi magnetici su scale del Mpc. Inoltre, tali sorgenti diffuse possono fornire importanti informazioni riguardo le caratteristiche degli stessi ammassi e sono strettamente legate alla storia evolutiva di queste strutture.

## 2.2 Recenti risultati sulle emissioni estese

Se è ormai assodato in letteratura che deboli campi magnetici sono presenti in tutti gli ammassi, d'altra parte l'origine degli elettroni relativistici che, insieme a questi campi magnetici, stanno alla base dell'emissione radio, non è del tutto chiara. L'ipotesi già esposta è che la loro accelerazione sia legata a fenomeni di merger, tuttavia non tutti gli ammassi in fase di merger mostrano aloni radio. Inoltre non sono ancora ben chiare le correlazioni tra le proprietà degli ammassi e la presenza di emissioni estese. Per

migliorare le nostre conoscenze sulla correlazione tra proprietà termiche e non termiche ed eventuali fattori evolutivi ci siamo concentrati sulla ben stabilita correlazione tra la potenza radio degli aloni e la luminosità in banda X dell'ammasso.

### 2.2.1 Potenza radio e luminosità in X

Tra il 2007 e il 2009 sono state condotte analisi sulla correlazione tra potenza radio e luminosità in banda X includendo ammassi sia con che senza aloni radio, dove per i secondi si è preso in considerazione il limite superiore della potenza radio emessa, adottando dimensioni degli aloni di 1 Mpc. Grazie a queste ricerche, è stato possibile osservare una netta differenza tra gli ammassi con aloni e senza. Limitando l'analisi ai primi, infatti, si evidenzia che per essi vale la relazione

$$P \propto L_X^2$$

dove  $P$  è la potenza radio e  $L_X$  è la luminosità in X. Gli ammassi senza aloni, invece, si collocano tutti nella zona ad alta luminosità in X, con una potenza radio di un ordine di grandezza inferiore rispetto a quanto previsto dalla correlazione sopra. Questa distribuzione è verosimilmente legata allo stato dinamico dei cluster, per cui la presenza di aloni radio è associata ad ammassi dinamicamente disturbati mentre l'assenza di aloni è legata a cluster dinamicamente rilassati e in equilibrio.

Escludendo quindi gli ammassi che non presentano aloni radio, una deduzione che si può fare da questo andamento è che ammassi con luminosità  $L_X \leq 10^{44}$  erg s<sup>-1</sup> dovrebbero ospitare aloni radio di potenza  $< 10^{23}$  W Hz<sup>-1</sup>. Considerando dimensioni tipiche di 1 Mpc, questi aloni avrebbero una luminosità radio superficiale minore di quella ottenuta in letteratura. Tuttavia, gli aloni con potenza radio più bassa sono generalmente anche più piccoli, dunque questa incongruenza potrebbe essere risolta ipotizzando che essi abbiano dimensioni minori di 1 Mpc.

Nello studio di questa correlazione, poi, non possiamo escludere fattori evolutivi: le emissioni in banda X e in banda radio potrebbero avere tempi scala diversi per cui, ad esempio, un ammasso giovane in fase di merger potrebbe emettere in banda X mentre l'emissione in radio deve ancora "svilupparsi". Per approfondire questo punto ci servono informazioni per ammassi ad alto e basso redshift. Per questi ultimi i dati acquisiti nel tempo sono numerosi, stessa cosa non si può dire per gli ammassi più lontani da noi ad alto  $z$ .



## 2.2.2 Relazione tra potenza radio e redshift

Giovannini et al. (2020) hanno recentemente analizzato un campione di aloni radio ad alto redshift, notando alcune anomalie nella correlazione tra potenza radio e luminosità in banda X di cui si è parlato nel paragrafo precedente. L'analisi è stata svolta su un campione di 19 ammassi con  $z \geq 0.3$  riportati in Tab. 1. Il grafico P- $L_X$  è mostrato in Fig. 6. Per convenienza, sugli assi vengono riportati i logaritmi in base 10 delle due quantità. Assieme ai dati relativi ai 19 ammassi di Tab. 1, nel grafico è presente anche una retta che rappresenta il best fit per un campione di ammassi a basso redshift ( $z < 0.3$ ) ottenuto da Ferretti et al. (2012). Se tra P ed  $L_X$  sussiste la relazione descritta in 2.2.1, infatti, avremo che la relazione tra  $\text{Log}(P)$  e  $\text{Log}(L_X)$  sarà lineare ed esprimibile come:

$$\text{Log}(P) = A \cdot \text{Log}(L_X) + B$$

dove il coefficiente A dovrebbe essere circa pari a 2. Per la retta in Fig. 6 si ha  $A \approx 1.53$  e  $B \approx -44.5$ .

Nome ammasso	z	$L_X$ [ $10^{44}$ erg·s $^{-1}$ ]	Log $L_X$	Log( $P_{1.5}$ [W·Hz $^{-1}$ ])
MACS J0014.3-3022	0.31	13.60	45.13	25.24
MACS J0018.5+1626	0.55	19.60	45.29	25.07
MACS J0152.5-2852	0.41	8.60	44.93	24.15
MACS J0257.6-2209	0.32	7.00	44.85	24.83
MACS J0308.9+2645	0.36	14.70	45.17	24.62
MACS J0358.8-2955	0.43	18.90	45.28	24.24
MACS J0417.5-1154	0.44	29.10	45.46	25.38
MACS J0454.1-0300	0.54	16.80	45.23	23.20
MACS J0647.7+7015	0.59	15.90	45.20	23.82
MACS J0717.5+3745	0.55	24.60	45.39	26.20
MACS J0949.8+1708	0.38	10.60	45.03	24.10
MACS J1131.8-1955	0.31	13.70	45.14	24.78
MACS J1149.5+2223	0.54	17.60	45.25	24.01
MACS J1731.6+2252	0.39	9.30	44.97	24.23
MACS J2129.4-0741	0.59	15.70	45.20	23.67
MACS J2211.7-0349	0.40	24.00	45.38	23.50
MACS J2228.5+2036	0.41	13.30	45.12	25.00

MACS J2243.3-0935	0.45	15.20	45.18	24.48
MACS J2311.5+0338	0.31	12.90	45.11	23.12

Tabella 1: Nella prima colonna sono riportati i nomi dei 19 ammassi analizzati, nella seconda il loro redshift, nella terza la luminosità in banda X, nella quarta il logaritmo in base 10 della  $L_X$  e nella quinta il logaritmo in base 10 della potenza radio degli aloni.

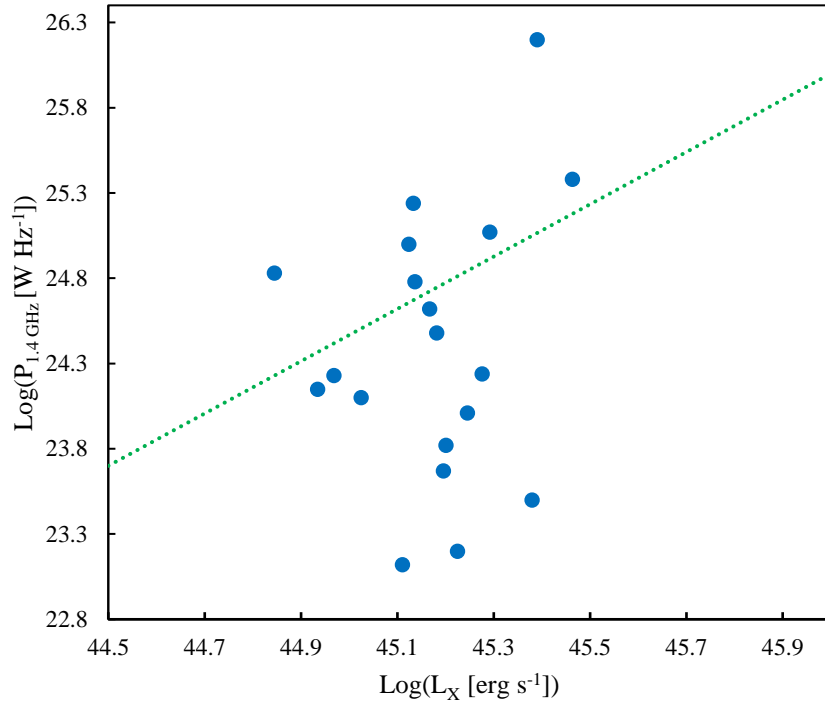


Figura 6: Grafico potenza radio – luminosità in X, per entrambe le grandezze è riportato il logaritmo in base 10. In blu i dati relativi al campione di 19 aloni radio e in verde il best fit ottenuto da Ferretti et al. (2012) per ammassi a basso redshift.

Confrontando la distribuzione dei punti ad alto redshift con l'andamento a basso redshift si osserva che, a parità di luminosità in X, ad alto redshift alcuni aloni radio sono nettamente meno potenti. Dei 19 ammassi analizzati, infatti, 7 di essi si collocano ben sotto la retta di best fit, con potenze radio da 5 a 40 volte più basse di quelle previste. Nonostante sia possibile che le osservazioni fatte su questo campione fossero limitate alle zone più luminose di tali aloni e siano state trascurate le regioni periferiche, è verosimile che queste zone non contribuiscano per più del 50% alla potenza radio totale. Anche tenendo in considerazione la dispersione nella correlazione P- $L_X$ , i valori per questi aloni continuano ad essere inconsistenti con l'andamento previsto.

A fronte di questi risultati, è stato proposto che la potenza radio degli aloni possa essere dovuta sia alla presenza di significativa attività di merger, sia alla storia evolutiva del cluster attraverso lunghi archi di tempo. Questa ipotesi è supportata anche da un lavoro

di Mann & Ebeling (2012) i quali hanno trovato una forte correlazione tra il redshift e l'evoluzione dell'attività di merger, suggerendo che essa aumenti a partire da  $z=0.4$ . In sostanza, potremmo pensare che negli ammassi dell'Universo locale i numerosi merger avvenuti nel tempo hanno dato luogo a massicce quantità di elettroni relativistici che, accelerati nuovamente da intensi e recenti merger, ora danno vita a grandi aloni radio. Ad alto redshift, invece, gli ammassi hanno subito relativamente pochi eventi di questo tipo producendo quantità minori di elettroni relativistici, per cui anche a fronte di importanti attività dinamiche producono aloni deboli.

## 2.3 Verifica della possibile evoluzione non termica degli ammassi

I risultati presentati in Giovannini et al. (2020) sono importanti e promettenti, tuttavia si basano su un campione limitato di oggetti (19 aloni radio). In questo lavoro di tesi vorremmo confermare e migliorare la possibilità che esista una relazione tra la distanza degli ammassi da noi e le proprietà dell'emissione non termica, in particolare da aloni radio.

### 2.3.1 Descrizione del campione analizzato

Agli scopi appena esposti, abbiamo estratto dalla tesi di PhD di Massimo Cau, il quale discute le proprietà non termiche degli ammassi radio, i dati relativi agli aloni radio con  $z > 0.3$  non presenti nel lavoro di Giovannini et al. (2020), ottenendo così un campione di 33 oggetti ad alto  $z$ . Dalla stessa fonte abbiamo estratto anche i dati relativi agli ammassi a basso redshift ( $z < 0.3$ ) in modo da ricavarne la retta di correlazione analogamente a quanto fatto in Ferretti et al. (2012). Si tratta di un campione di 50 oggetti di cui riportiamo il grafico  $P-L_X$  in Fig. 7. L'insieme di tutti i dati ad alto redshift che analizzeremo è presentato in Tab. 2, dove i nuovi ammassi non presenti in Giovannini et al. (2020) hanno il nome in grassetto, mentre il grafico potenza radio – luminosità in X realizzato con il campione complessivo è mostrato in Fig. 8.

Nome ammasso	$z$	$L_X$ [ $10^{44}$ erg·s $^{-1}$ ]	Log $L_X$	Log( $P_{1.5}$ [W·Hz $^{-1}$ ])
<b>A781</b>	0.30	4.34	44.64	24.81
<b>A851</b>	0.41	4.91	44.69	24.38
<b>A1351</b>	0.32	5.24	44.72	25.17

<b>A1995</b>	0.32	8.28	44.92	24.17
<b>A2552</b>	0.31	10.42	45.02	23.68
<b>ACT-CLJ0256.5+0006</b>	0.36	3.66	44.56	23.99
<b>El gordo</b>	0.87	35.50	45.55	25.65
MACS J0014.3-3022	0.31	13.60	45.13	25.24
MACS J0018.5+1626	0.55	19.60	45.29	25.07
MACS J0152.5-2852	0.41	8.60	44.93	24.15
MACS J0257.6-2209	0.32	7.00	44.85	24.83
MACS J0308.9+2645	0.36	14.70	45.17	24.62
MACS J0358.8-2955	0.43	18.90	45.28	24.24
<b>MACS J0416.1-2403</b>	0.40	8.11	44.91	24.06
MACS J0417.5-1154	0.44	29.10	45.46	25.38
MACS J0454.1-0300	0.54	16.80	45.23	23.20
<b>MACS J0553.4-3342*</b>	0.43	17.00	45.23	24.84
MACS J0647.7+7015	0.59	15.90	45.20	23.82
MACS J0717.5+3745	0.55	24.60	45.39	26.20
MACS J0949.8+1708	0.38	10.60	45.03	24.10
MACS J1131.8-1955	0.31	13.70	45.14	24.78
MACS J1149.5+2223	0.54	17.60	45.25	24.01
MACS J1731.6+2252	0.39	9.30	44.97	24.23
<b>MACS J1752.0+4440</b>	0.37	8.00	44.90	25.07
MACS J2129.4-0741	0.59	15.70	45.20	23.67
MACS J2211.7-0349	0.40	24.00	45.38	23.50
MACS J2228.5+2036	0.41	13.30	45.12	25.00
MACS J2243.3-0935	0.45	15.20	45.18	24.48
MACS J2311.5+0338	0.31	12.90	45.11	23.12
<b>PLCKG147.3-16.6</b>	0.65	7.16	44.85	24.71
<b>PLCKG285.0-23.7</b>	0.39	16.91	45.23	24.24
<b>PLCKG287.0+32.9</b>	0.39	17.20	45.24	25.00
<b>RXC J2003.5-2323</b>	0.32	8.16	44.91	25.10

Tabella 2: Nella prima colonna sono riportati i nomi dei 33 ammassi analizzati, di cui in grassetto quelli non presenti in Giovannini et al. (2020), nella seconda il loro redshift, nella terza la luminosità in banda X, nella quarta il logaritmo in base 10 della  $L_X$  e nella quinta il logaritmo in base 10 della potenza radio degli aloni.

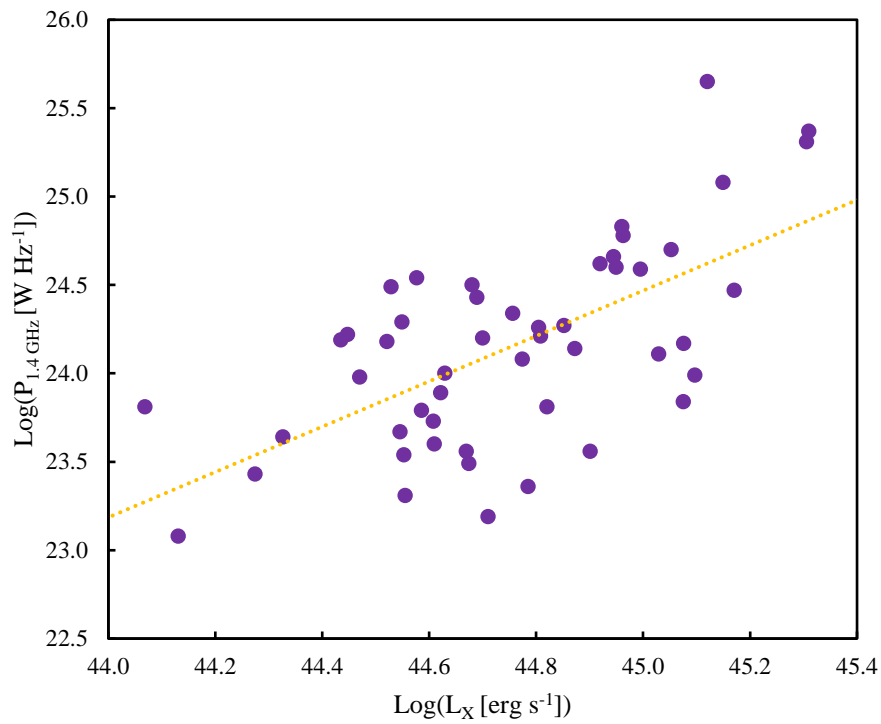


Figura 7: In viola i punti relativi al campione a basso redshift di Cau e in giallo la corrispondente retta di best fit.

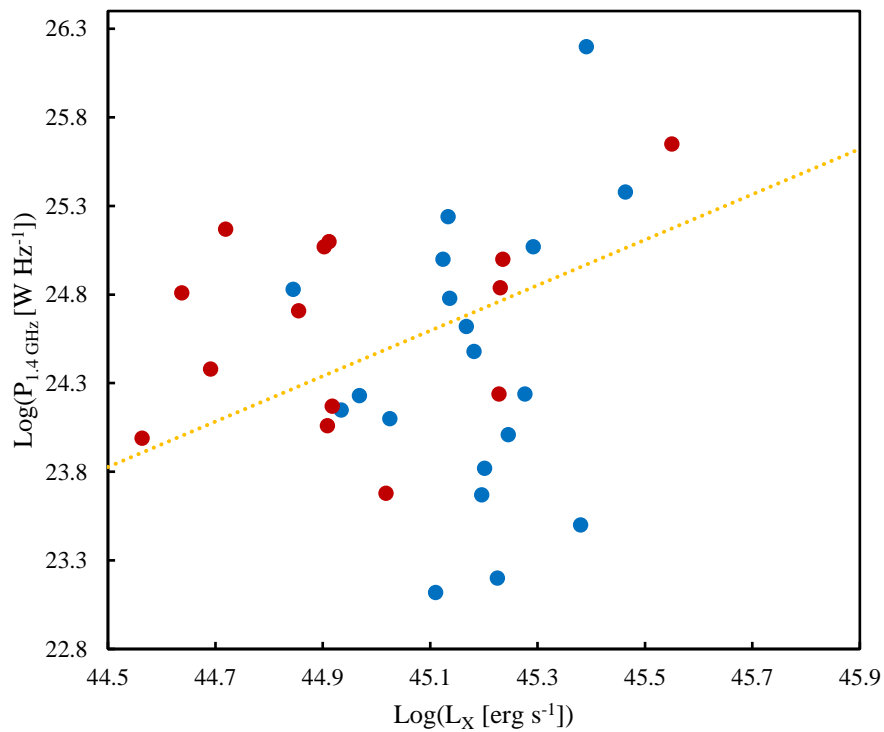


Figura 8: In blu i punti relativi al campione di aloni radio di Giovannini et al., in rosso i punti relativi agli aloni radio aggiunti e in giallo il best fit ottenuto dal campione di ammassi a basso redshift di Cau.

Gli errori sui valori della luminosità in X sono trascurabili, mentre per gli errori sul logaritmo della potenza radio, a fronte di un errore sul flusso pari al 2%, si è assunto un valore fisso pari a 0.02. Approfondimenti in merito sono riportati al punto 1 dell'appendice.

Per il campione a basso redshift abbiamo ricavato la retta di correlazione tra i logaritmi delle due quantità, mostrata in giallo nei grafici. Per ricavare la miglior stima dei parametri A e B della relazione  $\text{Log}(P) = A \cdot \text{Log}(L_X) + B$  abbiamo usato la regressione lineare, che ci ha condotto ai seguenti risultati:  $A_{z<0.3} = 1.28 \pm 0.02$  e  $B_{z<0.3} = -33.2 \pm 0.9$ . Il calcolo esplicito è riportato al punto 2 dell'appendice.

### 2.3.2 Discussione

I nuovi dati ad alto redshift estratti dalla tesi di Cau sono, in generale, in accordo con la correlazione discussa nel paragrafo 2.2.1 ma sono necessarie due importanti osservazioni:

- 1) mentre il campione usato da Giovannini et al. (2020) e quello usato da Ferretti et al. (2012) sono campioni completi<sup>3</sup> selezionati in X o in ottico, quindi senza effetti di selezione, gli ammassi di Cau non sono un campione completo ma una raccolta di aloni radio trovati a volte anche casualmente e pubblicati individualmente. Non stupisce quindi che la maggior parte dei dati di Cau mostrino aloni con una potenza radio più alta della media (la maggior parte dei punti rossi si trovano sopra la retta gialla), in quanto più facilmente osservabili;
- 2) malgrado quanto detto al punto 1, esistono due casi tra quelli di Cau in cui l'emissione radio è nettamente più bassa del previsto, che si aggiungono quindi ai 7 ammassi peculiari trovati ad alto redshift da Giovannini et al. (2020).

I due ammassi peculiari sono PLCKG285.0-23.7 e A2552.

Il primo, PLCKG285.0-23.7, presenta un'emissione radio diffusa con un'estensione di circa 700 kpc e una potenza radio a 1.4 GHz di  $1.7 \times 10^{24}$  W/Hz,

---

<sup>3</sup> Un campione è completo quando, dati i criteri di selezione, contiene tutti gli oggetti che rispettano tali criteri. Nel caso di Giovannini et al. (2020) il campione è composto da tutti gli ammassi con una luminosità in X superiore ad un dato valore di soglia.

identificata con un alone radio. La morfologia e le dimensioni di questa sorgente, infatti, mostrano una forte somiglianza tra l'emissione non termica e la componente termica dell'ICM, individuata dalla radiazione di Bremsstrahlung in banda X. Come molti aloni radio, anche questo fa parte di un cluster massivo, di circa  $8.4 \times 10^{14} M_{\odot}$ , e ci sono forti evidenze che si tratti di un sistema in fase di merger.

Il secondo, A2552, presenta quattro sorgenti radio discrete attorno alla zona centrale: una è associata all'emissione della BCG, due hanno corrispondenze in ottico mentre la quarta non è stata ancora ben identificata. Se attribuiamo a quest'ultima il redshift dell'ammasso, è la sorgente più estesa, con un'ampiezza di circa 180 kpc e una potenza radio a 610 MHz di  $2.6 \times 10^{24}$  W/Hz. Attorno alla sorgente centrale si rilevano macchie di emissione radio diffusa, classificata come un candidato alone. Lo stato dinamico dell'ammasso non risulta ben definito: se da una parte l'analisi morfologica suggerisce che sia un cluster rilassato, dall'altra le osservazioni in ottico e in X lo identificano come un "non cool-core".

Oltre agli outsider per potenza radio troppo bassa, possiamo osservarne alcuni che, dal lato opposto, hanno una potenza radio maggiore di quella prevista dalla correlazione sia nel campione di Giovannini et al. (2020) sia nel campione di Cau. Nello specifico, si tratta dell'ammasso A1351 del campione di Cau e dell'ammasso MACSJ0717.5+374 del campione di Giovannini et al. (2020). Essi mostrano potenze radio pari circa a 14 volte i valori attesi. Tuttavia, è noto dalla letteratura che questi due cluster sono estremamente massivi e presentano eccezionali attività di merger. Quindi il motivo fisico per cui si discostano dalla correlazione che ipotizziamo è chiaro e non rappresenta una questione aperta, al contrario di quanto avviene per gli outsider a bassa potenza.

### 2.3.3 Analisi del campione escludendo le anomalie

Fatte queste osservazioni, abbiamo voluto analizzare in modo più approfondito la correlazione P- $L_X$  escludendo tutti i cluster anomali, così da poter fare un confronto tra gli andamenti ad alto e basso redshift.

Il campione ad alto  $z$  si è ridotto a un insieme di 22 ammassi, attraverso i quali abbiamo ricavato la retta di best fit per la correlazione tra  $\text{Log}(P)$  e  $\text{Log}(L_X)$  ad alto redshift applicando la regressione lineare, analogamente a quanto fatto a basso redshift. I parametri della retta di correlazione ottenuti sono:

$$A_{z>0.3} = 1.17 \pm 0.02 \text{ e } B_{z>0.3} = -27.8 \pm 0.8$$

In Fig. 9 è riportato il grafico  $\text{Log}(P)\text{-Log}(L_X)$  con la nuova retta di correlazione.

Ricordando quanto fatto in 2.3.1, a basso redshift avevamo ottenuto

$$A_{z<0.3} = 1.28 \pm 0.02 \text{ e } B_{z<0.3} = -33.2 \pm 0.9$$

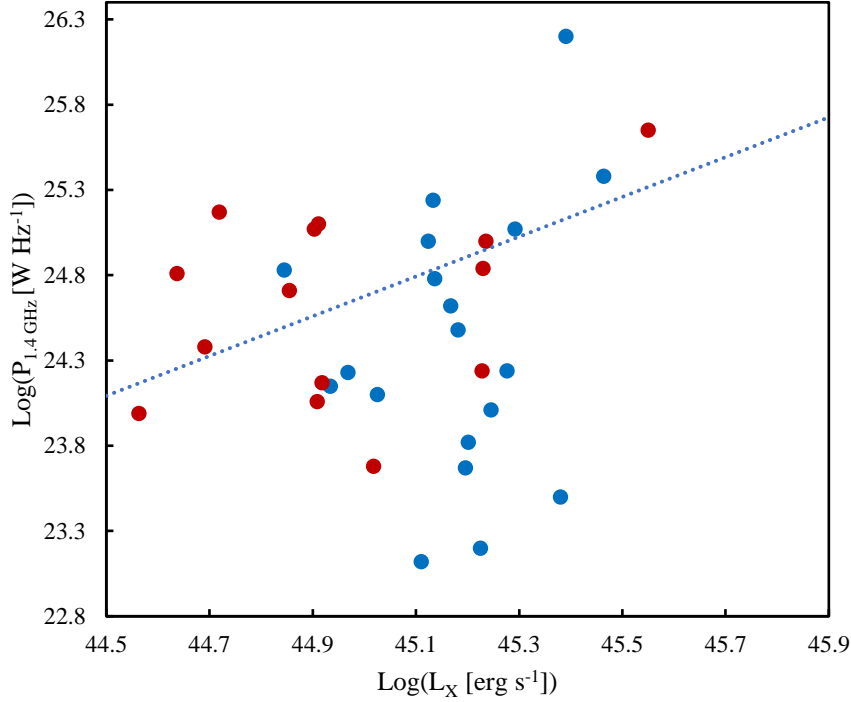


Figura 9: Campione complessivo ad alto redshift, in rosso il campione di Cau e in blu il campione di Giovannini et al. (2020). In azzurro la retta di best fit realizzata sul campione escludendo gli outsider.

Per entrambi i campioni abbiamo anche calcolato il coefficiente di correlazione lineare  $r$ , ottenendo ad alto redshift  $r \approx 0.621$  e a basso redshift  $r \approx 0.636$  (riportiamo il calcolo al punto 3 dell'appendice). Tenendo conto della numerosità dei rispettivi campioni (22 oggetti a  $z > 0.3$  e 50 oggetti a  $z < 0.3$ ), la probabilità di non correlazione dai valori tabulati è  $< 0.1\%$  in entrambi i casi. Questo conferma che l'ipotesi che la potenza radio e la luminosità in banda X siano grandezze correlate è altamente significativa.

Andando però a fare un test del chi-quadrato per valutare l'adattabilità dei dati all'andamento proposto, non otteniamo risultati soddisfacenti. In termini di chi-quadro ridotto, ad alto redshift  $\tilde{\chi}_0^2 \approx 477$  e a basso redshift  $\tilde{\chi}_0^2 \approx 300$  (calcolo al punto 4 dell'appendice). Prendendo per buoni questi valori dovremmo rigettare l'ipotesi fatta senza esitare, ma ci sono varie questioni da prendere in considerazione che possono dare spiegazione a quanto ottenuto.



La causa principale di questo apparente disaccordo è il fatto che l'errore stimato sul flusso, e quindi sulla potenza radio, non è significativo rispetto alle proprietà degli aloni. La potenza radio dell'alone, infatti, può avere una larga dispersione rispetto al best fit in quanto:

- il confine dell'alone radio non è mai ben definito ma dipende dalla sensibilità e dalla risoluzione delle strumentazioni utilizzate;
- possono essere presenti sorgenti discrete non collegate all'alone difficili da individuare e sottrarre;
- nonostante abbiamo stabilito che esiste una correlazione tra radio e X, molti altri fattori possono influire sulla dispersione dei dati, come l'età del merger, la massa coinvolta, effetti di proiezione, angoli di urto più o meno grandi ecc.

Quindi, guardando il quadro generale, è normale aspettarsi una forte dispersione dei dati che non è dovuta a errori di misura ma proprio a motivazioni fisiche. Tenuto conto di ciò, possiamo concludere che, in buona approssimazione, le rette di correlazione ad alto e basso redshift sono compatibili tra loro.

## 2.4 Conclusioni

Integrare i dati di Giovannini et al. (2020) con quelli di Cau ci ha permesso di approfondire lo studio della correlazione tra potenza radio e luminosità in banda X degli ammassi che presentano aloni radio, sia ad alto che a basso redshift. La prima e importante conclusione che possiamo trarre è che sia nell'Universo locale che in quello remoto la correlazione tra queste due grandezze è altamente significativa. Individuando le relazioni tra potenza radio e luminosità in X con altre grandezze, come la massa o l'età del merger, sarebbe possibile adattarvi la relazione  $P-L_X$  in modo da ridurre la dispersione dei dati ed ottenere un accordo migliore tra dati e correlazione.

Sulla base dei risultati ottenuti, poi, possiamo distinguere nel campione di ammassi ad alto redshift tre famiglie: cluster con potenza radio direttamente proporzionale alla luminosità in X approssimativamente secondo la correlazione individuata; ammassi con un'eccezionale potenza radio in confronto con la luminosità in X; cluster con un'elevata luminosità in X che presentano una bassa potenza radio.

Gli ammassi del primo tipo sono quelli che, a fronte dell'individuazione della correlazione  $P-L_X$ , si comportano come ci aspettiamo e danno prova della consistenza della relazione. Quelli del secondo tipo sono cluster che presentano attività di merger eccezionali, quindi è plausibile che la potenza radio cresca per via delle perturbazioni dinamiche del sistema più di quanto aumenti la luminosità in X, dando vita a questi ammassi anomali. La natura degli ammassi del terzo tipo è quella meno chiara. Se la potenza degli aloni dipendesse solo dall'intensità dei merger, infatti, non dovremmo avere mai dei cluster eccessivamente spostati a basse potenze rispetto alla correlazione  $P-L_X$ , come invece si verifica.

Su un campione complessivo di 33 oggetti ad alto redshift, infatti, 9 di essi mostrano una potenza radio nettamente sotto la correlazione, con valori dalle 4 alle 40 volte più piccoli di quelli previsti e rappresentano il 27.3% degli aloni analizzati. L'ipotesi che facciamo è che l'età dell'ammasso sia un fattore importante nello sviluppo di emissione non termica nella misura in cui con l'età cresce anche la massa del cluster. Se la nascita di emissioni radio diffuse, specialmente da aloni, è legata a merger importanti, se l'intensità dell'emissione è tanto più grande quanto è massivo il cluster e se con il passare del tempo la massa dei cluster aumenta, allora è plausibile pensare che la storia evolutiva degli ammassi sia determinante per lo sviluppo delle loro emissioni radio. In questo senso, il numero di cluster che rispettano la correlazione prevista andrebbe aumentando col diminuire del redshift, quindi avvicinandoci all'Universo locale, mentre andando indietro nel tempo vedremmo aumentare il numero di outsider, identificandoli come cluster meno evoluti.

## Appendice

### 1. Calcolo delle incertezze

Per calcolare l'errore sul logaritmo della potenza radio si è supposto un errore sul flusso radio pari al 2%. Chiamando  $P$ =potenza radio,  $F$ =flusso,  $D=\text{Log}(P)$  e noto che  $P = F \cdot \text{cost}$ , si ha:

$$\begin{cases} \Delta D = \Delta P \cdot \left| \frac{dD}{dP} \right| = \frac{\Delta P}{P} \\ \Delta P = \Delta F \cdot \text{cost} \\ \Delta F = 0.02 \cdot F = 0.02 \cdot \frac{P}{\text{cost}} \end{cases} \rightarrow \Delta D = 0.02 \cdot \frac{P}{\text{cost}} \cdot \text{cost} \cdot \frac{1}{P} = 0.02$$

Quindi l'errore su  $\text{Log}(P)$  sarà pari a  $\delta_y=0.02$  indipendentemente dal valore di  $P$ .

### 2. Regressione lineare

Se ipotizziamo che tra  $\text{Log}(L)$  e  $\text{Log}(P)$  sussista una relazione lineare, la migliore stima dei parametri  $A$  e  $B$  tali per cui  $\text{Log}(P)=A \cdot \text{Log}(L)+B$  si ottiene attraverso la regressione lineare. Chiamando  $N$  il numero di ammassi del campione,  $(x_i, y_i)$  l' $i$ -esima coppia di valori ( $\text{Log}(L)$ ,  $\text{Log}(P)$ ) e applicando la regressione lineare, i parametri  $A$  e  $B$  sono dati da:

$$A = \frac{N \sum_i x_i y_i - \sum_i x_i \sum_i y_i}{\Delta}$$

$$B = \frac{\sum_i x_i^2 \sum_i y_i - \sum_i x_i \sum_i x_i y_i}{\Delta}$$

dove

$$\Delta = N \sum_i x_i^2 - \left( \sum_i x_i \right)^2$$

e, data  $\sigma_y$  l'incertezza su  $\text{Log}(P)$ , le incertezze sui parametri  $A$  e  $B$  sono:

$$\sigma_A = \sigma_y \sqrt{\frac{N}{\Delta}}, \quad \sigma_B = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum_i x_i^2}{\Delta}}$$

### 3. Coefficiente di correlazione lineare

Il coefficiente di correlazione lineare è calcolato secondo la seguente formula:

$$r = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \sum_i (y_i - \bar{y})^2}}$$

dove  $\bar{x}$  ed  $\bar{y}$  sono i valori medi delle variabili Log(L) e Log(P) rispettivamente e, come sopra,  $(x_i, y_i)$  corrisponde all'i-esima coppia di valori (Log(L), Log(P)).

### 4. Test del chi-quadrato

Dal momento che vogliamo verificare l'adattabilità di una correlazione lineare ad un campione di dati, il  $\chi^2$  è stato ottenuto nel seguente modo:

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{y_i - Ax_i - B}{\delta_y} \right)^2$$

da cui il chi quadro ridotto è  $\bar{\chi}^2 = \frac{\chi^2}{N-2}$ .

A basso redshift, con un campione di 50 oggetti si ha  $\chi^2 \approx 15148$  e un  $\bar{\chi}^2 \approx 303$ , ad alto redshift, per un campione di 22 oggetti si ha  $\chi^2 \approx 9545$  e  $\bar{\chi}^2 \approx 477$ .

## Bibliografia

- Alshino, A. 2010. *Evolution of X-ray and Optical Properties of Galaxy Clusters*. PhD, University of Birmingham
- Bahacall, N.A. 1996. *Clusters and Superclusters of Galaxies*. Princeton University Observatory
- Cau, M. 2019. *New detection and statistics of diffuse radio sources in galaxy clusters*. PhD, Università di Bologna
- Ferretti, L., Giovannini, G., Govoni, F., Murgia, M. 2012, *A&A Rv*, 20, 54
- Giovannini, G., Cau, M., Bonafede, A., Ebeling, H., Ferretti, L., Girardi, M. et al. 2020, *A&A*, 640, A108
- Kale, R., Venturi, T., Giacintucci, S., Dallacasa, D., Cassano, R., Brunetti, G., Cuciti, V. et al. 2015, *A&A*, 579, A92
- Kravtsov, A.V., Boragni, S. 2012, *Ann Rv A&A*, 50, 353
- Lin, Y.T., Mohr, J.J. 2004, *ApJ*, 617, 879
- Martinez Aviles, G., Johnston-Hollit, M., Ferrari, C., Venturi, T., Democles, J., Dallacasa, D. et al. 2018, *A&A*, 611, A94
- Schneider, P. 2015. *Extragalactic Astronomy and Cosmology. An introduction*. 2. ed. Bonn: Springer
- Taylor, J.R. 2000. *Introduzione all'analisi degli errori. Lo studio delle incertezze nelle misure fisiche*. 2. ed. Bologna: Zanichelli

## Ringraziamenti

A conclusione di questo elaborato, vorrei ringraziare tutti coloro senza i quali non sarei arrivata fin qui.

Grazie al mio relatore, il Prof. Gabriele Giovannini, che, nonostante le difficoltà di questo periodo, mi ha permesso di vivere quest'importante esperienza formativa, mostrandosi sempre disponibile e paziente.

Grazie ai miei genitori, perché se sono qui è solo grazie all'Amore e alla Fiducia che da sempre leggo nei vostri occhi. Grazie anche a mio fratello, Alessio, le mie giornate sono più felici da quando ci sei.

Grazie al mio fidanzato, Simone. In questi anni mi hai supportato e sopportato come nessun altro. Hai sempre creduto in me e questo mi ha permesso di superare anche i momenti più difficili.

Grazie agli amici di sempre e a quelli entrati da poco nella mia vita, condividere con voi gioie e dolori ha reso questi anni indimenticabili.