

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Emissione non termica in ammassi di galassie: analisi di radiosorgenti diffuse

Relatore:

**Prof.
Gabriele Giovannini**

Presentata da:

**Maria Giulia
Campitiello**

Anno Accademico 2016/2017

”(...)Siamo noi che possiamo rendere il nostro lavoro entusiasmante, dipende solo dal nostro atteggiamento nei confronti della vita. Nelle cose che farete, qualsiasi cosa, metteteci sempre il desiderio.”

*Michele Tosi, prof di storia dell'arte del Liceo Galvani di Bologna, nella sua ultima lettera a noi, i suoi studenti.

Indice

Abstract	4
1 Cenni sulle Galassie	5
1.1 Classificazione morfologica	5
2 Ammassi di galassie	7
2.1 Identificazione degli ammassi	7
2.2 Classificazione morfologica degli ammassi	8
3 Proprietà degli ammassi	10
3.1 Teorema del viriale	11
3.2 Lente gravitazionale	12
3.3 Distribuzione del gas e β -Model	12
3.4 Funzione di luminosità	14
3.5 Distribuzione spaziale	15
3.6 Distribuzione delle velocità	16
4 Mezzo intergalattico ed emissioni in X	18
4.1 Classificazione	18
4.2 Cooling Flow	19
4.3 Merger	20
4.4 Meccanismi di emissione in X	21
4.4.1 Effetto Compton inverso	21
4.4.2 Bremsstrahlung termica	22
5 Emissioni radio	24
5.1 Galassie attive (AGN)	24
5.2 Sorgenti radio diffuse	26
5.2.1 Aloni radio	26
5.2.2 Relitti	27
5.2.3 Mini-aloni	28

6	Radiazione di sincrotrone in sorgenti radio diffuse	29
6.1	Particelle relativistiche negli aloni	31
6.1.1	Elettroni relativistici negli aloni radio	31
6.1.2	Elettroni relativistici nei relitti	32
6.1.3	Elettroni relativistici nei mini-aloni	32
6.2	Campi magnetici negli ammassi	33
6.2.1	Struttura dei campi magnetici	33
6.2.2	Origine	33
7	Analisi dati	35
7.1	Analisi degli aloni radio	35
7.2	Commento	41
7.2.1	Relazione tra indice spettrale e temperatura	41
7.2.2	Relazione tra presenza di aloni e fenomeni di merger	42
7.2.3	Un caso particolare: CL1821+643	43
7.2.4	Dimensioni degli aloni e connessione tra $P_{1.4GHz} - L_X$	44
7.2.5	Aloni e redshift	44
7.3	Analisi relitti radio	44
7.4	Commento relativo ai relitti radio	49
7.4.1	Struttura dei relitti: allungata e rotondeggiante	49
7.4.2	Ammassi con relitti e aloni	50
7.4.3	Doppi relitti e aloni	50
7.4.4	Potenza radio, LLS	51
7.4.5	Indice spettrale dei relitti	52
7.4.6	Relitti e redshift	52
7.5	Aloni e relitti	52
7.6	Formazione ed accrescimento della struttura degli ammassi	54
	Conclusioni	56
	A Teorema del viriale	57
	Bibliografia	59
	Ringraziamenti	60

Abstract

Gli ammassi di galassie sono le più grandi strutture dell'Universo che hanno raggiunto l'equilibrio viriale. Essi sono il risultato dell'aggregazione gravitazionale di galassie e sono costituiti oltre che da materia luminosa, anche da un gas caldo detto intracluster medium(ICM) e da materia oscura(circa l'80% del totale). L'ICM è caratterizzato da emissioni sia di tipo termico che non termico, rispettivamente nella banda X e nella banda Radio, dovute soprattutto al meccanismo di bremsstrahlung termica e all'emissione di sincrotrone. Lo studio delle radiazioni emesse da questo gas ha portato alla comprensione di alcuni processi caratteristici nella dinamica degli ammassi di galassie, quali i fenomeni di merger e cooling flow, consentendo così una migliore descrizione della dinamica e dell'evoluzione degli ammassi. In questa tesi si pone l'attenzione sulle sorgenti radio diffuse, in particolare sugli aloni e i relitti radio, al fine di analizzare possibili correlazioni tra Potenza radio-Luminosità X, Potenza Radio-LLL e valutare una possibile dipendenza dell'indice spettrale caratteristico della radiazione di sincrotrone dalla temperatura. La ricerca relativa agli ammassi di galassie risulta importante in quanto, trattandosi delle più grandi strutture dell'Universo che abbiano raggiunto l'equilibrio viriale, il loro studio risulta un valido strumento per la verifica dell'attuale Modello Cosmologico.

Capitolo 1

Cenni sulle Galassie

Prima di intraprendere il discorso relativo all'emissione non termica degli ammassi di galassie è necessario soffermarsi sulla definizione delle componenti fondamentali di tali strutture, ovvero le galassie. Le galassie sono costituite da aggregazioni gravitazionali di stelle, ammassi stellari, gas e polveri e sono caratterizzate dalla presenza di campi magnetici e raggi cosmici. L'identificazione di tali strutture risale agli anni Venti del Novecento e può essere attribuita ad Edwin Hubble il quale mediante l'uso del telescopio *Hooker* situato presso l'osservatorio di Monte Wilson, riuscì a risolvere come insiemi di stelle la parte esterna di alcune nebulose spiraliformi, e individuando in tali zone alcune variabili Cefeidi fu in grado di stabilirne la distanza e verificare che fossero troppo lontane per poter appartenere alla Via Lattea. Fu proprio Hubble pochi anni dopo ad elaborare il sistema più comune di classificazione delle galassie, ovvero la "sequenza di Hubble".

1.1 Classificazione morfologica

Basandosi sull'osservazione di oggetti relativamente vicini, e dunque estesi e con elevata luminosità superficiale, Hubble elaborò una prima classificazione morfologica delle galassie basata sulla suddivisione in tre classi principali:

- Galassie ellittiche (E): costituiscono il 13% del totale e sono caratterizzate da una struttura sferoidale e diversi gradi di ellitticità. Contengono principalmente stelle evolute di Popolazione II e non presentano gas interstellare;
- Galassie spirali (S, se normali, SB se barrate): rappresentano il 61% del totale e sono strutture a disco con bracci di spirale che si dipartono da esso (spirali normali) o da una struttura a forma di barra che fuoriesce dal nucleo

(spirali barrate). Esse presentano gas interstellare e stelle di Popolazione I giovani nei bracci, e stelle di Popolazione II nel nucleo.

- Galassie irregolari (Ir): sono circa il 5% del totale e non presentano una struttura definita. Esse contengono stelle di Popolazione I giovani.

Ad esse si aggiungono altre due classi:

- Galassie lenticolari(S0): caratterizzate da una struttura a disco, ma prive di bracci di spirale;
- Galassie giganti(cD): sono di tipo ellittico e presentano più di un nucleo; tale caratteristica si pensa sia dovuta al fatto che esse abbiano avuto origine in seguito ad uno scontro tra galassie presenti nel centro del cluster.

Al contrario di quanto ritenuto da Hubble, tale classificazione non corrisponde ad un'interpretazione evolutiva delle galassie, ma è puramente morfologica.

Un'altra quantità importante per lo studio delle galassie è il rapporto tra la massa e la luminosità (M/L); la prima può essere ottenuta mediante lo studio della dinamica del sistema, la seconda invece viene ricavata dall'osservazione della radiazione prodotta dalle componenti, in particolare le stelle. Tale rapporto assume solitamente valori maggiori dell'unità, e testimonia il fatto che la massa ricavata dallo studio della dinamica è maggiore di quella che produce la radiazione. Questa incongruenza viene risolta assumendo che esista materia oscura (dark matter), ovvero materia non interagente con la radiazione.

Infine le galassie non sono distribuite uniformemente nello spazio, ma si aggregano gravitazionalmente in sistemi che in base al numero dei loro membri vengono chiamati Gruppi, Ammassi di galassie o superammassi.

Capitolo 2

Ammassi di galassie

Gli ammassi di galassie sono i sistemi virializzati più grandi dell'Universo, e il loro studio può portare ad una migliore comprensione dei fenomeni di formazione e di evoluzione delle strutture cosmiche. Essi sono caratterizzati da una massa di circa 10^{15} masse solari, da un volume di circa 100 Mpc^3 e contengono dalle 50 alle 1000 galassie. Il primo problema in cui si incorre nella trattazione dei cluster è quello di definire l'appartenenza delle galassie a tali strutture. A questo proposito sono stati elaborati due metodi di identificazione.

2.1 Identificazione degli ammassi

Il primo metodo di identificazione è quello formulato da George Abell nel 1958, secondo cui un ammasso per essere definito tale deve soddisfare le seguenti condizioni:

- Ricchezza: l'ammasso deve essere costituito da almeno 50 galassie comprese nell'intervallo di magnitudine m_3, m_{3+2} , dove m_3 indica la magnitudine della terza galassia più luminosa. Abell individuò sei gruppi, da 0 a 5, caratterizzati da un diverso numero di componenti, ovvero rispettivamente 30-49, 50-79, 80-129, 130-199, 200-299, ≥ 30 ;
- Compattezza: almeno 50 membri dell'ammasso devono essere situati entro il raggio di Abell, pari o a $1,72/z$ arcminuti, dove z è il parametro di redshift medio dell'ammasso, o a $1,5 h^{-1}$ Mpc, dove $h = H_0/100$ e H_0 è la costante di Hubble. Questo criterio è valido se le galassie hanno velocità di recessione simili;
- Distanza: gli elementi dell'ammasso devono avere redshift compreso tra 0,2 e 0,02 corrispondente a circa 850-85 Mpc, anche se attualmente sono osservati

anche ammassi con redshift maggiore di 0,4, quasi 1700 Mpc. Si distinguono in questo modo sette gruppi che considerano la distanza in funzione del decimo elemento più luminoso.

Il secondo metodo fu proposto nel 1960 da Fritz Zwicky e si basa sui seguenti due criteri:

- Il confine del cluster è determinato dall'isopleta che racchiude una densità di galassie maggiore di due volte la densità delle galassie di fondo (con isopleta si intende una curva che unisce zone di ugual numero di elementi per unità di superficie);
- L'isopleta deve contenere almeno 50 galassie con magnitudine entro due unità rispetto alla galassia più brillante.

Quest'ultimo criterio è molto meno restrittivo rispetto al primo, e infatti i cataloghi di Zwicky contengono più ammassi. Tuttavia il criterio di Abell consente di valutare in maniera più corretta la ricchezza di un ammasso di galassie. Infatti il raggio apparente entro cui si conteggiano le galassie è indipendente dalla distanza tra l'osservatore e l'ammasso.

2.2 Classificazione morfologica degli ammassi

Anche dal punto di vista della morfologia esistono diversi tipi di classificazione. Il più generale consiste nella distinzione tra ammassi regolari e irregolari, i quali presentano le seguenti proprietà:

- Regolari: sono costituiti da circa un migliaio di galassie, delle quali la maggior parte è situata nel nucleo ed è di tipo ellittico o lenticolare. Essi presentano inoltre una forma simmetrica priva di sottostrutture (ovvero aggregazioni indipendenti di galassie).
- Irregolari: non presentano alcun tipo di simmetria e sono caratterizzati da sottostrutture. Essi contengono meno di mille galassie perlopiù a spirale.

Un altro metodo è quello di Zwicky che suddivide gli ammassi in tre categorie:

- Compatti, se contengono almeno dieci galassie che vengono viste parzialmente sovrapposte se proiettate sulla sfera celeste;
- Medio compatti, se la distanza tra le galassie è comparabile al loro diametro;
- Aperti, se non è visibile nessun tipo di concentrazione.

Segue il metodo di Oemler che classifica gli ammassi a seconda del rapporto tra galassie ellittiche, lenticolari e spirali presenti. Si distinguono le seguenti classi:

- Ricchi di spirali(Tipo I) quando il rapporto E:S0:S è pari a 1:2:3;
- Poveri di spirali(Tipo II) quando il rapporto è 1:2:1;
- Cd, quando il rapporto è 3:4:2. Essi presentano solitamente una galassia dominante centrale (cD appunto).

Altri due tipi di classificazione distinguono gli ammassi in relazione alla luminosità delle galassie costituenti. Abbiamo dunque il metodo Bautz Morgan che prevede la distinzione tra tre gruppi:

- BM I, dominati da una galassia cD la cui magnitudine è molto bassa;
- BMII, dove le galassie più brillanti sono di tipo intermedio tra le cD e le ellittiche giganti;
- BMII, dove nessuna galassia domina in luminosità l'ammasso.

E infine il metodo Rood e Sastry che differenziano sei classi di ammassi in base ai dieci elementi più luminosi:

- CD(supergiant) per ammassi contenenti una galassia cD tre volte maggiore di ogni altra galassia dell'ammasso;
- B (binary) con due galassie brillanti al centro che formano un sistema binario;
- L (line) se almeno tre delle galassie più luminose sono disposte su una linea retta;
- F(flat) se le galassie più luminose hanno una distribuzione proiettata uniforme;
- C(core-halo)quando almeno quattro delle galassie più luminose sono situate nel core a distanze paragonabili al loro diametro;
- I(irregular) quando non si evidenzia nessun tipo di ordine.

Capitolo 3

Proprietà degli ammassi

Gli ammassi di galassie, essendo le più grandi strutture virializzate, giocano un ruolo importante nella comprensione dei modelli cosmologici. In Figura 3.1 è riportato un grafico che mette in relazione il rapporto tra le densità di ammassi con massa superiore a $5 \times 10^{14} h^{-1}$ masse solari rispettivamente ad un dato redshift e ai giorni nostri, con il redshift stesso; le tre linee rappresentano tre diversi modelli cosmologici. Si può osservare che all'aumentare del redshift l'andamento di ogni modello si differenzia dagli altri; stimare quindi la massa dei cluster e la loro distribuzione può contribuire ad una migliore interpretazione dell'evoluzione dell'Universo.

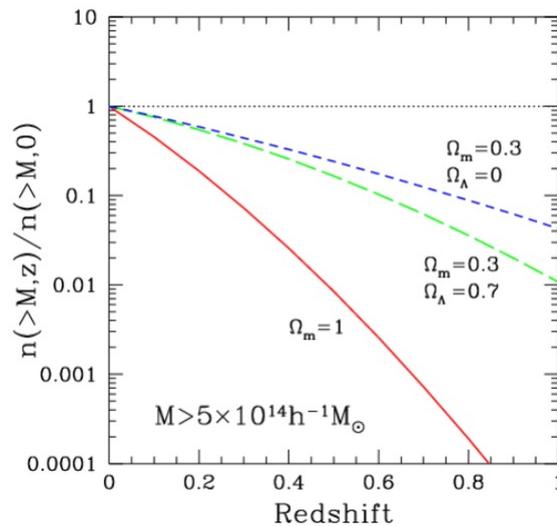


Figura 3.1: Grafico appartenente all'articolo di Rosati et al. 2001. Le tre diverse linee rappresentano tre diversi modelli cosmologici.

La massa luminosa delle galassie costituisce solo il 3~5% della massa gravita-

zionale totale di un cluster; un contributo decisamente più importante è apportato dalla presenza di un gas caldo diffuso, osservabile nella banda X, in quanto soggetto a emissione di tipo Bremsstrahlung termica. La componente dominante tuttavia è la massa oscura (dark matter) che costituisce circa l'80% del totale. Queste stime possono essere effettuate mediante tre procedimenti distinti e indipendenti, ovvero:

- Mediante l'osservazione del fenomeno di lente gravitazionale;
- Analizzando l'ammasso con il β model;
- Utilizzando il Teorema del viriale.

In questo capitolo si analizzeranno inoltre le distribuzioni spaziali e quelle di luminosità e velocità.

3.1 Teorema del viriale

Il teorema del viriale è una relazione che lega l'energia potenziale di un sistema isolato all'energia cinetica dello stesso, secondo la formula:

$$2\bar{T} + \bar{U} = 0$$

Estendendo l'equazione ad un sistema costituito da N galassie e approssimando i calcoli otteniamo:

$$2\frac{1}{2}\sum_{i=1}^N m_i v_i^2 = -\sum_{i \neq j}^N G \frac{m_i m_j}{r_{ij}}$$

$$M \sum_{i=1}^N v_i^2 = -M^2 G \sum_{i \neq j}^N \frac{1}{r_{ij}}$$

Da cui si ottiene:

$$M \sigma_r^2 = -G \frac{M^2}{\langle r_{ij} \rangle}$$

la massa viriale viene dunque definita come:

$$M = f \frac{r \sigma_r^2}{G}$$

Dove σ_r è la dispersione di velocità, f è il fattore di forma e R è il raggio gravitazionale. Inoltre è possibile stimare i valori tipici di R e σ_r per un ammasso, ovvero R= 2 Mpc e $\sigma_r = 10^3$ km/s, ottenendo così una massa pari a 10^{15} masse solari. Il valore della massa ottenuta è ben maggiore della somma delle masse delle galassie e dell'ICM, e ciò confermerebbe l'ipotesi relativa alla presenza di massa oscura

nell'Universo.

Come anticipato all'inizio della trattazione, per applicare questo metodo è necessario che l'ammasso si trovi in equilibrio dinamico e termico e dunque che non siano presenti fenomeni di merger.

3.2 Lente gravitazionale

Il fenomeno di lente gravitazionale si manifesta con la presenza di archi di luce nelle vicinanze di nuclei massivi di diversi cluster. Analizzando lo spettro di tali archi si osserva che la luce proviene da distanze molto maggiori rispetto a quelle dell'ammasso e pertanto deve essere stata originata da fonti lontane allineate con il cluster che funge da lente. L'effetto viene spiegato dalla relatività generale.

Un ostacolo massivo interposto tra una sorgente luminosa e il punto di osservazione genera un campo gravitazionale che curva lo spazio-tempo. La luce incorrendo in tale perturbazione la aggira seguendone le linee geodetiche e giunge fino a noi facendoci apparire distorta la sua sorgente.

Il caso più semplice da analizzare è quello in cui sorgente, lente e osservatore sono allineati. In queste condizioni l'angolo di deflessione di un raggio di luce passante ad una distanza b (parametro di impatto) dalla lente di massa M , è dato dalla relazione:

$$\alpha = \frac{4MG}{bc^2}$$

Questo metodo non pone vincoli allo stato dinamico dell'ammasso ma può essere utilizzato solo nei rari casi in cui si manifesta il fenomeno. Ancora una volta il calcolo della massa conferma che quella visibile all'interno del cluster costituisce solo il 20% della massa gravitazionale totale, e che è dunque necessario contemplare la presenza di materia oscura.

3.3 Distribuzione del gas e β -Model

Il β -model è il modello di distribuzione del gas più utilizzato e si basa su due assunzioni: il fatto che sia il gas che le galassie si distribuiscono isotermicamente ed in equilibrio idrostatico nel potenziale gravitazionale dell'ammasso, e che quest'ultimo abbia simmetria sferica (condizione necessaria per determinarne la massa e dunque la percentuale di materia barionica).

Verifichiamo innanzitutto che una struttura di diametro pari a circa 1 Mpc può essere caratterizzata da equilibrio idrostatico.

La velocità del suono nell'ICM è:

$$v_s \approx \sqrt{\frac{P}{\rho_g}} = \sqrt{\frac{nKT_g}{\rho_g}} = \sqrt{\frac{nKT_g}{\mu m_p}} \approx 1000 km/s$$

dove P , ρ_g , $T_g \approx 10^8 K$, n e μ sono rispettivamente la pressione, la densità, la temperatura, la densità numerica di particelle e la massa molecolare media del gas (dal valore di circa 0,63).

Il tempo impiegato da un'onda sonora per attraversare un ammasso di diametro pari a $2R_A = 1 Mpc$ è:

$$t_{attraversamento} = \frac{2R_A}{v_s} \approx 10^9 \text{anni}$$

ovvero un tempo più breve dell'età dell'ammasso (dell'ordine dell'età dell'universo 10^{10}). Ciò significa che il tempo necessario affinché le deviazioni dall'equilibrio idrostatico siano assorbite è minore del tempo che necessita un'onda per percorrere tutto l'ammasso. Il sistema risulta pertanto in equilibrio e vale:

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

sapendo dalla legge dei gas perfetti che

$$P = \frac{\rho_g K T_g}{\mu m_p}$$

Da cui si ottiene il valore della massa del gas intergalattico:

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

Nell'assunzione che la distribuzione del gas sia isoterma:

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p G M}{K T_g r^2}$$

ricordando che l'equazione della densità totale è:

$$\frac{d \ln \rho}{dr} = -\frac{1}{\sigma_v^2} \frac{G M}{r^2}$$

si osserva che

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} \propto \frac{d \ln \rho}{dr} \rightarrow \rho_g \propto [\rho(r)]^\beta$$

dove β vale

$$\beta = \frac{\mu m_p \sigma_v^2}{K T_g}$$

e poichè gli ammassi sono soggetti ad equilibrio viriale,

$$\sigma_v^2 = \frac{G M}{r} \rightarrow \beta \propto \frac{\mu m_p G M_c}{K T r_c}$$

dove M_c è la massa contenuta entro r_c , il raggio del core. Inserendo questo parametro nella formula relativa alla densità del gas in funzione del raggio, otteniamo:

$$\rho(b) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{b}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta}$$

con b uguale al raggio proiettato. La superficie di brillantezza in X decresce invece più rapidamente:

$$I_X(b) = I_X(0) \left[1 + \left(\frac{b}{R_c} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}\beta + \frac{1}{2}}$$

Tale modello risulta valido se $\beta \sim \frac{2}{3}$. Calcolando con queste informazioni la massa totale del gas intergalattico si trova che essa è dell'ordine di 10^{14} masse solari, ovvero dello stesso ordine di grandezza della massa delle galassie. Anche questo modello dunque conferma che la massa barionica presente all'interno degli ammassi è molto minore della massa gravitazionale totale, e che dunque è necessario ipotizzare la presenza di materia oscura.

3.4 Funzione di luminosità

All'interno di un ammasso le galassie sono caratterizzate da diverse magnitudini e sono distribuite in modo non casuale secondo una relazione che lega la loro abbondanza alla loro luminosità e che viene chiamata funzione di luminosità. In questa sezione si tratteranno le tre principali funzioni elaborate per descrivere queste proprietà.

La prima di queste è stata definita da Zwicky nel 1957 e prevede che le galassie seguano la seguente relazione:

$$N(m) = K(10^{0,2(m-m_1)} - 1)$$

dove il termine a sinistra dell'uguale rappresenta il numero di galassie con magnitudine inferiore a m , m_1 rappresenta la magnitudine della stella più luminosa dell'ammasso e K è una costante. Questo metodo è in grado di descrivere efficacemente solo gli elementi meno luminosi.

La seconda funzione di luminosità venne proposta da Abell nel 1975. Egli pensò di ricorrere all'utilizzo di due leggi di potenza aventi il seguente andamento:

$$N(L) = N \left(\frac{L}{L_*} \right)^{-\alpha}$$

dove $\alpha \approx \frac{5}{8}$ per $L_i L^*$, $\alpha \approx \frac{15}{8}$ per $L_i L^*$ e L^* è il loro punto di intersezione. La funzione di luminosità è dunque espressa nella forma:

$$\log N(m) = \begin{cases} K_1 + s_1 m & m \leq m^* \\ K_2 + s_2 m & m > m^* \end{cases}$$

Dove K_1 e K_2 sono costanti, $s_1 \approx 0,75$ e $s_2 \approx 0,25$, e come si può dedurre dalla trattazione m^* è il punto di intersezione tra le due leggi di potenza. Questa funzione ricalca in modo migliore la distribuzione, ma non può essere considerata del tutto appropriata in quanto non è continua.

La relazione più recente è quella trattata da Schlechter nel 1976 avente la seguente forma:

$$n(L)dL = N^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{-\alpha} e^{-\frac{L}{L^*}} \left(\frac{L}{L^*}\right)$$

Dove il termine a sinistra dell'uguale rappresenta la funzione di luminosità differenziale (ovvero il numero di galassie compreso nel range L e $L+dL$), L^* è una luminosità caratteristica per la quale la funzione non è più valida e N^* è la normalizzazione spaziale intesa come abbondanza tipica di galassie brillanti.

3.5 Distribuzione spaziale

Nella maggior parte degli ammassi regolari si osserva un aumento della densità del numero di galassie in prossimità del centro dell'ammasso stesso. A meno che il cluster non sia fortemente ellittico, si può assumere che viga una simmetria sferica e pertanto la distribuzione spaziale segue la relazione:

$$\rho(b) = 2 \cdot \int_b^{R_m} \frac{n(r) \cdot r dr}{(r^2 - b^2)^{\frac{1}{2}}}$$

dove $n(r)$ è la densità galattica dell'ammasso, il termine a sinistra dell'uguale è la sua proiezione sulla sfera celeste, b è la distanza dal centro della proiezione (cioè il raggio cilindrico dell'ammasso) e R_m è la massima estensione dell'ammasso (detta raggio di Zwicky).

Per le regioni centrali dell'ammasso è possibile ricorrere all'approssimazione analitica di King:

$$n(r) = n_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right]^{-\frac{3}{2}}$$

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot \left[1 + \left(\frac{b}{R_c}\right)^2\right]^{-1}$$

Dove R_c è il raggio del nucleo dell'ammasso, ovvero la distanza alla quale la densità proiettata risulta essere metà di quella centrale, ρ_0 è pari a $2n_0R_c$ ed n_0 è la densità delle zone centrali. Si può notare che queste relazioni divergono con il raggio, ed è dunque necessario troncarne l'andamento mediante l'introduzione di una distanza limite pari a quella a cui la densità di galassie è minima.

3.6 Distribuzione delle velocità

Le galassie si muovono ad alte velocità nella buca di potenziale degli ammassi cui appartengono, e sono caratterizzate da moti indipendenti che possono dare origine a scontri e a subclustering. Il tempo scala necessario affinché una collisione avvenga, tuttavia, è maggiore del tempo di attraversamento del cluster e quindi gli ammassi vengono considerati gas non collisionali.

È dunque possibile applicare il Teorema di Liouville, secondo cui la funzione di distribuzione delle galassie nello spazio delle fasi (ovvero la probabilità di trovare una galassia in un determinato volume, con una determinata velocità) è costante nel tempo. L'utilizzo di tale teorema è supportato anche dal fatto che le galassie non hanno raggiunto un equilibrio dinamico (fatta eccezione per quelle presenti nel core dove vigono condizioni di alta densità), in quanto il tempo di rilassamento ($t_{RIL} \approx 3 * 10^{10} \text{anni}$) è maggiore dell'età dell'Universo.

Detto $\langle z \rangle$ il redshift galattico medio, e z il redshift caratteristico di una galassia, la componente radiale della sua velocità è definita come:

$$v_r = (z - \langle z \rangle)c$$

e la dispersione di velocità è:

$$s_r = \langle v_r - \langle v_r \rangle^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$$

Si osserva che, se si escludono velocità $|v_r - \langle v_r \rangle| > 3\sigma_r$, la probabilità di trovare una galassia con velocità radiale compresa tra v_r e $v_r + dv_r$ (ovvero $p(v_r)dv_r$) può essere approssimata dalla funzione gaussiana:

$$p(v_r)dv_r = \frac{1}{\sigma_r \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{v_r^2}{2\sigma_r^2}\right) dv_r$$

Poichè una delle componenti della velocità è descritta da una distribuzione Gaussiana, si può assumere che la distribuzione delle velocità segua la statistica di Maxwell-Boltzmann. Secondo tale distribuzione $\langle v^2 \rangle = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 = 3\sigma_r^2$ da cui se si suppone che il sistema sia in equilibrio dinamico:

$$\frac{3}{2}KT = m \frac{\langle v^2 \rangle}{2} = 3m \frac{\sigma_r^2}{2} \rightarrow \sigma_r^2 = \sqrt{\frac{KT}{\langle m \rangle}}$$

Ci si aspetterebbe quindi una dipendenza della dispersione di velocità dalla massa. Il fatto che tale dipendenza non venga osservata sperimentalmente, conferma che non è stata raggiunta una configurazione rilassata, che cancellerebbe le informazioni sulle dinamiche che hanno provocato i movimenti gravitazionali.

Capitolo 4

Mezzo intergalattico ed emissioni in X

Gli ammassi di galassie sono, dopo gli AGN, le più luminose sorgenti extragalattiche di raggi X; per i più massivi la luminosità in questa banda può infatti raggiungere valori pari a $L_x \sim 10^{43} \div 10^{45}$ erg/s. Questo tipo di emissione è diffuso in regioni spaziali di dimensioni pari ad 1 Mpc, e non è dunque attribuibile all'attività di singole galassie. La distribuzione spettrale dell'energia porta alla conclusione che la radiazione X sia legata a meccanismi di emissione di tipo Bremsstrahlung termico o Compton inverso di un gas caldo, l'Intracluster Medium (ICM).

Le osservazioni in banda X sono molto importanti in quanto consentono di catalogare gli ammassi sulla base della loro luminosità in questa banda e di studiare la temperatura e la metallicità dell'ICM.

4.1 Classificazione

Nel 1982 Forman e Jones proposero una classificazione degli ammassi direttamente collegata alle loro proprietà in X

- XD: sono ammassi piccoli ($R_c \leq 300 Kpc$) e presentano una galassia centrale dominante che irradia notevolmente in X;
- nXD: sono ammassi grandi ($400 \geq R_c \geq 800 Kpc$) e non presentano generalmente una galassia cD.

Entrambe queste categorie possono contenere ammassi regolari o irregolari. I primi sono più luminosi ($L \geq 10^{44} erg/s$) e presentano temperature più alte ($T \geq 6 KeV$). In particolare gli ammassi regolari di tipo XD presentano fenomeni di cooling flow

verso la galassia centrale e un minore addensamento di galassie nel nucleo. Gli ammassi regolari di tipo nXD invece hanno un' elevata densità centrale e non presentano il flusso di raffreddamento. Infine gli ammassi irregolari sono caratterizzati da un elevato numero di galassie a spirale, luminosità e temperature minori e basse densità di galassie al centro.

4.2 Cooling Flow

Analizzando il β -model, si è assunto che il gas sia in equilibrio idrostatico senza tener conto del fatto che, a seguito dell'emissione in X, esso perde energia ed è soggetto a raffreddamento. Non è dunque detto che l'equilibrio idrostatico, una volta raggiunto, possa essere mantenuto per tempi arbitrariamente lunghi. Per verificare che l'assunzione sia corretta, si può calcolare il tempo-scala di raffreddamento nel seguente modo:

$$t_{cool} := \frac{u}{\epsilon^{ff}} \approx 8.5 * 10^{10} yr \left(\frac{n_e}{10^{-3} * cm^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^{1/2}$$

dove $u = \frac{3nK_bT_g}{2}$ è la densità di energia, ϵ^{ff} è l'energia totale emessa per Bremsstrahlung ed n_e è la densità di elettroni. Si ottiene che il valore ottenuto è maggiore del tempo di Hubble ($t_0 = 1,4 * 10^{10} yr$) quasi ovunque all'interno del cluster, e pertanto il gas può essere considerato in equilibrio. Tuttavia nelle parti centrali dell'ammasso la densità può essere abbastanza grande da far sì che $t_{cool} \leq t_0$, e quindi il gas si raffredda rapidamente causando una diminuzione di pressione. Per ristabilire una condizione di equilibrio, parte del gas fluisce dalle regioni esterne verso l'interno, la densità centrale aumenta e il processo di raffreddamento accelera. Inoltre, poichè $\epsilon^{ff} \propto n_e^2$ all'aumento di densità corrisponde un aumento di emissione di raggi X. Il risultato di questo processo detto *cooling flow* è che la densità assume un andamento radiale (aumenta avvicinandosi al centro del cluster) e la pressione resta pressochè costante in tutto l'ammasso. Si può stimare che la quantità di massa del gas che fluisce verso l'interno dell'ammasso sia pari a:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2}{5} \frac{L \mu m_p}{kT} \sim 100 M_{\odot} / yr$$

dove L è la luminosità bolometrica del cluster core, μm è la massa molecolare media e k è la costante di Boltzmann. Si stima quindi che la quantità di gas raffreddato addensatasi al centro dell'ammasso sia molto elevata, tuttavia non è stata trovata nessuna evidenza della sua presenza. Una delle ipotesi formulate per giustificare questa assenza, è che negli ammassi di tipo XD il gas abbia contribuito alla formazione stellare delle galassie centrali dominanti sebbene si osservi che il ritmo di formazione stellare di queste ultime sia molto più basso di quello al quale

il gas si raffredda. In realtà, una misura del flusso interno è molto difficile a causa delle basse velocità in gioco; per analizzare il fenomeno del cooling flow si è fatto uso pertanto delle osservazioni spettroscopiche, dalle quali è emerso che i valori attesi dal modello sono una sovrastima di quelli reali. In particolare, secondo il modello descritto, il raffreddamento del gas dovrebbe essere drastico, in quanto esso aumenta al diminuire della T_g e ci si aspetterebbe quindi che la temperatura del gas sia minore di quella dell'ammasso; l'analisi spettroscopica verifica che ciò non si verifica e che anzi $T_g \geq 1\text{KeV}$. Un'altra ipotesi formulata per spiegare la soppressione del flusso di raffreddamento è la presenza di galassie attive nel centro del cluster, le quali mediante emissioni radio possono interagire col gas riscaldandolo e rallentando il cooling flow. Questa spiegazione sembrerebbe essere valida anche per gli ammassi in cui ci si aspetta alte temperature dell'ICM, ma in cui non sono presenti AGN. Questi ultimi infatti hanno solitamente un'attività limitata che può arrestarsi e riprendere a seconda del ritmo di accrescimento della zona centrale del cluster. Il gas dunque potrebbe essere stato riscaldato da un AGN non più attivo.

4.3 Merger

Il termine *merger* è solitamente associato ad interazioni gravitazionali, quali per esempio lo scontro tra galassie o altro materiale cosmico, il cedimento gravitazionale di un ammasso non ancora in equilibrio viriale o la fusione di più ammassi. In quest'ultimo caso le velocità di collisione sono dell'ordine di 2000 km/s. In realtà ciò che è effettivamente soggetto allo scontro è l'ICM, in quanto la probabilità di collisione tra due galassie è molto minore. La grande quantità di energia emessa ($\geq 10^{64}\text{erg/s}$) viene propagata nell'ambiente circostante lo scontro con violenti shock che si propagano attraverso il gas intergalattico riscaldandolo. Gli elettroni coinvolti nell'onda d'urto sono soggetti ad accelerazioni relativistiche e danno luogo ai meccanismi di emissione caratteristici di queste particelle. Un'altra possibile conseguenza dei fenomeni di merger, è la formazione di campi magnetici estesi e conseguentemente la creazione di sorgenti radio diffuse (che verranno analizzate nella sezione successiva). In presenza di merger viene dunque meno lo stato di rilassamento dinamico del cluster e il modello di cooling flow non è più valido. Sperimentalmente si osserva una forte anticorrelazione tra i due fenomeni. Le emissioni in banda X consentono dunque di stimare l'energia in gioco durante lo scontro e di osservare eventuali attività di subclustering.

4.4 Meccanismi di emissione in X

In questa sezione ci occuperemo della descrizione dei meccanismi di emissione in X, ovvero l'effetto Compton inverso e la radiazione di frenamento. Essi vengono chiamati termici in quanto la radiazione emessa è dipendente dalla temperatura e segue l'andamento di corpo nero, inoltre le particelle coinvolte sono soggette a scambi energetici. Secondo questi due modelli il gas intergalattico viene considerato in equilibrio termico con le galassie.

4.4.1 Effetto Compton inverso

L'effetto di Compton inverso, è un fenomeno di scattering durante il quale un elettrone relativistico ($\gamma = 100$) cede parte della propria energia ad un fotone che a seguito di questa interazione raggiunge una frequenza tipica della banda X. Per calcolare il guadagno energetico del fotone, consideriamo lo scattering in due sistemi di riferimento distinti: quello dell'elettrone (S') e quello dell'osservatore (S). Inoltre per semplicità poniamoci nel sistema di riferimento dell'elettrone, in modo che l'energia di quest'ultimo rispetti la relazione $m_e c^2 \gg h\nu$ e si possa usare la sezione d'urto di Thomson σ_T :

$$\sigma_T = \frac{\langle d\epsilon/dt \rangle}{S} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2$$

Avremo quindi:

- in S:
 - $\epsilon = h\nu$ energia del fotone incidente;
 - $\epsilon_1 = h\nu_1$ energia del fotone dopo lo scattering;
- S':
 - $\epsilon' = h\nu'$ energia del fotone incidente;
 - $\epsilon'_1 = h\nu'_1$ energia del fotone dopo lo scattering.

Se in S l'energia del fotone è $h\nu$ e l'angolo di incidenza è θ , la sua energia in S' è, applicando l'effetto Doppler relativistico:

$$h\nu' = h\nu\gamma(1 - \beta \cos \theta)$$

Visto che in S' l'elettrone è a riposo, $m_e c^2 \gg h\nu$ ed è possibile applicare lo scattering Thomson, secondo il quale l'energia del fotone resta quasi inalterata, e dunque:

$$h\nu'_f \approx h\nu'_i \left(1 - \frac{h\nu'_i}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta) \right)$$

ottenuta espandendo al primo ordine l'equazione relativa allo scattering Compton

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

dove $\Theta = \Theta(\theta')$ è l'angolo di deflessione. La relazione tra gli stati finali nei due sistemi di riferimento si può scrivere come:

$$h\nu_f = \nu'_f (1 + \beta \cos \theta'_1)$$

dove θ'_1 è la deflessione in S'. Facendo quindi il rapporto tra lo stato finale e quello iniziale in S, si ottiene che l'energia del fotone è aumentata di un fattore γ^2 corrispondente ad un'equivalente perdita per l'elettrone. Si osserva inoltre che l'incremento maggiore di energia si ha per scontri frontali, $\theta = \pi$ e $\theta'_1 = 0$. Lo spettro della radiazione emessa a seguito dell'interazione tra un elettrone di energia $\gamma m : ec^2$ con un fascio di fotoni monocromatici di frequenza ν_0 è descritto dalla relazione:

$$I(\nu)d\nu \approx \frac{3\sigma_{TC}}{16\gamma^4} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \nu d\nu$$

il cui andamento presenta una frequenza di cut-off corrispondente all'energia di un fotone che viene deflesso con un angolo pari a π durante lo scattering con un elettrone.

4.4.2 Bremsstrahlung termica

La radiazione di Bremsstrahlung termica (o emissione free-free) consiste nell'emissione di un fotone da parte di un elettrone diffuso da un nucleo, ed è un processo derivante dall'interazione elettromagnetica che porta ad una elevata perdita di energia. Per semplicità si assume che il nucleo, avendo una massa molto maggiore di quella dell'elettrone, sia statico. A seguito di una collisione con un nucleo di carica $q = Ze$, un elettrone in moto con velocità v subisce un'accelerazione ed emette energia. La potenza irradiata è data dalla formula di Larmor:

$$\omega = -\frac{dE}{dt} = \frac{2q^2}{3c^3} a^2$$

dove se x è la distanza tra il nucleo e l'elettrone, $a = \frac{Ze^2}{m_e x^2}$ è l'accelerazione Coloumbiana. Data la dipendenza ω da x^{-4} l'energia viene emessa in quantità apprezzabile solo finchè l'elettrone si trova a una distanza dal nucleo pari a b , il parametro di impatto, per cui si può approssimare la durata effettiva dell'interazione a $\Delta t \sim 2\frac{b}{v}$ dove v è la velocità dell'elettrone. L'emissione dunque può essere rappresentata ad

una serie di impulsi temporali della durata Δt . L'energia totale irradiata durante tutta l'emissione sarà dunque data da:

$$P_{bt}\Delta t = \frac{3}{2} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{2}{b^3 v}$$

La distribuzione spettrale della radiazione si ottiene mediante l'analisi di Fourier del moto della carica e risulta piatta fino ad una frequenza massima

$$\nu_{max} \approx \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b}$$

detta frequenza di cut-off, oltre la quale cala esponenzialmente. La radiazione di un singolo elettrone è inoltre polarizzata linearmente.

Calcoliamo quindi l'emissività totale di un gas ionizzato caratterizzato da una densità di ioni n_z e una densità di elettroni n_e aventi velocità v . Per un singolo nucleo, il numero di collisioni nell'unità di tempo con un parametro di impatto compreso tra b e $b+db$ è $2\pi b(db)n_e v$ e integrando su tutti i parametri d'urto possibili otteniamo:

$$J(v, \nu) = 2\pi n_z n_e v \int_{b_{min}}^{b_{max}} \omega \Delta t^2 b db \approx \frac{32\pi e^6}{3m_e^2 c^3 v} n_z n_e Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

Si osserva che l'integrale non può essere esteso fra 0 ed infinito perchè divergerebbe. Il valore di b_{max} è giustificato dal fatto che ad una data frequenza ν contribuiscono apprezzabilmente solo gli elettroni il cui parametro di impatto corrisponde a $\nu_{max} > \nu$, per cui $b_{max} \leq v/(4\nu)$. Il valore di b_{min} viene determinato quantisticamente e vale $b_{min} \geq \frac{h}{m_e v}$. Chiamiamo quindi $g_{ff} = \sqrt{3}/\pi \ln(b_{max}/b_{min})$ fattore di Gaunt e nel nostro caso vale ~ 1 . Considerando la densità elettronica in funzione della velocità (e quindi della temperatura) è possibile integrare sulle velocità:

$$J(T, \nu) = \int_{v_{min}}^{\infty} J(v, \nu) f(v) dv = 6,8 * 10^{-38} \sqrt{T} e^{-h\nu/kT} n_e n_z Z^2 \bar{g}_{ff} \frac{erg}{cm^3 * s * Hz}$$

In cui si considera una distribuzione Maxwelliana delle velocità e dunque $f(v)$ rappresenta la probabilità che la velocità sia compresa tra v e $v+dv$. Nonostante la presenza dell'esponenziale, la decrescita è lenta a causa del contributo degli altri termini; in particolare per $T \sim 10^8$ le frequenze arrivano fino alla banda X. Si nota inoltre che l'emissività della radiazione è proporzionale a $T^{1/2} \propto E^{1/2}$, energia degli elettroni.

Integrando su tutte le frequenze ed inserendo i valori tipici, $T = 10^8$, $\bar{Z} = 1m3$, $n_e \sim n_z \sim 10^{-4} \div 10^{-3} cm^3$ si ottiene la potenza totale dell'ICM in unità di volume:

$$J \approx 2,4 * 10^{-33} \frac{erg}{cm^3 * s}$$

In accordo con la luminosità osservata nei nuclei degli ammassi. La radiazione bremsstrahlung è dunque la sorgente di radiazione X dominante.

Capitolo 5

Emissioni radio

L'emissione in banda radio associata agli ammassi di galassie è dovuta sia a meccanismi termici simili a quelli analizzati nei capitoli precedenti, sia a meccanismi di tipo non termico caratterizzati dall'interazione di elettroni ultrarelativistici con il campo magnetico presente all'interno del cluster. Le sorgenti responsabili dell'emissione vengono classificate come sorgenti discrete o diffuse; le prime sono costituite principalmente da galassie attive, le seconde sono vaste aree intergalattiche che a seconda della loro formazione e della loro posizione, vengono distinte in aloni, relitti e mini aloni.

5.1 Galassie attive (AGN)

Al giorno d'oggi si stima che le galassie osservabili siano circa 1000 miliardi; di queste l'1% è caratterizzato da un'elevata emissività ($P \sim 10^{25} W/Hz$) e costituisce la categoria delle galassie attive. Si pensa che l'elevata emissività corrisponda ad una fase evolutiva delle galassie legata al primo collasso nella fase di formazione. Questo spiegherebbe perché siano presenti pochi esemplari: la maggior parte delle galassie ha già superato questa condizione. Le galassie attive si riconoscono non solo dalla loro elevata luminosità, ma anche dal loro spettro, che ricalca l'andamento degli spettri di sincrotrone e di inverse Compton, discostandosi da quello di corpo nero caratteristico delle galassie normali.

Le galassie attive vengono spesso indicate con la sigla AGN (Active Galactic Nuclei) che sottolinea come l'emissione sia concentrata nel nucleo di queste strutture. Si ritiene infatti che al centro delle galassie sia presente un Super Massive Black Hole (SMBH) il principale responsabile della loro elevata attività. Intorno al buco nero si trova un sottile disco di accrescimento costituito da polveri e gas in caduta gravitazionale. La conservazione del momento angolare implica che la materia collassi verso il centro descrivendo orbite kepleriane andando a formare un disco

sottile di materia in rapida rotazione intorno al buco nero. Dal teorema del viriale sappiamo inoltre che metà dell'energia gravitazionale viene emessa sotto forma di radiazione e l'altra metà va ad aumentare l'energia cinetica delle zone più interne del disco; pertanto ci aspettiamo che queste ultime siano caratterizzate da temperature molto elevate. Il buco nero e il disco d'accrescimento sono circondati da un toro oscurante costituito da polveri e gas. Poiché questa struttura è lontana dal nucleo, risente meno dell'attrazione gravitazionale ed è dunque più ampia e spessa. Sopra e sotto il disco di accrescimento sono presenti nubi di gas e polveri in rotazione attorno all'asse del nucleo. Le forti radiazioni provenienti dal nucleo ionizzano le molecole di gas, che ricombinandosi danno origine a righe di emissione; tali righe possono essere larghe se emesse da zone vicine al buco nero (Broad Line Region) o strette se emesse da zone lontane dal buco nero (Narrow Line Region). La diversa ampiezza dipende infatti dalla velocità di rotazione del gas. Infine gli AGN sono caratterizzati dall'espulsione in direzione perpendicolare del disco di getti di elettroni ultrarelativistici, generati dagli intensi campi magnetici presenti in prossimità del buco nero. I getti vengono osservati grazie all'emissione di sincrotrone. Interagendo con il mezzo interstellare dissipano energia lungo il getto stesso o in un'onda d'urto finale che crea estesi radio lobi. All'interno dei lobi si possono trovare zone di instabilità dove si creano onde d'urto che riaccelerano gli elettroni dando origine a zone luminose dette hot spots.

Esistono quattro classi di galassie attive che secondo la teoria del modello unificato, si differenziano tra loro soprattutto per l'angolo di visuale. Tali classi sono:

- Galassie Seyfert: questo tipo di galassie presenta righe spettrali molto larghe dovute probabilmente a dense nubi di gas ad alta ionizzazione aventi alta velocità di rotazione. Sono principalmente galassie a spirale con un nucleo molto compatto e luminoso; i loro spettri presentano numerose righe in emissione e sono caratterizzate da una bassa emissione in banda radio. Possono essere a loro volta suddivise in:
 - Seyfert I, con righe di emissione larghe e righe proibite strette;
 - Seyfert II, con righe di emissione strette attribuibili alle regioni più esterne.
- Quasar: i Quasar (Quasi-Stellar Radio Source) devono il loro nome al fatto che risultano essere oggetti puntiformi aventi la luminosità di una galassia. Grazie allo studio delle distanze tramite il redshift ci si è accorti che la natura puntiforme di questi oggetti è da attribuire alla loro elevata distanza. I Quasar emettono in tutto l'intervallo dello spettro elettromagnetico con forti potenze, e la larghezza delle righe d'emissione indica che sono oggetti

con velocità quadratiche medie elevatissime ($\sim 10^4 Km/s$). Una sottoclasse dei Quasar sono i Blazar, oggetti aventi un'oscillazione di luminosità più marcata per via dell'angolo di osservazione.

- Radiogalassie: sono tipicamente galassie ellittiche giganti caratterizzate da una forte emissione in banda radio dovuta principalmente ad emissione di tipo non termico. Nella banda ottica si distinguono dalle galassie ellittiche normali per la presenza di righe in emissione (sebbene non dominanti). Le radiogalassie possono essere suddivise in due categorie:
 - FRI, caratterizzate da una potenza radiativa relativamente bassa, di circa 10^{42} erg/s e non sono particolarmente estese. I getti sono simmetrici e ben visibili e la parte più brillante è all'interno, per questo motivo vengono chiamate Edge Darkened Galaxies;
 - FR II, aventi una luminosità dominante nei lobi (per questo sono dette edge lightened galaxies) e maggiore rispetto a quella delle FRI (10^{46} erg/s). Spesso inoltre è visibile soltanto uno dei due getti.

5.2 Sorgenti radio diffuse

Nel corso degli ultimi anni è stato possibile verificare l'esistenza di sorgenti radio diffuse all'interno del volume del cluster, che non avendo una controparte ottica e non potendo essere associate all'attività delle galassie vengono attribuite all'ICM. Queste sorgenti testimoniano l'esistenza di elettroni relativistici e di campi magnetici nell'ammasso e dunque la presenza di meccanismi di emissione non termica nell'ICM. La loro particolarità è che essendo emissioni su larga scala, ed essendo correlate a proprietà ottiche o della banda X, possono fornire numerose informazioni sull'evoluzione degli ammassi. A seconda della loro collocazione, morfologia e polarizzazione le sorgenti radio diffuse si suddividono in: aloni, relitti e mini aloni.

5.2.1 Aloni radio

Gli aloni radio sono sorgenti radio diffuse di dimensioni $\geq 1Mpc$ generalmente collocate al centro del volume di cluster in stato non rilassato e privi di cool core. Essi sono generalmente collocati nel volume centrale dell'ammasso e sono caratterizzati da una bassa, se non addirittura assente polarizzazione. A differenza della luminosità in X, l'emissione in banda radio è comune solo ad una piccola percentuale degli ammassi ($\sim 5\%$); si è notato però che tale percentuale aumenta ($\sim 35\%$) se si considerano gli ammassi aventi un'emissione in X maggiore di 10^{45} erg/s.

Gli aloni presentano inoltre uno spettro ripido ($\alpha \geq 1$), caratteristico di sorgenti

vecchie. Dallo spettro si osserva che la vita radiativa media degli elettroni relativistici, se si considerano le perdite dovute ad effetto Compton ed emissione di sincrotrone, è di circa $\sim 10^8 yr$. Poichè si stima che la velocità di diffusione della popolazione di elettroni sia dell'ordine della velocità di Alfvén ($\sim 100 km/s$), la vita radiativa degli elettroni è troppo breve per poter supporre che essi vengano prodotti in una determinata regione da cui si diffondono poi nell'ammasso. Ne consegue che gli elettroni sono già presenti nelle regioni da cui proviene l'emissione e sono soggetti a fenomeni di ri-accelerazione.

Le osservazioni degli ultimi anni hanno messo in mostra che potenza radio e luminosità nella banda X sono correlate: aloni radio più potenti sono infatti rilevati nei cluster con emissione X maggiore. Tale relazione però è valida solo per ammassi in stato di merger e non può essere generalizzata. Tuttavia sono stati osservati ammassi in stato non rilassato che non ospitano aloni, e ci si chiede dunque se la presenza di queste sorgenti radio diffuse non dipenda solo dallo stato dinamico dell'ammasso, ma anche dalla sua massa. Infine, visto che la luminosità X è legata alla massa del cluster, ci si aspetta che anche la potenza radio di un alone sia correlata a tale grandezza fisica. Questa correlazione è stata effettivamente ricavata ed è del tipo $P_{1.4GHz} \propto M^{2.3}$, dove M è la massa totale di un ammasso nel raggio $3h_{50}^{-1} Mpc$. Poichè cluster massivi sono il risultato di major merger, si può concludere che massa del cluster e merger passati o recenti giochino un ruolo importante nella formazione e nell'evoluzione degli aloni. Questo spiegherebbe anche perchè cluster che mostrano evidenze di merger recenti non ospitino alcun alone.

5.2.2 Relitti

I relitti sono sorgenti radio diffuse simili agli aloni in quanto presentano spettri ripidi ($\alpha \geq 1$), dimensioni $\geq 1 Mpc$ e una bassa luminosità superficiale. Tuttavia, sono generalmente collocati nelle zone periferiche dell'ammasso e sono caratterizzati da elevata polarizzazione ($\sim 20 - 30\%$). Questo tipo di sorgente diffusa può presentarsi morfologicamente sotto diverse forme: sono stati osservati infatti relitti circolari, allungati o doppi relitti simmetrici l'uno rispetto all'altro. Un caso particolare è il relitto nel cluster A115, che si estende dal centro alla periferia ed è l'unico relitto finora osservato avente questa caratteristica. Si è inoltre notato che i relitti più estesi e più potenti sono generalmente associati a cluster ospitanti un alone radio centrale. Anche i relitti, come gli aloni, si trovano in una piccola percentuale di ammassi ($\sim 6\%$) e hanno una potenza radio correlata alla luminosità nella banda X (sebbene la dispersione sia elevata); a differenza degli aloni però, queste sorgenti diffuse possono essere rinvenute in cluster con o senza cooling core. Considerando quest'ultima caratteristica e il fatto che la maggior parte dei relitti ha una forma allungata, si ritiene che essi siano traccianti di onde di shock generatesi durante i fenomeni di merger maggiori, minori o fuori asse. Infine esi-

stono alcune sorgenti diffuse che vengono classificate come relitti sebbene abbiano caratteristiche diverse. Esse possono presentare, per esempio, dimensioni minori ($50kpc \leq LLS \leq 300kpc$), spettri molto ripidi ($\alpha \geq 2$), alti valori di polarizzazione ($\geq 30\%$) e sono solitamente più vicine al centro dell'ammasso.

5.2.3 Mini-aloni

I mini-aloni sono sorgenti radio diffuse di dimensioni ridotte ($\sim 500kpc$) poste al centro di cluster caratterizzati da cooling core. I mini aloni dunque sono l'unico tipo di sorgente radio diffusa non connessa a fenomeni di merger: la presenza di questi ultimi infatti non renderebbe possibile la formazione di un core raffreddato. Lo spettro dei mini-aloni è simile per ripidezza a quello degli aloni e dei relitti. Poichè è stata osservata una correlazione tra potenza radio dei mini aloni e potenza del flusso di raffreddamento, si ritiene che le particelle responsabili di questo tipo di emissione siano associate all'ICM presente nelle regioni di cooling flow.

Capitolo 6

Radiazione di sincrotrone in sorgenti radio diffuse

La radiazione di sincrotrone è un'emissione direzionata che ha luogo in presenza di elettroni relativistici e campi magnetici. Per descrivere la dinamica di particelle cariche in queste condizioni, si ricorre alle seguenti relazioni:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e \vec{v}) = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B}$$

Dallo studio del prodotto vettoriale di questa equazione si ottiene che:

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{e \vec{v}_{\perp}}{\gamma m_e} \times \vec{B}$$

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0$$

. Le equazioni della dinamica dell'elettrone relativistico descrivono quindi un moto elicoidale che si compone di un moto circolare uniforme sul piano perpendicolare al campo magnetico e di un moto rettilineo uniforme lungo la direzione parallela ad esso. La frequenza di rotazione è detta frequenza di Larmor e vale:

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_e c^2}$$

e il raggio dell'orbita vale:

$$\vec{r} = \frac{\vec{v} \sin(\theta)}{\omega_L}$$

L'equazione che determina la quantità di energia irradiata è data dalla formula di Larmor:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2 c^3} \gamma^2 \left(\frac{d^2 p}{dt^2} \right)^2$$

Da cui si vede che le particelle più leggere emettono maggiore energia, e dunque è lecito considerare come particelle cariche soltanto gli elettroni. Introducendo la forza di Lorentz nell'equazione precedente si trova che la perdita di energia a seguito dell'emissione è:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2e^4}{3m_e^2c^3}\gamma^2 H_{\perp}^2$$

ovvero dipende dall'intensità del campo magnetico e dall'energia degli elettroni relativistici. Detta E_0 l'energia iniziale della particella, si ottiene che:

$$E(t) = \frac{E_0}{1 + t/T}$$

dove T è detto tempo di dimezzamento, in quanto rappresenta il tempo necessario a far sì che la particella perda metà della sua energia iniziale, e vale:

$$T = \frac{3}{2} \frac{m^3 c^5}{e^4} \frac{1}{\gamma H_{\perp}^2}$$

Da cui si osserva che elettroni più energetici hanno una vita radiativa più corta. L'emissione degli elettroni relativistici è convogliata in un angolo solido di ampiezza $1/\gamma$ che ha per asse la direzione istantanea della velocità. Un osservatore fisso dunque riceve la radiazione solo quando il cono punta nella sua direzione; per questo motivo essa risulta essere di tipo impulsivo. La distribuzione spettrale della radiazione può dunque essere ottenuta mediante l'analisi di Fourier dell'impulso. Si ottiene così che lo spettro è continuo, con una frequenza massima di emissione pari a:

$$\nu_{MAX} = \frac{\gamma^2 e H}{mc}$$

e avente un picco di emissione corrispondente alla frequenza:

$$\nu = \frac{1}{4\pi} \nu_c$$

Il caso di interesse astrofisico è quello di una popolazione di elettroni omogenea e isotropa, caratterizzata da una distribuzione di energia del tipo:

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

e il flusso può essere espresso mediante la relazione

$$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$$

dove δ è l'indice di distribuzione di energia degli elettroni e α è l'indice spettrale. Osservando dunque la formula del flusso, ci si aspetta che in un grafico bilogaritmico la relazione che lega $S(\nu)$ a ν sia una retta, il cui indice spettrale ne rappresenta la pendenza e dunque:

$$\alpha = \frac{\log(s_1/s_2)}{\log(\nu_1/\nu_2)}$$

Poichè gli elettroni più energetici hanno una vita radiativa più breve, spesso lo spettro può presentare un cut-off ad alte frequenze, sintomo di perdite di energia da parte delle particelle relativistiche. Da eventuali irripidimenti dello spettro è dunque possibile stimare l'età della sorgente.

6.1 Particelle relativistiche negli aloni

Condizione necessaria affinché si manifesti l'emissione radio dovuta alla radiazione di sincrotrone è la presenza di particelle relativistiche e di campi magnetici.

Dalle sorgenti radio diffuse presenti negli ammassi è stato rilevato che, sia nelle regioni centrali che in quelle periferiche sono presenti elettroni relativistici molto energetici, $\gamma \sim 10^4$. Come sottolineato dalle relazioni caratteristiche dell'emissione a sincrotrone, particelle molto energetiche hanno una vita radiativa breve ($\sim 10^8$ anni) e dunque date le dimensioni del cluster, è necessario che siano presenti meccanismi di riaccelerazione in grado di compensare l'energia persa dagli elettroni.

Poichè queste particelle sono presenti sia in cluster in stato di merger (dove si manifestano sotto forma di aloni e relitti) che in cluster in stato rilassato (dove danno origine ai mini-aloni), sono state elaborate varie possibilità per spiegarne l'origine e descriverne i meccanismi di ri-accelerazione.

6.1.1 Elettroni relativistici negli aloni radio

L'origine degli elettroni relativistici all'interno di un cluster può essere descritta da due modelli: quello degli elettroni primari e quello degli elettroni secondari. Secondo il primo, gli elettroni proverrebbero dall'attività di un AGN o dalla formazione stellare che ha luogo nelle galassie normali e sarebbero soggetti a cospicue perdite d'energia dovute all'emissione per effetto Compton inverso e per sincrotrone; è dunque necessario prevedere un modello che spieghi i meccanismi di ri-accelerazione in grado di sopperire a tali perdite. Gli elettroni primari, a causa della loro origine, possono raggiungere valori di γ pari a $\sim 10^5$ che causano un irripidimento in prossimità delle alte frequenze nello spettro della radiazione di sincrotrone.

Il secondo modello invece prevede che gli elettroni secondari abbiano origine da

collisioni nucleari anelastiche tra protoni relativistici e ioni termici nell'ICM. I protoni relativistici infatti essendo più massivi, sono soggetti a minori perdite di energia e possono diffondere nel cluster dando origine in situ ad elettroni relativistici. Questo modello è in grado di fornire una stima dell'intensità dei campi magnetici nel volume dell'ammasso in cui avviene l'emissione, ovvero dell'ordine di μG . Tuttavia gli elettroni secondari darebbero origine ad un'emissione di sincrotrone caratterizzata da uno spettro privo di irripidimenti alle alte frequenze, più piatto ($\alpha \leq 1.5$) e non dipendente dalla posizione all'interno del volume del cluster. Inoltre a seguito delle collisioni tra protoni e ioni, ci si aspetterebbe di osservare sia l'emissione di neutrini e raggi gamma sia la presenza di aloni in tutti i cluster, cosa che non avviene. Le osservazioni dunque sembrerebbero favorire il modello degli elettroni primari contemplando eventualmente uno scenario a due fasi: una di iniezione di elettroni relativistici nel volume dell'ammasso e una di ri-accelerazione mediata da fenomeni di merger.

6.1.2 Elettroni relativistici nei relitti

Nel caso dei relitti, non si può assumere valido il modello degli elettroni secondari, in quanto la densità di protoni termici è troppo bassa per dare origine ai fenomeni collisionali precedentemente descritti. Si pensa dunque che le particelle relativistiche ricevano energia dalle onde di shock dell'ICM generatesi dalla evoluzione della struttura a larga scala dell'Universo. I modelli di simulazione di eventi di merger sembrerebbero infatti riprodurre uno scenario in cui le onde d'urto si espandono nella periferia del cluster e che a causa della breve vita radiativa degli elettroni relativistici l'emissione radio resta confinata in prossimità dei merger. Per quel che riguarda i meccanismi di riaccelerazione degli elettroni, essi possono consistere nella cessione adiabatica di energia agli elettroni del plasma radi, residuo dell'attività passata di un AGN, o dall'accelerazione per diffusione di tipo Fermi I delle onde d'urto nell'ICM..

6.1.3 Elettroni relativistici nei mini-aloni

Come nel caso degli aloni, anche gli elettroni relativistici presenti nei mini-aloni possono avere origine da elettroni primari o secondari: nel primo caso gli elettroni hanno origine da fenomeni di merger a causa della turbolenza MHD associata al flusso di raffreddamento; nel secondo caso invece essi sarebbero il risultato di collisioni tra protoni termici presenti nel volume del cluster e protoni costituenti i raggi cosmici. Sebbene i dati relativi a questa categoria di sorgenti radio diffuse siano ancora pochi, sembrerebbe preferibile ancora una volta il primo modello, in quanto è presente un irripidimento dello spettro ad alte frequenze e una correlazione tra potenza radio e potenza del flusso di raffreddamento.

6.2 Campi magnetici negli ammassi

Il campo magnetico costituisce la seconda componente necessaria per dare luogo a sorgenti radio diffuse. Grazie alla misura della rotazione di Faraday è stato possibile individuarne la struttura e l'intensità; ancora oggi però si ignorano i meccanismi che ne hanno causato l'origine.

6.2.1 Struttura dei campi magnetici

Analizzando i dati sull'emissione Radio proveniente dagli ammassi di galassie è possibile ottenere informazioni sulle caratteristiche e sull'intensità dei campi magnetici che permeano lo spazio intergalattico dei cluster. Il metodo utilizzato per la rilevazione di queste grandezze è la misura della rotazione di Faraday, che si basa sull'analisi della radiazione di sincrotrone delle sorgenti Radio poste sullo sfondo degli ammassi o all'interno di essi. Poiché l'emissione di sincrotrone è caratterizzata da onde polarizzate, quando il loro fronte attraversa una regione magnetizzata subisce uno sfasamento $\Delta\chi$ tale che:

$$\Delta\chi = RM\lambda^2$$

dove λ è la lunghezza d'onda e RM è la misura della rotazione di Faraday definita come:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e \vec{B} \cdot d\vec{l}$$

Rilevando l'angolo di sfasamento e la lunghezza d'onda della radiazione è possibile ottenere l'ordine di grandezza di \vec{B} . Tuttavia l'effetto Compton inverso, la struttura filamentosa del campo e il teorema dell'equipartizione possono apportare delle alterazioni al valore effettivo di B. Attualmente si stima che i campi magnetici all'interno degli ammassi di galassie abbiano intensità dell'ordine dei μG . Tale intensità assume valori maggiori nelle zone centrali, dove, a causa del moto del plasma verso il core, l'ICM comprime le linee di flusso del campo magnetico causandone, per la legge di conservazione del flusso, l'aumento in funzione della densità secondo la relazione $B \propto \rho^{3/2}$.

6.2.2 Origine

I campi magnetici che si osservano oggi all'interno degli ammassi hanno un'intensità molto maggiore rispetto a quella stimata per il campo magnetico dell'universo primordiale; sono state dunque formulate due ipotesi per spiegarne l'origine. La prima si basa sull'evidenza di una significativa concentrazione metallica nell'ICM che ne attesterebbe l'origine galattica; i campi magnetici sarebbero dunque il risultato dell'espulsione di venti galattici da parte sia di galassie attive e di starburst

che di galassie normali. Tuttavia i campi magnetici presenti nel cluster hanno magnitudine pari se non maggiore a quella dei campi interni alle galassie, e dunque questo modello dovrebbe prevedere anche dei meccanismi di amplificazione.

La seconda teoria prevede che il campo magnetico attuale sia il risultato di meccanismi di amplificazione del campo iniziale che hanno agito nella fase di formazione del cluster; in particolare la fase di collasso causerebbe la compressione del campo magnetico intergalattico. Un altro modo per ottenere l'amplificazione del campo magnetico è mediante fenomeni di merger, i quali generano shock e turbolenze nell'ICM. Roettinger et al. hanno trovato che durante due fasi distinte dei merger, la struttura e la potenza del campo magnetico evolvono. Nella prima fase l'amplificazione è ridotta, e il campo diventa filamentoso a causa degli allungamenti e delle compressioni causate dagli shock e dai flussi del bulk durante il collasso. Nella seconda fase l'amplificazione avviene in regioni specifiche e in modo rapido in quanto il flusso del bulk viene rimpiazzato da moti turbolenti. I merger dunque possono influenzare drasticamente la struttura del campo magnetico; in particolare nella fase iniziale di questi eventi prevale la struttura filamentosa mentre nel corso di circa 2-3Gyr essa viene meno e si arriva alla configurazione di campo magnetico ordinato.

Capitolo 7

Analisi dati

I campi magnetici e gli elettroni relativistici possono influenzare la dinamica e la termodinamica degli ammassi: i primi infatti condizionano la conduzione di calore nell'ICM, i secondi sono responsabili di una pressione aggiuntiva e subiscono processi di accelerazione che modificano i meccanismi di riscaldamento all'interno dell'ICM. Queste due componenti non termiche inoltre possono dare origine a radiazione di sincrotrone, un tipo di emissione sensibile a shock e perturbazioni avvenute nell'ambiente che si palesa nella presenza di radiosorgenti diffuse. Il loro studio gioca dunque un ruolo importante nella comprensione dei meccanismi di accrescimento degli ammassi di come si sia evoluto l'Universo su grande scala e fornisce un nuovo mezzo per la descrizione fisica del cluster.

Lo scopo di questa tesi è quello di ampliare le conoscenze relative alle sorgenti radio diffuse: partendo dall'articolo "Cluster of galaxies: observational properties of the diffuse radio Emission" di L. Feretti, G. Giovannini, F. Govoni e M. Murgia si procederà ampliando il campione di Aloni, Relitti e Mini Aloni con i dati relativi alle osservazioni successive al 2011 e si verificherà che le relazioni tra $P_{1.3GHz}$ e L_x , tra $P_{1.4GHz}$ e LLS (largest linear size) e tra l'indice spettrale (α) e la temperatura (T), siano ancora valide.

7.1 Analisi degli aloni radio

L'attività di raccolta dati è stata effettuata selezionando dal portale SAO-NASA Astrophysics Data System (ADS) articoli successivi al 2011 relativi all'osservazione di nuovi aloni radio andando a registrare la potenza dell'emissione Radio alla frequenza di 1.4 GHz ($P_{1.4GHz}$), la luminosità in banda X, L_x (tra 0.2 e 2.4 keV), le dimensioni lineari (LLS), il redshift (z) e l'indice spettrale (α). Qualora

quest'ultimo non fosse riportato, si è fatto uso della seguente formula:

$$\alpha = \frac{\log(S_{\nu 1}/S_{\nu 2})}{\log(\nu 2/\nu 1)}$$

dove S_{ν} è il flusso misurato alla frequenza ν . Per convertire invece la LLS espressa in primi in Mpc, si è fatto uso del NED-Cosmology Calculator, impostando come parametri:

$$H_0 = 69.6 \text{ Km/MPcs}, \Omega = 0.286 \text{ e } \Omega_{Vac} = 0.714.$$

Il campione di dati è esposto in Tabella ??.

Nome del cluster	z	LLS(Mpc)	$L_x(10^{44} \text{ erg/s})$	$P_{1.4}(w/Hz)$	α	kT(Kev)
A2142	0.0909	2.2	10.58	$1.15 * 10^{24(1)}$	1.33	9
A2061	0.0784		1.88		1.8	/
A3411	0.1687	0.9	2.8	$4.60 * 10^{23(2)}$		6.4
ACT-CL J0256.5+0006	0.363	0.8	7.88	$1.0 * 10^{24(3)}$	1	
MACS J0417-1154	0.44	1	36.6	$2.8 * 10^{24(4)}$	1.72	11.07
CL1821+643	0.299	1.1	14.4	$3.8 * 10^{24(5)}$	1	7
MACS J1149.6+2223	0.5444	1.3	16.2	$1.9 * 10^{24(6)}$	2.1	9.1
PLCK G147.3-16.6	0.65	0.9	7.15	$5.10 * 10^{24(7)}$	1.3	8.8 (A)
PLCK G285.0-23.7	0.39	0.742	16.91	$1.72 * 10^{24(8)}$	1.3	6.98
A3888	0.151		6.38	$1.89 * 10^{24(9)}$	1.48	9.8
PLCK G171.9+40.7	0.27	1.3	11.28	$4.90 * 10^{24(10)}$	1.2	10.65
El Gordo	0.87	1.1	21.9		1.2	14.5
ZwCl 0104.9+5350	0.107	1.1	5.42	$1.8 * 10^{24(11)}$	1.4	7.8
RXC J0142.0+2131	0.280		6.41	$4.17 * 10^{23(12)}$	1.1	7.5
PSZ1 G171.96-4064	0.169	1	11.3	$4.9 * 10^{24(13)}$	1.8	10.65
MACS J0553-3342	0.431	1.3	10.2			12.1
MACS J0717+3745	0.5458	1.5	22.7	$12 * 10^{25(14)}$	1.17	10.5
PLCK G287.0+32.9	0.39	1.3	17.20	$1.73 * 10^{24(14)}$	1.4	12.86
RXC J0107+5408	0.1066	1.12	2.75	$1.5 * 10^{24(14)}$		
Toothbrush	0.226	1.97	10	$5 * 10^{24(14)}$	1.36	7.8
MACS J2243.3-0935	0.44	0.92	15.2	$3.2 * 10^{24(15)}$	1.4	7.98
A1682	0.226	2.6	7.02	$2.19 * 10^{24(16)}$		
A800	0.2223	1.28	2.72	$1.52 * 10^{24(20)}$		
A1550	0.254	1.41		$1.49 * 10^{24(20)}$		

CL 1446+26N	0.37	1.22		$3.57 * 10^{24(19)}$		
PSZ1 G108.18+11.53	0.335	0.85		$2.8 * 10^{24(19)}$		
A1443	0.27	1.1		$3.35 * 10^{24(19)}$		
CIZA J1938.3+5409	0.26	0.72		$4.73 * 10^{23(19)}$		
RXCJ 0949.8+1708	0.38	1.04		$2.17 * 10^{24(19)}$		
CIZA J2242.8+5301	0.1921	3.1	7.7	$3.5 * 10^{24(17)}$	1.1	8
A2069	0.116	0.750	4.55	$3 * 10^{23(18)}$	1	7

Tabella 7.1: Campione contenente gli aloni osservati dal 2011 ad oggi. **Referenze:**(1)T. Venturi et al.(2017); (2)G.Giovannini et al.(2013); (3) K.Knowles et al.(2016); (4) V. Parekh et al. (2016); (5)A. Bonafede et al.(2014); (6)A. Bonafede et al.(2012); (7) R.J. Van Weeren et al.(2017); (8)G.M.Aviles et al.(2016); (9)G. M. Aviles et al.(2016); (10) S.Giacintucci et al.(2013); (11)R.J. Van Weeren et al.(2011); (12)R.Kale et al.(2013); (13)S.Giacintucci et al.(2013); (14)Z. S. Yuan et al.(2015);(15) T.M.Cantwell et al.(2015);(16)T.Venturi et al.(2012);(17)D.N. Hoang et al.(2017); (18)A.Drabent et al.(2014); (19)precedenti lavori di tesi; (20) F.Govoni et al.(2012).

Si riportano poi grafici $P_{1.4GHz}-L_x$ (Figura??), $P_{1.4GHz}-LLS$ (Figura ??),occorrenze-redshift(Figura??) e indice spettrale (α)-Temperatura(Figura ??) al fine di verificare la presenza o meno di tali relazioni.

Graph

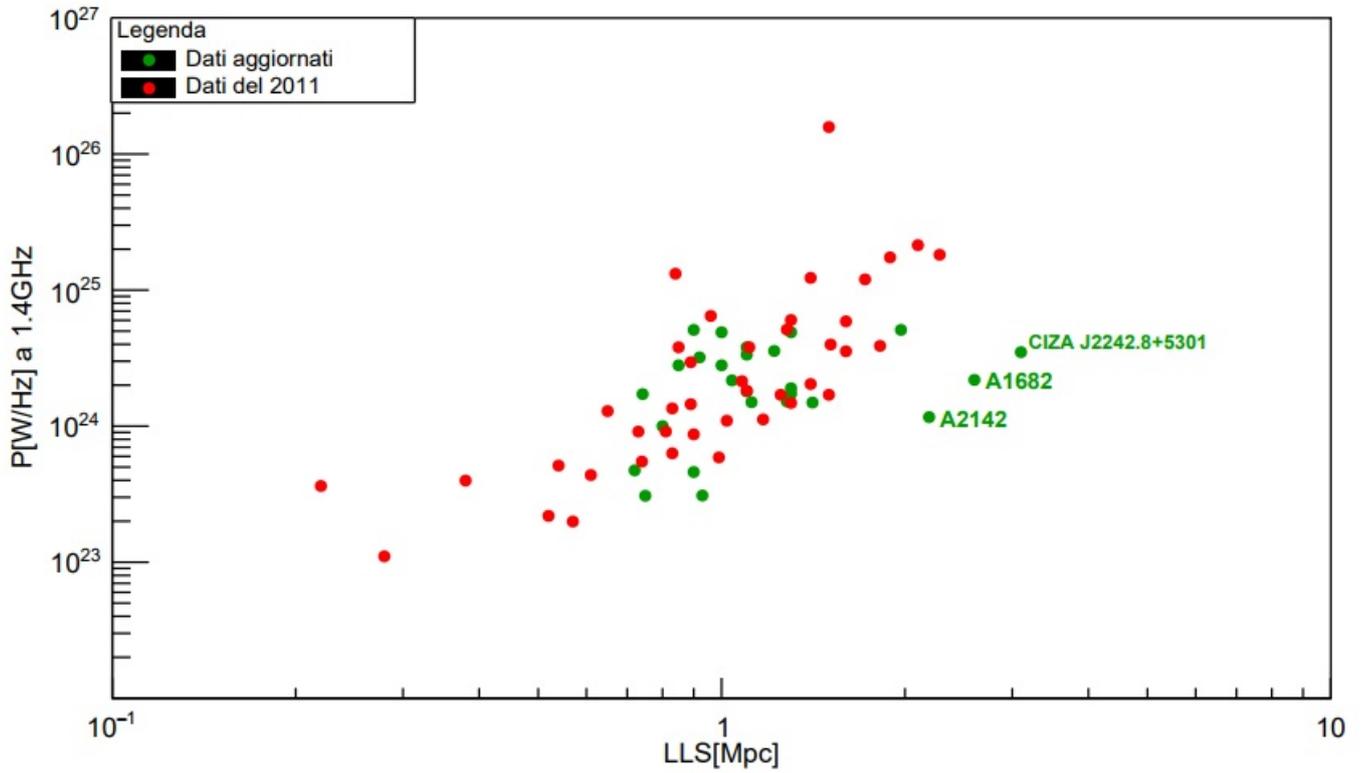
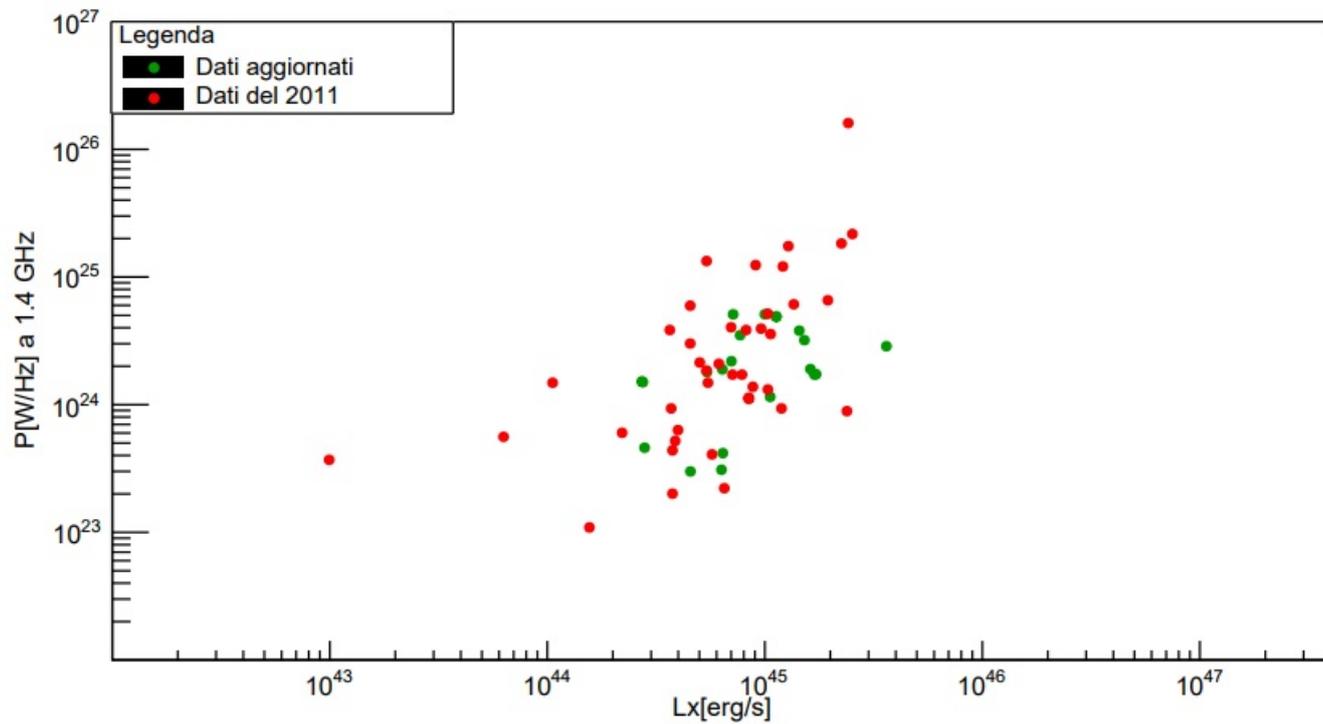


Figura 7.1: Potenza radio in funzione della LLS. In rosso sono rappresentati gli aloni del campione dell'articolo, in verde gli aloni osservati dal 2011 ad oggi. La scala è bilogarithmica.

Graph



redshift aggiornato

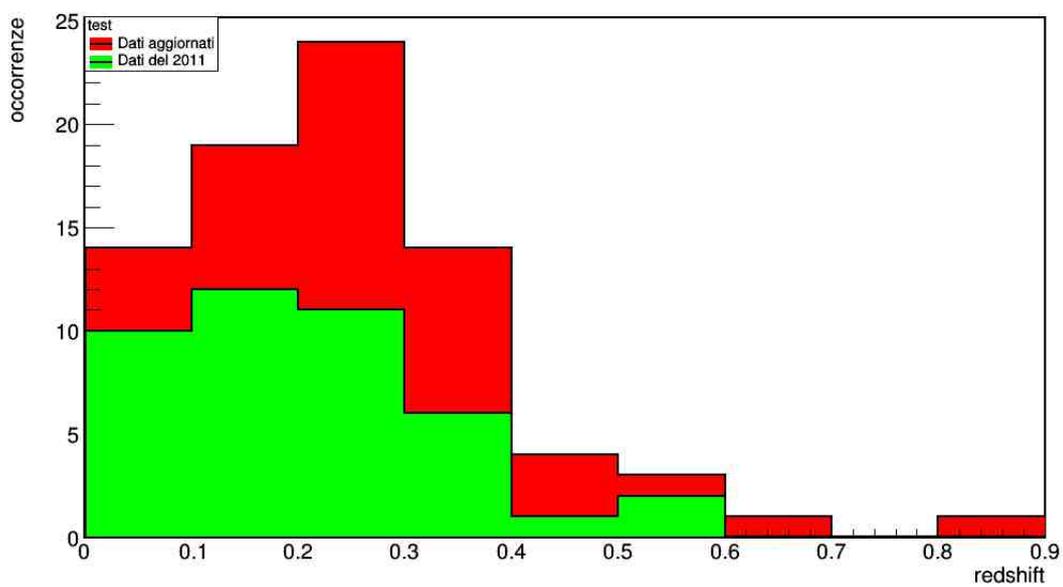


Figura 7.3: Istogramma relativo alla distribuzione degli ammassi in base al redshift.

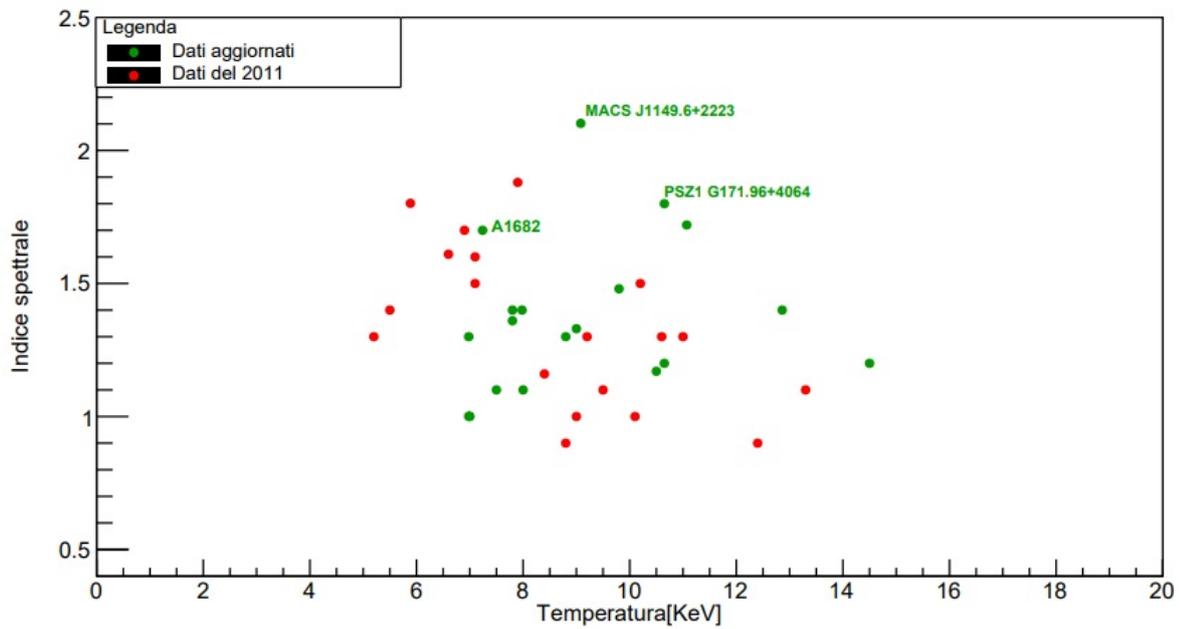


Figura 7.4: Indice spettrale in funzione della temperatura. In rosso sono rappresentati gli aloni del campione dell'articolo, in verde gli aloni osservati dal 2011 ad oggi.

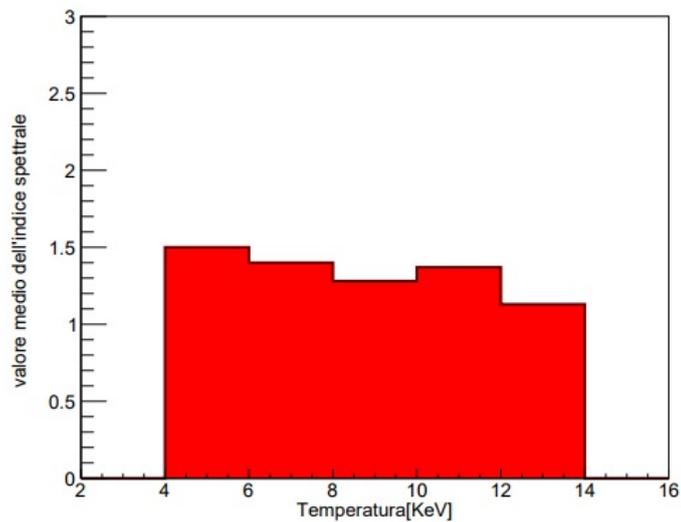


Figura 7.5: Nell'istogramma è riportato il valore medio assunto dall'indice spettrale nei rispettivi intervalli.

7.2 Commento

Nella fase di selezione del campione sono state raccolte informazioni relative ai singoli aloni che vengono riportate in questa sezione, al fine di comprendere come da queste particolarità sia possibile ricostruire dei modelli che descrivano la fisica delle sorgenti radiodiffuse e che spieghino le relazioni rappresentate nei grafici della sezione precedente.

7.2.1 Relazione tra indice spettrale e temperatura

Nell'articolo di L.Feretti e al. 2011, viene esplicitata una possibile correlazione tra indice spettrale e temperatura del cluster. In particolare, dal campione di aloni del 2011 risulta che:

- aloni in ammassi con temperature minori di 8Kev mostrano un indice spettrale medio di 1.7 ± 0.2 ;
- aloni in ammassi con temperature comprese tra gli 8 e i 10 Kev mostrano un indice spettrale medio di 1.4 ± 0.4 ;
- aloni in ammassi con temperature maggiori di 10Kev mostrano un indice spettrale medio di 1.2 ± 0.2 .

Per quanto detto sembrerebbe quindi che cluster caratterizzati da temperature elevate ospitino aloni con spettri piatti a causa della maggiore energia degli elettroni responsabili dell'emissione radio. Nell'articolo vengono inoltre riportati tre aloni(A1914, A521 e A2555) aventi uno spettro ultra ripido($\alpha \sim 1.7$), che secondo la teoria dell'emissione per sincrotrone, sarebbe indice di una drammatica perdita di energia da parte degli elettroni. Secondo Cassano(2010), spettri con indice maggiore di 1.7 non potrebbero essere rilevati se non a bassissime frequenze, e infatti Feretti e al. concludevano l'articolo del 2011 verificando che i tre aloni con spettro ultra-ripido rispettano la relazione $\alpha - T$, e supponendo che essi siano solo la "punta dell'iceberg" di una popolazione da individuare con nuovi strumenti di osservazione a bassa frequenza(LOFAR, LWA, SKA).

Nel campione di dati raccolto durante il lavoro di tesi, si osservano tre spettri ultra ripidi: MACS G1149.6+2223 con $\alpha = 2.1$, A1682 con $\alpha = 1.7$ e PSZ1G171.96-4064 con $\alpha = 1.8$. Il primo di questi è un alone gigante con emissione debole e il suo spettro è uno dei più ripidi; ciò potrebbe essere dovuto o ad un'elevata età della sorgente o alla presenza di merger poco energetici(Brunetti e al. 2012), sebbene quest'ultima ipotesi risulti poco probabile in quanto MACS G1149.6+2223 è uno dei cluster più massivi e dunque difficilmente è soggetto a merger deboli. Per

quanto riguarda A1682 è un cluster in stato di merger la cui componente diffusa è difficile da spiegare. Attualmente, a causa dell'osservazione di un residuo positivo dell'emissione su una scala di 1 Mpc (rilevato a 153 MHz, 240 MHz e 610 MHz), si attribuisce tale componente alla presenza di un alone radio gigante. Tuttavia in passato sono state formulate altre ipotesi, che attribuiscono l'origine ad una radiogalassia che sta morendo o ad un relitto. L'alone PSZ1G171.96-4064, infine, si discosta dalla relazione $\alpha - T$ in quanto presenta uno spettro ripido nonostante l'alta temperatura dell'ammasso (10 KeV).

Come si può osservare dal grafico in Figura ??, non sembra essere presente alcuna correlazione. Tuttavia calcolando il valore medio dell'indice in intervalli di Temperatura pari a 2 KeV si ottiene un andamento rappresentato dall'istogramma in figura ??, che prevede una diminuzione di tale valore all'aumentare di T. Escludendo queste tre eccezioni, gli altri aloni del campione 2011-2017 cadono negli intervalli definiti da L. Feretti.

Tuttavia nel 2012 Venturi e al. osservarono che generalmente:

- ammassi con $T < 10\text{KeV}$ possono ospitare sia aloni con spettro ripido ($\alpha \sim 1.8$) che piatto ($\alpha \sim 1$);
- ammassi con $T > 10\text{KeV}$ ospitano aloni con indice spettrale $\alpha < 1.3$.

e quindi non sembrerebbe verificata la relazione precedente. Il diverso comportamento radio in questi due intervalli di temperatura fu attribuita al fatto che, secondo i modelli di ri-accelerazione, gli spettri degli aloni differiscono a seconda dell'energia rilasciata nella fase di ri-accelerazione delle particelle durante i fenomeni di merger. In questo caso dunque ci si aspetta che per motivi legati all'energia, la piattezza dello spettro aumenti all'aumentare della massa. In particolare cluster moderatamente massivi possono ospitare aloni con spettro piatto o ripido, mentre cluster massivi ospitano tipicamente solo spettri piatti.

In ogni caso sono necessarie più informazioni sugli ammassi per poter comprendere in modo dettagliato le relazioni tra $\alpha - T$ e $\alpha - M$.

7.2.2 Relazione tra presenza di aloni e fenomeni di merger

Nel 2001 Buote ha analizzato per la prima volta in modo quantitativo lo stato dinamico degli ammassi e ha osservato che gli aloni radio più potenti sono tipicamente collocati negli ammassi che più si discostano dallo stato di equilibrio viriale. Cassano et al.(2010) hanno verificato un'effettiva relazione tra fenomeni di merger e presenza di aloni. In particolare sembrerebbe che relativamente al comportamento radio vi sia una netta distinzione tra stato rilassato e stato non rilassato. Nell'articolo del 2011 di L.Feretti si pone l'attenzione sugli ammassi A141, A2631 e MACS J2228.5+2036, i quali, pur essendo in stato di merger, non presentano

evidenze di aloni radio. Dal 2011 ad oggi sono stati osservati altri ammassi caratterizzati da questa anomalia, quali: A1437, A2104, Zwcl 2120.1+2256, RXC J0616.3-2156, A1132, PSZ1 G205.7-62.94 e A1763.

Secondo Bonafede(2014) e Sommer(2016) aloni radio giganti sono tipicamente ospitati in ammassi che presentano fenomeni di major merge. Nel campione selezionato in questo lavoro di tesi compare un'eccezione a questa osservazione, ovvero il cluster A2142, che ospita un alone radio gigante pur non presentando fenomeni di major-merger. L'alone in esso ospitato è costituito da due componenti caratterizzate da indici spettrali diversi: H1, situata nel core, e H2, situata nella zona esterna. La differenza morfologica dei loro spettri fa pensare che H1 e H2 abbiano origine da meccanismi diversi: la componente nel core è soggetta a meccanismi caratteristici dei mini-aloni radio, quale in particolare la dissipazione di energia da parte del gas che oscilla tra due fronti freddi presenti nell'ammasso; la componente H2 invece ha origine da meccanismi di emissione caratteristici degli aloni radio giganti, ma meno potenti visto che la dinamica di A2142 non è influenzata da major merger. Si ritiene dunque che in questo caso l'emissione sia causata o da campi magnetici e turbolenze del gas o da merger minori. Un'altra ipotesi fatta è che le differenze osservate possono essere interpretate come la transizione tra una componente adronica nel core e una componente leptonica in H2.

Quello che emerge da'analisi di A2142 è che la presenza di un alone gigante in un ammasso privo di fenomeni di major merger può farci comprendere meglio i meccanismi che generano questo tipo di sorgenti, mentre l'approfondimento della fenomenologia dell'ammasso osservata in banda radio può portare ad una migliore comprensione della connessione tra aloni giganti e mini-aloni.

7.2.3 Un caso particolare: CL1821+643

Nell'ammasso CL1821+643 caratterizzato da cooling core, è stato rinvenuto un alone radio gigante. Questa osservazione è sorprendente in quanto, come detto nella sezione precedente, gli aloni giganti sono solitamente associati a cluster caratterizzati da major merger, i quali inducendo turbolenze nel plasma causano la riaccelerazione degli elettroni responsabili dell'emissione di sincrotrone. La coesistenza di major merger e un core freddo all'interno dello stesso ammasso è dunque improbabile. Tra le ipotesi formulate per descrivere questo caso particolare troviamo la possibilità che i moti turbolenti generati durante un merger possono aver spento un mini-alone, e aver trasportato gli elettroni relativistici su scale maggiori. Questo però vorrebbe dire assumere o la presenza di un merger in grado di non distruggere il core freddo o quella di un merger minore fuori asse. Un'altra possibilità è che non si tratti di un alone, bensì della proiezione di un relitto, sebbene la morfologia dell'emissione sembri non confermarlo. Un'ultima ipotesi è che l'emissione sia il risultato dell'attività passata di una FR II, trasformatasi poi

nella FRI associata ad una quasar presente nell'ammasso. In questo modo l'accelerazione delle particelle potrebbe non essere attribuita a fenomeni di merger. Tuttavia ancora una volta la morfologia dell'emissione e lo spettro basso sembrerebbero confutare questo scenario. Per comprendere meglio il caso di CL1821+643 è necessario dunque ottenere una mappa dettagliata dello spettro dell'alone.

7.2.4 Dimensioni degli aloni e connessione tra $P_{1.4GHz} - L_X$

La maggior parte degli aloni del campione 2011-2017 rispetta la relazione $P_{1.4GHz} - LLS$ presentata nell'articolo del 2011. Tuttavia, osservando il grafico in Figura ?? si nota la presenza di tre aloni con potenza radio ridotta rispetto alla luminosità nella banda X, ovvero: CIZA J2242.8+5301, A1682 e A2142. A parte queste eccezioni però, la correlazione tra dimensione ed emissione in banda radio ha una piccola dispersione a dimostrazione del fatto che aloni giganti o piccoli appartengono allo stesso tipo di radiosorgenti. Escludendo i valori fuori dalla tendenza e fittando i dati, si ottiene un andamento del tipo $y = 5.21 * 10^{23} x^{0.907}$

Per quanto riguarda la relazione $P_{1.4GHz} - L_X$, essa risulta essere verificata da tutti gli aloni del campione aggiornato.

7.2.5 Aloni e redshift

Dal grafico riportato in figura ?? possiamo notare che nel corso degli ultimi anni è stato possibile osservare due aloni a redshift elevati: ACT-CL-J0102+4915 ($z=0.87$) e PLCKG147.3-16.6 ($z=0.65$). La rilevazione del primo in particolare è stata possibile grazie all'effetto SZ che sfrutta l'interazione tra fotoni della radiazione cosmica di fondo ed elettroni energetici per rilevare la presenza di ammassi a distanze cosmologiche.

7.3 Analisi relitti radio

In questa sezione si riportano i dati raccolti nell'analisi dei relitti radio. Anche in questo caso il campione è stato selezionato mediante la consultazioni di articoli successivi al 2011 appartenenti al catalogo AO-NASA Astrophysics Data System (ADS). I dati registrati nella Tabella 7.2 sono: la potenza dell'emissione Radio alla frequenza di 1.4 GHz ($P_{1.4GHz}$), la luminosità in banda X, L_x (tra 0.2 e 2.4 keV), le dimensioni lineari (LLS), il redshift (z), la distanza di proiezione dal centro e l'indice spettrale (α).

Nome ammasso	z	LLS(Mpc)	$L_x(10^{44} \text{ erg/s})$	$P_{1.4}(w/Hz)$	α	proiezione
PLCKG200.9-28.2 (E)	0.22	1.02	30.99	$3.9 * 10^{24(1)}$	1.21	0.9
A3411 (E)	0.1687	1.9	4.07	$3 * 10^{24(2)}$	1.2	1.3
MACS J0717.5+3745(E)	0.5458	800 Kpc	2.27	$1.0 * 10^{25(3)}$	1.3	0.298
PLCK G004.5-19.5	0.54			$1.0 * 13^{24(4)}$	1.9	0.289
A1451 (E)	0.1711	1.3	6.61	$1.13 * 10^{24(5)}$	1.1	3Mpc
A2146 (E)	0.2343		5.51	$2.2 * 10^{23(6)}$		
A2261 (R)	0.224		1.189	$5 * 10^{23(7)}$	1.5	0.0065
MACS J1131.8-1955	0.306	0.750	13.1	$3.2410^{24(8)}$		
MACS J0025.4-1222 NW(R)	0.5857	0.640	8.042	$1.29 * 10^{24(9)}$	1.3	
MACS J0025.4-1222 SE(R)	0.5857	0.577	8.042	$1.76 * 10^{24(9)}$		
A3527-bis(E)	0.2	1	1.9	$1.5 * 10^{23(10)}$	0.7	1.3Mpc
1E0657-56(A)	0.296		43.0		1.41	
1E0657-56(B)	0.296		43.0		1.7	
CIZA J0107.7+5408 NW	0.1066		2.8	$7.03 * 10^{23(14)}$	2.1	
CIZA J0107.7+5408 SE	0.1066		2.8	$1.65 * 10^{23(14)}$	2.1	
PSZ1 G108.18-1153 N	0.335	1.5	7.5	$26.6 * 10^{24(11)}$	1.25	1.750
PSZ1 G108.18-1153 S	0.335	1.3	7.5	$18 * 10^{25(11)}$	1.28	1.280
A2256 G	0.0581	0.3		$1.86 * 10^{24(12)}$	0.79	
A2256 H	0.0581	0.3		$1.95 * 10^{24(12)}$		
MACS J1752+4440 NE	0.366	1.23	8.2	$2.75 * 10^{25(12)}$	1.26	1.13
MACS J1752+4440 SW	0.366	0.92	8.2	$1.26^{25(12)}$	1.15	0.910
PSZ1 G096.9+24.2 N	0.3	0.89		$2.4 * 10^{24(12)}$		
PSZ1 G096.9+24.2 S	0.3	1.5		$4.90 * 10^{24(12)}$		
Z5247	0.229	0.664	6.32	$4.57 * 10^{23(12)}$	1.44	
CL 1446+26N	0.37	1.22		$3.57 * 10^{24}$		
MACS J1149.5+2223 E	0.54	0.82	14	$5.40 * 10^{24(13)}$		0.770
MACS J1149.5+2223 W	0.54	0.76	14	$9 * 10^{24(13)}$		0.848
ZwCl12341+0000N	0.27	0.25		$3.80 * 10^{24(12)}$		
ZwCl12341+0000 S	0.27	1.2		$1.70 * 10^{24(12)}$		
A0548W	0.0424		0.1	$5.00 * 10^{23(13)}$		
A133	0.0569		1.4	$1.10 * 10^{24(13)}$		
A1758	0.2799		10.9	$4.10 * 10^{24(13)}$		
ACT-CLJ0102-4915 NW	0.87	0.5	35	$2.96 * 10^{25(13)}$		
ACT-CLJ0102-4915 SE	0.87	0.249	35	$4.48 * 10^{24(13)}$		
A910	0.2055	1		$2.82 * 10^{25(13)}$		

Tabella 7.2: Campione contenente i relitti osservati dal 2011 ad oggi. **Referenze:** (1)R.Kale et al. (2017);(2)R.J.Van Weeren et al.(2013);(3)R.J.VanWeeren et al.(2017);(4)C.Sifòn et al.(2017);(5)A.Cuciti et al.(2017);(6)J.Hlavacek-Larrondo et al.(2017);(7)Sarah Burke-Spolaor et al.(2017);(8)V.Parekh et al.(2016);(9)C. J. Riseley et al.(2016);(10)F. de Gasperin et al.(2016);(11)F.de Gasperin et al.(2013);(12)Z. S. Yuan et al.(2015); (13) Tesi precedenti; (14)S.T.Randall et al.(2016).

Si riportano di seguito i grafici $P_{1.4GHz} - L_x$ (Figura??), $P_{1.4GHz} - LLS$ (Figura ??),occorrenze-redshift(Figura??) e indice spettrale (α)-LLs(Figura ??), indice spettrale- occorrenze(Figura??, e indice spettrale- $P_{1.4GHz}$ (Figura ??).

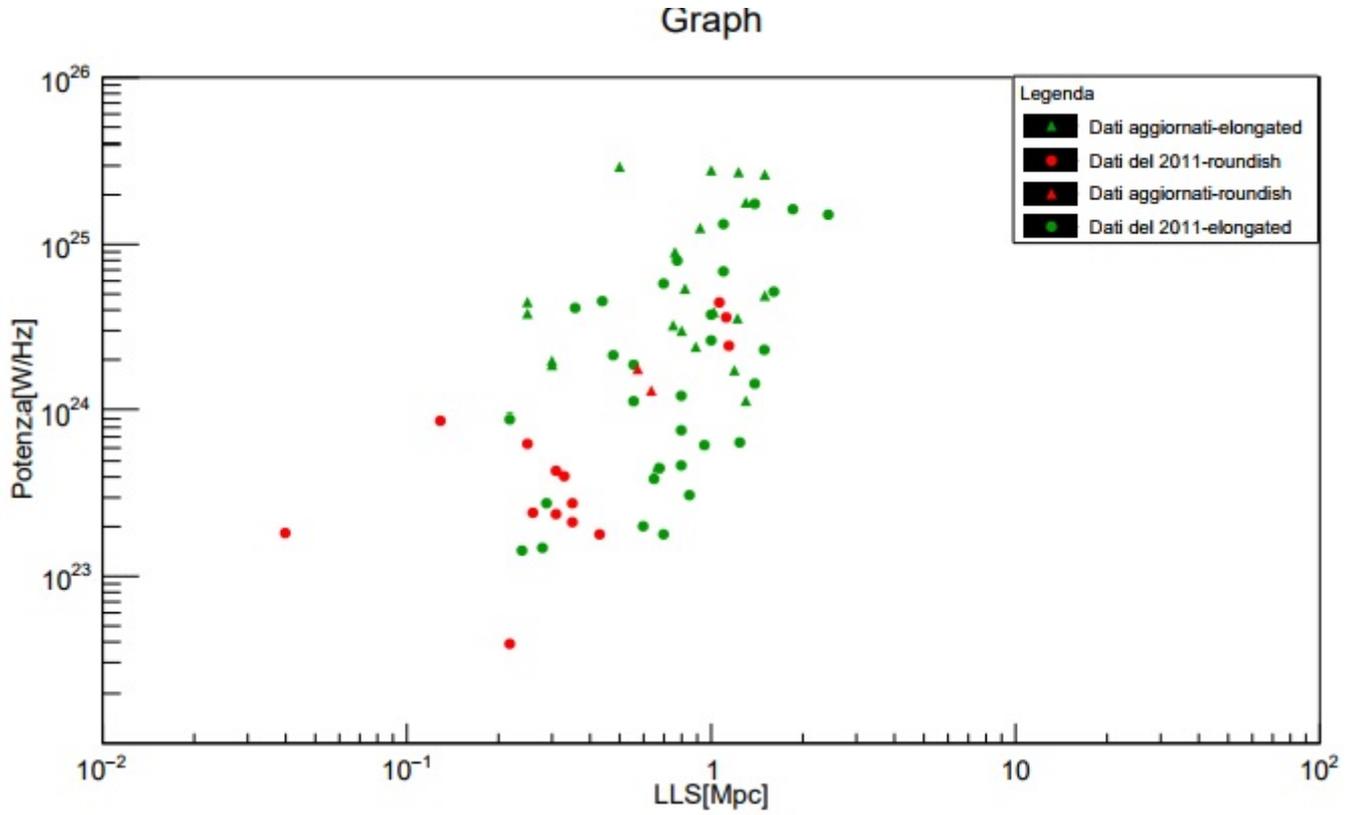


Figura 7.6: Potenza radio in funzione della LLS. In rosso sono rappresentati i relitti roundish, in verde quelli elongated; gli elementi del campione dell'articolo sono indicati con un pallino, mentre quelli della tesi sono indicati con un triangolo. La scala è bilogarithmica.

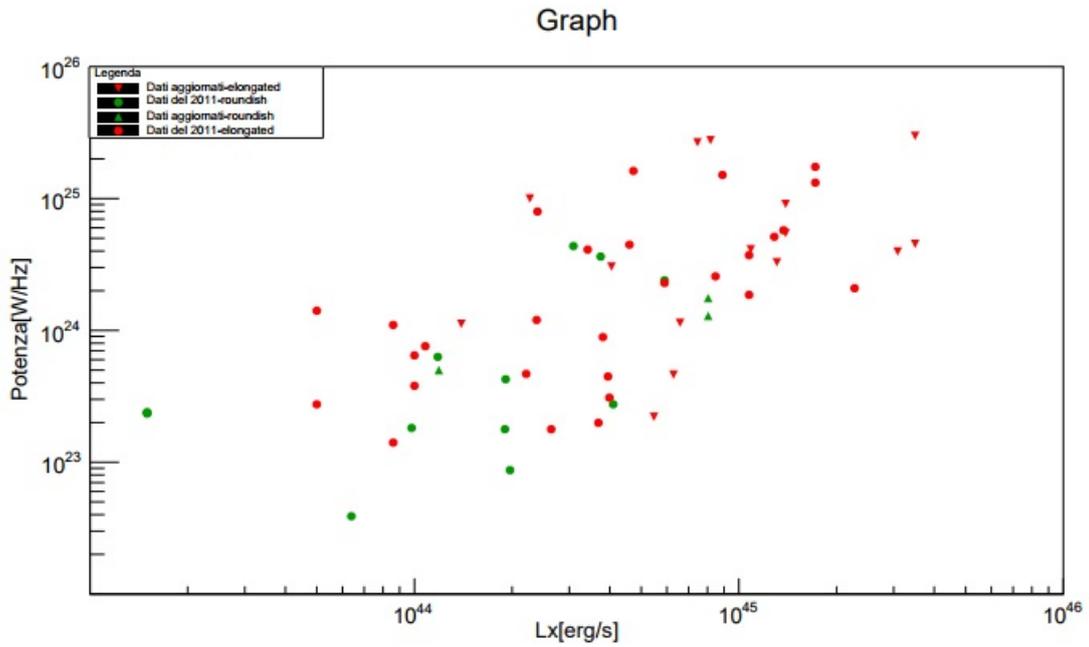


Figura 7.7: Potenza radio in funzione della Luminosità X. In rosso sono rappresentati i relitti elongated, in verde quelli roundish; il pallino indica un elemento del campione dell'articolo, il triangolo un elemento del campione di questa tesi. La scala è bilogarithmica.

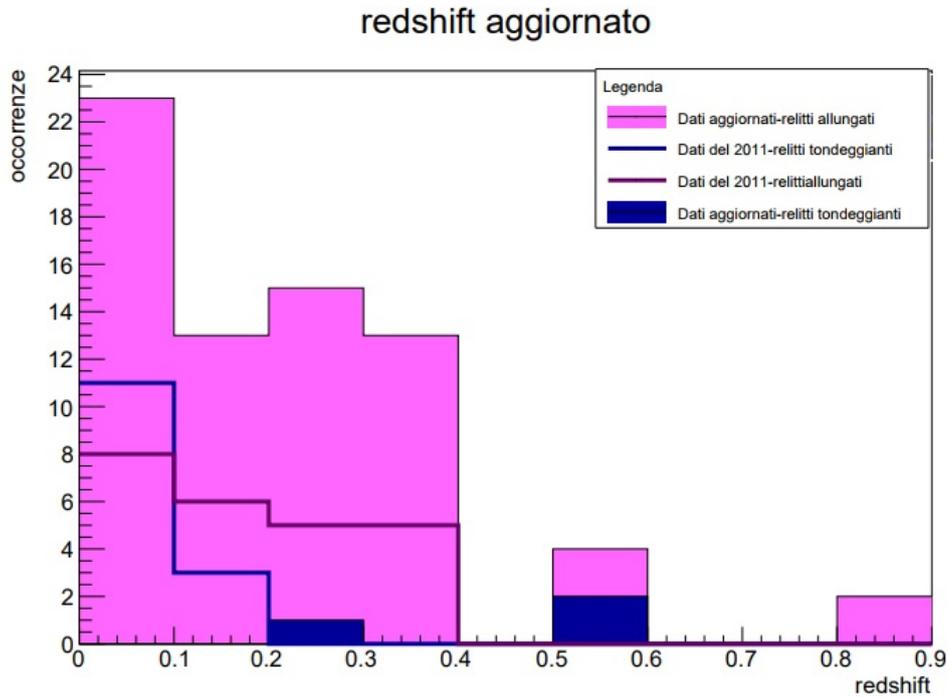


Figura 7.8: Istogramma relativo alla distribuzione dei relitti in base al redshift.

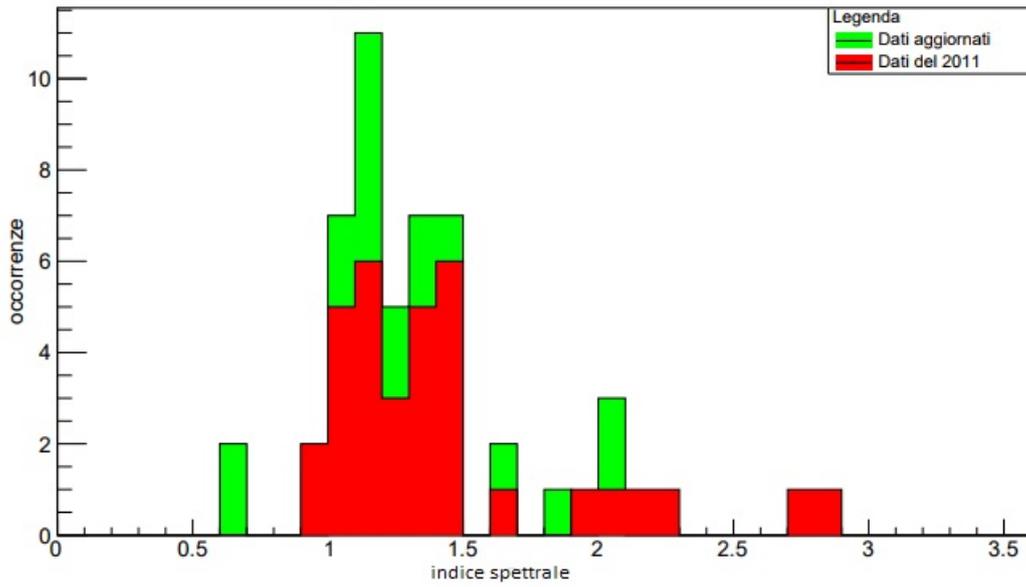


Figura 7.9: Istogramma relativo alla distribuzione dei relitti in funzione dell'indice spettrale.

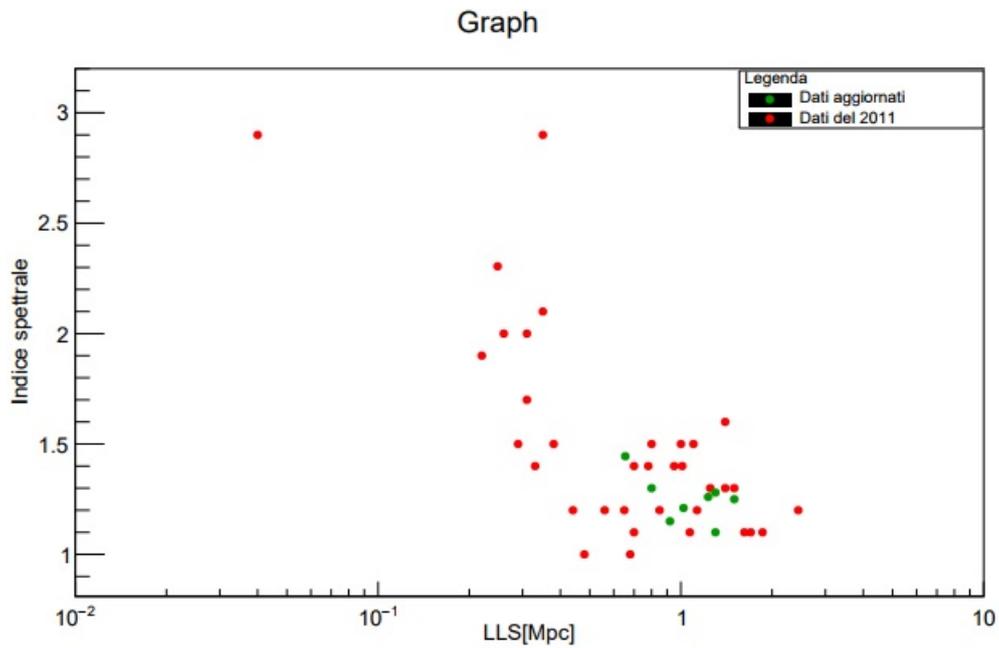


Figura 7.10: Indice spettrale in funzione della LLS(quest'ultima è rappresentata in scala logarimica). I relitti appartenenti al campione del 2011 sono rappresentati in rosso, mentre quelli del campione aggiornato sono rappresentati in verde

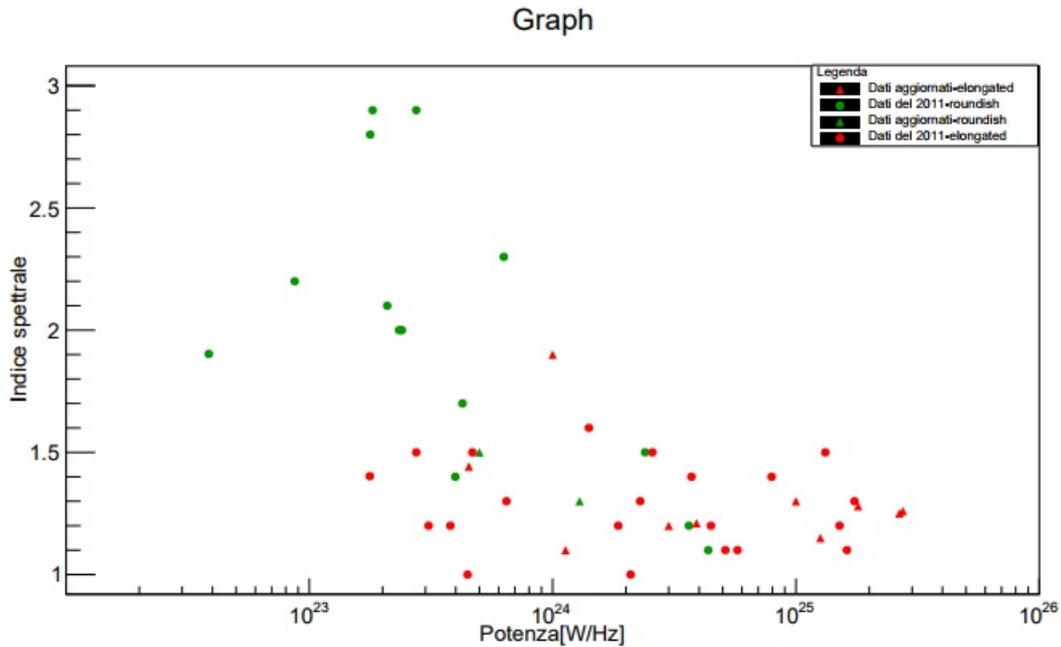


Figura 7.11: Indice spettrale in funzione di $P_{1.4GHz}$ (quest'ultima è rappresentata in scala logarimica). I relitti appartenenti al campione del 2011 sono rappresentati in rosso, mentre quelli del campione aggiornato sono rappresentati in verde

7.4 Commento relativo ai relitti radio

Analogamente a quanto fatto per gli aloni, si riportano di seguito osservazioni ed informazioni particolari raccolte nella fase di analisi dati dei relitti.

7.4.1 Struttura dei relitti: allungata e rotondeggiante

I relitti possono essere classificati in base alla loro struttura come allungati o rotondeggianti. I primi sono i più frequenti, hanno una forma estesa e si trovano nelle zone periferiche degli ammassi. Generalmente presentano una larghezza trasversale molto piccola e sono fortemente polarizzati; questa struttura è in accordo con i modelli che prevedono che essi si formino in presenza di onde d'urto generate dai merger le quali accelerano gli elettroni, comprimono il campo magnetico e causano estese emissioni radio mediante radiazione di sincrotrone. I relitti rotondeggianti invece sono collocati vicino al centro dell'ammasso e sono caratterizzati da spettri molto ripidi e dalla presenza di sottostrutture. I meccanismi riguardanti alla loro origine non sono ancora del tutto noti. Inizialmente si è pensato che essi fossero relitti allungati osservati frontalmente, ma il loro numero è troppo elevato per poter ritenere valida l'influenza da parte di effetti di proiezione. Attualmente una delle ipotesi formulate è quella che prevede che essi siano vecchi lobi radio generati dall'attività passata di un AGN che hanno ricevuto energia da onde di shock.

I dati raccolti nel campione di questa tesi confermano la tendenza per cui aloni rotondeggianti sono collocati in prossimità del nucleo dell'ammasso, mentre quelli allungati si trovano generalmente nella periferia. Si discosta da questa relazione il relitto nel cluster PLCK G004.5+19.5 che presenta una distanza di proiezione dal centro del cluster piccola rispetto all'andamento generale. Possibili spiegazioni sono o che ciò sia dovuto ad un effetto di prospettiva, o che shock nell'ICM abbiano dato energia a plasma fossile appartenente ad un precedente episodio di attività radio. Tuttavia se così fosse ci si aspetterebbe uno spettro più ripido di quello effettivamente osservato.

7.4.2 Ammassi con relitti e aloni

Si è osservato che spesso cluster in cui è presente un alone presentano anche un relitto radio nelle zone periferiche e che talvolta quest'ultimo è connesso all'alone per mezzo di un ponte di emissione radio poco brillante. Anche alcuni ammassi del campione di questa tesi presentano questa caratteristica, quali: A3411, PLCK G004.5-19.5, A1451, A2146, e alcuni cluster contenenti doppi relitti (che verranno trattati nella sezione successiva). Queste strutture evidenziano una connessione tra aloni e relitti radio: i fenomeni di merger da cui hanno origine i primi infatti, creano onde d'urto che forniscono energia nelle zone periferiche dove sono posti i relitti; in questo scenario deve ancora essere chiarito il ruolo dei ponti di emissione radio. Inoltre si osserva che la maggior parte dei cluster contenenti un relitto non presenta in generale un alone e dunque si suppone che i relitti abbiano origine anche da fenomeni di merger minori, non abbastanza potenti per generare ad un alone nella zona centrale. Questo spiegherebbe anche la presenza di relitti in ammassi con core freddo.

7.4.3 Doppi relitti e aloni

Secondo i modelli elaborati, i relitti avrebbero origine da onde d'urto generate durante i fenomeni di merger tra cluster aventi più o meno la stessa massa. Per questo motivo ci si aspetterebbe d'incorrere spesso nella presenza di coppie di relitti situate su lati opposti del cluster lungo l'asse di merger. Come nel campione dei dati raccolti nell'articolo di L. Feretti, anche in quello elaborato in questo lavoro di tesi compaiono doppi relitti (MACS J0025.4-1222 NW e SE, 1E0657-56 A e B, CIZA J0107.7+5408 NW e SE, PSZ1 G108.18-1153 N e S, MACS J1752-4440 NE e SW, PSZ1 G096.9+24.2 N e S e MACS J1149.5+2223 E e W). Anche gli ammassi contenenti doppi relitti possono presentare aloni; tuttavia solo una piccola frazione risulta soddisfare questa proprietà. Poiché sia gli aloni che i relitti sono prodotti da fenomeni di merger, l'analisi dei cluster con o senza aloni potrebbe portare alla comprensione dei parametri di merger che portano o meno alla formazione di

aloni. Recentemente Bonafede et al. (2017) hanno cercato di approfondire questo argomento ed hanno osservato che la presenza di aloni in ammassi con doppi relitti non è legata al rapporto tra le masse dei cluster coinvolti nel merger, nè tanto meno dalla massa totale del singolo ammasso (sebbene si osservi che generalmente gli aloni sono presenti in cluster più massivi). L'ipotesi riportata nel loro articolo è che la presenza o meno di aloni sia legata ai tempi relativi ai fenomeni di merger. In particolare se gli aloni ricevono energia dalle turbolenze che si trasmettono nell'ICM durante i fenomeni di merger, ci si può aspettare che il processo di accelerazione di particelle richieda tempo prima di svilupparsi ed entrare a regime. In questo caso quindi i cluster privi di aloni ma con doppi relitti sarebbero quelli che hanno subito recentemente un merger. Oppure, può essere dovuta a tempi diversi nella fase di accelerazione degli elettroni relativistici causata da shock generatisi durante il merger: nel momento in cui ha luogo l'emissione radio nei relitti, quella degli aloni va affievolendosi a causa delle perdite di energia caratteristiche della radiazione di sincrotrone e dell'Inverse Compton. I dati tuttavia sono troppo pochi per poter intraprendere un'analisi statistica in grado di chiarire quale delle due interpretazioni sia quella corretta. Anche nel campione di dati presentato in questa tesi compaiono cluster che presentano doppi relitti e aloni, quali: PSZ1 G108.18-1153, MACS J1752+4440 e MACS J1149.5+2223.

7.4.4 Potenza radio, LLS

In Figura ?? e ?? sono riportati dati del campione con lo scopo di verificare se sia presente o meno le relazioni tra $P_{1.4}$ -LLS. Si può osservare che relitti allungati e rotondeggianti hanno lo stesso comportamento, sebbene i primi siano più estesi e abbiano una potenza radio maggiore. In particolare, come già evidenziato nell'articolo di L.Feretti, relitti poco potenti possono essere sia allungati che rotondeggianti, mentre quelli più potenti sono tutti di tipo allungato. Tra gli ammassi raccolti nel campione di questa tesi è bene porre l'attenzione sui doppi relitti presenti negli ammassi MACS J1752+4440 e PSZ1 G108.18-1153 che rappresentano rispettivamente il primo e il secondo sistema di doppi di relitti per luminosità. Questi due ammassi sono molto simili in quanto hanno redshift, masse e luminosità radio quasi uguali. Anche i loro doppi relitti si assomigliano in quanto presentano la stessa morfologia. Le due grandi differenze risiedono nella distanza tra i due relitti e nella posizione dell'alone: in PSZ1 G108.18-1153 esso è confinato nella zona centrale del cluster mentre in MACS J1752+4440 costituisce un collegamento tra i due relitti.

7.4.5 Indice spettrale dei relitti

Come si può osservare dal grafico riportato in Figura ??, i relitti presentano spettri ripidi simili a quelli degli aloni radio. Generalmente i relitti rotondeggianti presentano spettri più ripidi rispetto a quelli dei relitti allungati. Si può inoltre osservare dai grafici riportati in Figura ?? e ?? che relitti più potenti e più estesi presentano spettri meno ripidi in accordo con la teoria che prevede che i relitti abbiano origine da onde d'urto generate da fenomeni di merger. Nelle zone più lontane dal centro dell'ammasso infatti il numero di Mach è maggiore e dunque i meccanismi di accelerazione delle particelle relativistiche sono più efficaci. Nel campione dati di questa tesi compaiono infine alcuni relitti aventi indici spettrali ultra ripidi ($\alpha \geq 2$). Questo tipo di sorgente radio diffusa rappresenta in realtà una piccola percentuale di relitti e ciò può essere dovuto sia ad effetti di selezione, causati dal fatto che relitti di piccole dimensioni sono spesso classificati come radio galassie, sia al fatto che, come nel caso degli aloni con spettri ultra ripidi, questi relitti non sono altro che la parte visibile di una popolazione di sorgenti rilevabili a basse frequenze.

7.4.6 Relitti e redshift

I relitti appartenenti al campione di dati del 2011 presentano tutti un redshift minore di 0.4. Ciò può rispecchiare sia l'azione di effetti di selezione sia un vero e proprio trend dovuto o a perdite di energia causate dall'Effetto Compton Inverso o all'evoluzione dei merger negli ammassi. Nell'articolo inoltre viene osservato che generalmente i relitti rotondeggianti sono osservati a redshift minori ($z \leq 1.5$). In Figura ?? è riportata la distribuzione dei relitti del campione aggiornato. Si può osservare che negli ultimi anni sono stati rilevati dati a redshift maggiore (fino a 0.8 con l'ammasso di "El Gordo"). Inoltre è stata individuata una coppia di relitti rotondeggianti nell'ammasso MACS J0025.4-1222 posto a redshift $z=0.5857$ che costituirebbe un'eccezione alla relazione precedente.

7.5 Aloni e relitti

A conclusione del capitolo dell'analisi dati, si raccolgono nei grafici di Figura 7.11 e 7.12 le relazioni tra potenza-luminosità X e potenza-LLs di aloni e relitti.

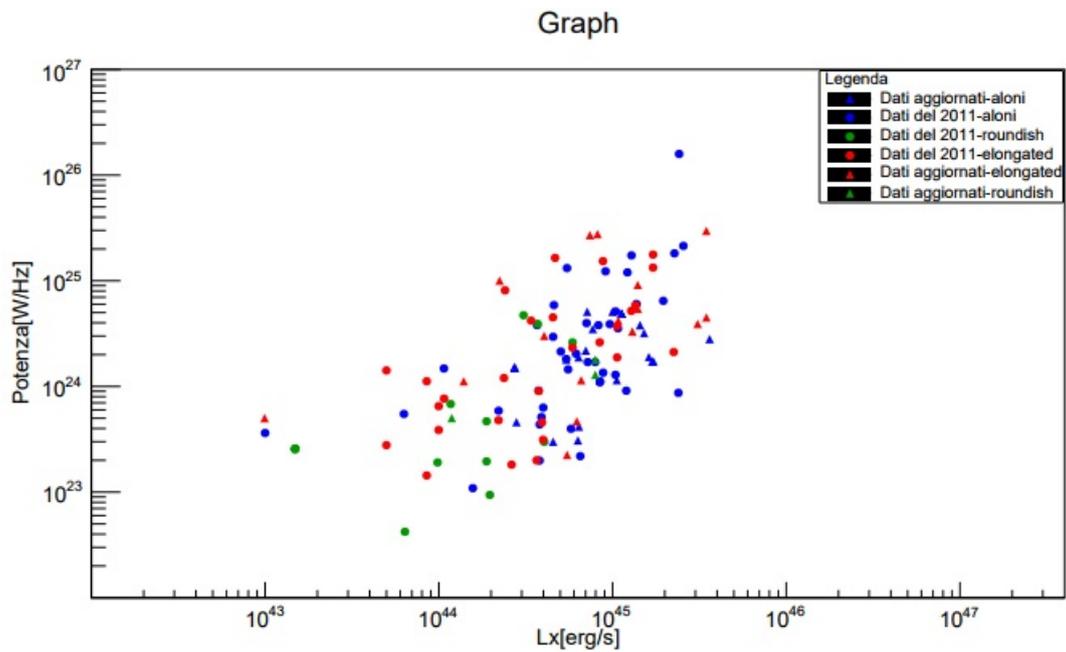


Figura 7.12: Potenza radio monocromatica di aloni e relitti a 1.4GHz in funzione della luminosità X dell'ammasso.

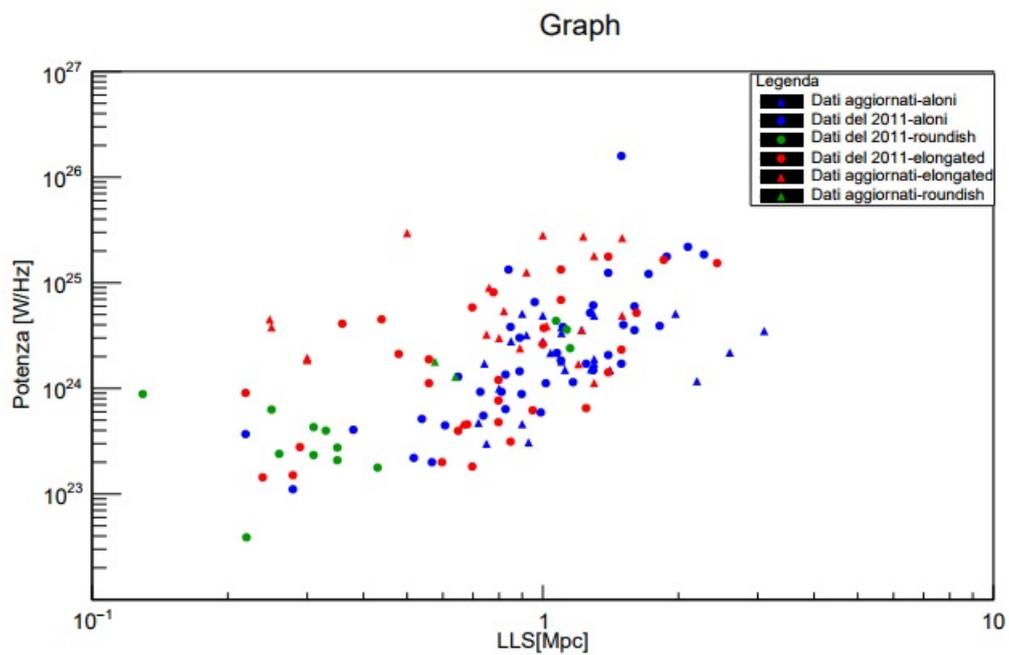


Figura 7.13: Potenza radio monocromatica di aloni e relitti a 1.4GHz in funzione della LLS.

Aloni e relitti presentano lo stesso comportamento in entrambe le correlazioni, a supporto del modello che prevede una loro somiglianza dal punto di vista dei meccanismi che li generano ed un legame con i fenomeni di merger. Si può osservare che è rara la rilevazione di aloni in cluster poco luminosi nella banda X, e che in entrambi i grafici è presente una dispersione maggiore in prossimità di valori di potenza bassi.

7.6 Formazione ed accrescimento della struttura degli ammassi

Secondo il modello cosmologico Λ CDM, le strutture dell'Universo si formano in modo gerarchico, ovvero per mezzo dell'accrescimento operato da componenti minori. Gli ammassi di galassie dunque, essendo il risultato del collasso degli aloni di materia oscura più massivi, si sono formati più tardi. Tali aloni infatti, sono il risultato dell'accrescimento di sistemi di materia oscura di massa minore, e dunque risalgono ad una formazione recente. Questa ipotesi è verificata dalle osservazioni: la massa dei cluster risulta infatti raddoppiare a redshift minori di 0.5. Strutture più giovani sono anche più instabili dal punto di vista dinamico ed infatti circa il 40% degli ammassi locali presenta sottostrutture nell'emissione in X. Come già accennato nella sezione relativa alle proprietà ottiche degli ammassi, l'abbondanza e il tasso di accrescimento dei cluster possono fornire gli elementi necessari per la verifica dei modelli cosmologici e per la stima dei relativi parametri (per es. Ω_Λ). Nel 2009 Vikhlinin et al. comparando la funzione di massa di cluster collocati a $z \sim 0.5$ e con quelli dei giorni nostri, hanno trovato un aumento della massa media di circa 75 – 80%. Questo risultato permette di osservare il modo in cui evolvono le strutture nell'Universo e di stimare il valore della densità di energia oscura Ω_Λ . Il tardivo assembramento degli ammassi suggerisce che debbano essere presenti numerosi sistemi di gruppi massivi nella loro periferia, che contribuiscano al loro accrescimento. Con lo scopo di individuarli, Haines et al. recentemente (2017), hanno effettuato rilevazioni in banda X su un campione di 23 cluster. Sono stati identificati così 39 gruppi in banda X ed è stato stimato che cluster con masse pari a $\sim 10^{15}$ masse solari presentano un incremento della loro massa pari a $16 \pm 4\%$ tra redshift pari a $z=0.223$ e i giorni nostri a causa dell'accrescimento da parte di gruppi in banda X di masse $M_{200} \geq 10^{13.2}$ masse solari. Ciò rappresenta circa il 30-50% dell'incremento di massa atteso per questi ammassi; la parte restante è fornita probabilmente dall'accrescimento da parte di materia oscura non legata agli aloni. Ci si aspetta che i meccanismi di accrescimento prevedano fenomeni di merger locali capaci di generare le condizioni necessarie (es. shock, turbolenze nell'ICM) per la formazione di radio-sorgenti diffuse. Confrontando il campione dei

Nome ammasso	stato dell'ammasso	nome ammasso	stato dell'ammasso
Abell 68	/	Abell 1758N	alone
Abell 115N	relitto	Abell 1763 /	
Abell 209	alone	Abell 1835	/
Abell 267	/	Abell 1914	alone
Abell 291	/	Abell 2218	alone
Abell 383	/	Abell 2219	alone
Abell 611	/	Abell 2390	/
Abell 665	alone	RXJ 1720	/
Abell 689	/	RXJ 2129	/
Abell 697	alone	ZwCl 2089	/
Abell 963	/	ZwCl 7160	/
Abell 16899	alone		

Tabella 7.3: In tabella si riporta la presenza o meno di relitti e aloni negli ammassi del campione dell'articolo di Haine et al.

23 cluster con quello contenente i cluster di questa tesi e dell'articolo di L.Feretti si può osservare che effettivamente molti degli ammassi presentano aloni e relitti. In tabella 7.3 sono riportati gli ammassi presentati nell'articolo e le loro caratteristiche dal punto di vista dell'emissione radio.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state presentate le proprietà degli ammassi di galassie in banda ottica, X e radio. Relativamente a quest'ultima si è approfondito lo studio di aloni e relitti, sorgenti radio diffuse presenti in una piccola percentuale di cluster.

Partendo dal campione dati dell'articolo di L. Feretti, G. Giovannini, F. Govoni, M. Murgia (2012) *Cluster of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*, si è provveduto a raccogliere i dati relativi agli ammassi contenenti aloni e relitti osservati dal 2012 ad oggi; il risultato ottenuto ha portato ad un ampliamento del campione pari a $\sim 90\%$ per gli aloni e a $\sim 92\%$ per i relitti. Analizzando i dati raccolti si è osservato che negli ultimi anni, grazie allo sviluppo di nuove tecniche di rilevazione, è stato possibile osservare sorgenti radio diffuse a redshift molto elevato ($z=0,87$). Inoltre grazie all'ampliamento del campione si è provveduto a verificare che sia nel caso degli aloni che in quello dei relitti sono valide le correlazioni potenza radio-luminosità $X(P_{1.4GHz} - L_X)$, potenza radio -LLS($P_{1.4GHz} - LLS$), a sostegno dello scenario che prevede che tali sorgenti radio diffuse siano il risultato di fenomeni di merger (nel caso degli aloni) e di shock propagati dalle onde d'urto nell'ICM(caso dei relitti). Dal grafico degli aloni relativo alla tendenza ($P_{1.4GHz} - LLS$) si notano tre casi particolari, risultato di possibili condizioni peculiari di merger tra filamenti e shock estesi. Per quel che riguarda invece la relazione ipotizzata nell'articolo tra indice spettrale e Temperatura dell'ammasso, i dati rilevati non sembrerebbero confermarla, sebbene si noti in generale una minore ripidità dello spettro ad alte T. Questo punto dunque meriterebbe di essere approfondito, in quanto potrebbe essere indice del fatto che la formazione degli aloni possa avere luogo in presenza di turbolenze locali, non identificabili dalla temperatura del gas del cluster.

Appendice A

Teorema del viriale

Il teorema del viriale riguarda proprietà statistiche medie (su tempi sufficientemente lunghi) di alcune grandezze meccaniche. Consideriamo un sistema di masse puntiformi m_i poste in \mathbf{r}_i e soggette a forze \mathbf{F}_i . L'equazione del moto prevede che:

$$\frac{d}{dt} m_i \mathbf{v}_i = \mathbf{F}_i$$

per ogni massa puntiforme. Dove $\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt$ è la velocità della massa i -esima. Si consideri la grandezza:

$$G = \sum_i m \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{r}_i$$

dove la somma è su tutte le particelle del sistema. La derivata di G vale:

$$\frac{dG}{dt} = \sum_i m_i \dot{\mathbf{v}}_i \cdot \mathbf{r}_i + m_i \mathbf{v}_i \cdot \dot{\mathbf{r}}_i$$

Il primo termine può essere scritto come:

$$\sum_i m_i \dot{\mathbf{v}}_i \cdot \mathbf{r}_i = \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i$$

mentre il secondo può essere scritto come:

$$\sum_i m_i \dot{\mathbf{r}}_i \cdot \dot{\mathbf{r}}_i = \sum_i m_i v_i^2 = 2E_K$$

dove E_k è l'energia cinetica del sistema di particelle. Otteniamo quindi la seguente espressione di dG/dt :

$$\frac{d}{dt} \sum_i m \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{r}_i = \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i + 2E_k$$

La media di quest'equazione su un arco di tempo τ si ottiene integrando nel tempo da 0 a τ e dividendo per τ :

$$\frac{1}{\tau} \int_0^\tau \frac{dG}{dt} dt = \frac{\overline{dG}}{dt} = 2\overline{E_k} + \overline{\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i}$$

ovvero

$$2\overline{E_k} + \overline{\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i} = \frac{1}{\tau} [G(\tau) - g(0)]$$

Se il moto è periodico di periodo τ , il secondo membro è nullo; se il moto non è periodico ma è confinato in una regione limitata dello spazio delle fasi il secondo membro tende a zero al crescere del tempo τ . In entrambi i casi possiamo concludere che:

$$\overline{E_k} = -\frac{1}{2} \overline{\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i}$$

Questa è la relazione del teorema del viriale e il termine a destra dell'uguale è detto viriale di Clausius. Se le forze \mathbf{F}_i sono date dalla somma di forze \mathbf{F}'_i non dissipative e forze \mathbf{f}_i viscosi, proporzionali alla velocità, si può dimostrare che solo le forze non dissipative entrano in gioco. Infatti:

$$\overline{\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i} = \overline{\sum_i \mathbf{F}'_i \cdot \mathbf{r}_i} + \overline{\sum_i \mathbf{f}_i \cdot \mathbf{r}_i}$$

e il secondo termine a secondo membro ha media nulla. Supponiamo ora che le forze \mathbf{F}'_i siano conservative, ovvero $\mathbf{F}'_i = -\nabla V_i$. Il teorema del viriale diventa:

$$\overline{E_k} = \frac{1}{2} \overline{\sum_i \nabla V_i \cdot \mathbf{r}_i}$$

Per una singola particella che si muove in un campo di forza centrale abbiamo quindi

$$\overline{E_k} = \frac{1}{2} \left[\overline{\frac{\partial V}{\partial r}} r \right]$$

e se $V = ar^{n+1}$ dove l'esponente è scelto in modo che la forza vada come r^n allora

$$\frac{\partial V}{\partial r} r = (n+1)V$$

quindi per il campo gravitazionale si ottiene:

$$\overline{E_k} = -\frac{1}{2} \overline{V}$$

Bibliografia

- [1] P. Schneider *Extragalactic Astronomy and Cosmology*;
- [2] Peterson *An introduction to active Galactic Nuclei*;
- [3] C. e R. Fanti *Una finestra sull'Universo "Invisibile"*;
- [4] L. Feretti, G. Giovannini, F. Govoni, M. Murgia (2012) *Cluster of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*;
- [5] A. Bonafede, R. Cassano, M. Bruggen, G. A. Ogrean, C.J. Riseley, V. Cuciti, F. de Gasperin, N. Golovich, R. Kale, T. Venturi, R. J van Weeren, D. R. Wik, D. Wittman (2017) *On the absence of radio halos in clusters with double relics*;
- [6] C. P. Haines, A. Finoguenov, G. P. Smith, A. Babul, E. Egami, P. Mazzotta, N. Okabe, M. J. Pereira, M. Bianconi, S. L. McGee, F. Ziparo, L. E. Campusano, C. Loyola *LoCuSS: The infall of X-ray groups onto massive clusters*
- [7] T. Venturi, S. Giacintucci, D. Dallacasa, R. Cassano, G. Brunetti, G. Macario, R. Athreya *Low frequency follow up of radio halos and relics in the GMRT Radio Halo Cluster Survey*;
- [8] R.Kale, V.Parekh (2016) *How unusual is the cool-core radio halo cluster CL1821+643?*;
- [9] V. Cuciti(2015) *On the occurrence of Radio Halos in galaxy clusters.*

Ringraziamenti

Arrivata alla fine di questi tre anni, mi rendo conto che ciò che ha valorizzato l'obiettivo raggiunto sono soprattutto le persone che hanno condiviso con me il percorso seguito. Approfitto dunque di quest'ultima pagina di tesi per ringraziare di cuore:

il Professore G. Giovannini per la disponibilità e la pazienza di queste intense settimane; la mia famiglia, tutta, come solo lei sa essere, in particolare i miei nonni, che con il loro altruismo e la loro saggezza mi hanno accompagnato fin qui; i miei genitori per la fiducia che inspiegabilmente riservano in me e per il sostegno che mi danno ogni volta che scelgo di intraprendere qualche pazzia e non troppo comprensibile impresa; mia sorella e mia zia Marisa per la ventata di spensieratezza che riescono a portare sempre nella mia vita; i compagni di cammino, la Maiets perchè per descrivere tutto quello che ha fatto per me occorrerebbe coniare un termine nuovo, la Girelli per l'allegria che riesce a portare in tutte le aule studio di Bologna, Matteo, Irene, Fabrizio, Valentina e Roberto; la "Compagnia senza nome" per le ridenti prove del giovedì sera e Francesco e Luca Giacomo, perché nonostante mi conoscano da ormai 20 anni, mi riescono a sopportare ancora.

Infine un pensiero particolare va al Prof del liceo Michele Tosi, perché non riuscendo a trovare un senso alla sua scomparsa ho passato mesi a rispolverare appunti, lettere e ricordi. È nata così l'idea di cominciare questa tesi con alcune delle parole che ha lasciato a me e ai miei compagni e di terminarla con un ringraziamento probabilmente inutile ormai, ma capace se non altro di farmi immaginare di sentire un'ultima volta l'esclamazione "Che tenerezza!" con cui canzonava bonariamente la nostra ingenuità. Grazie per l'ascolto e per il sincero affetto che ci ha sempre riservato. Non la dimenticheremo mai.