

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

Relatore:
Prof. Gabriele Giovannini

Presentata da:
Silvia Vargas

Anno Accademico 2018/2019

Indice

Introduzione	3
1 Cenni sulle galassie	5
1.1 Classificazione morfologica	5
1.2 Radiogalassie	6
2 Ammassi di galassie	10
2.1 Classificazione degli ammassi	11
2.2 Il problema della massa mancante	13
2.3 Dispersione di velocità e Teorema del viriale	14
2.4 Distribuzione dell'ICM	15
2.5 Lenti gravitazionali	16
3 Emissione in X	18
3.1 Merger e cooling flow	19
3.2 Meccanismi di emissione	20
3.3 Bremsstrahlung termica e effetto Compton inverso	21
4 Emissioni Radio	24
4.1 Radiosorgenti diffuse	24
4.2 Radiazione di sincrotrone	25
4.3 meccanismi di accelerazione di particelle	26

4.4	Classificazione	27
4.5	Aloni radio	29
4.5.1	Correlazioni con il fenomeno di merging	29
4.5.2	L'origine degli aloni radio	30
4.6	Cluster radio shock (relitti) e sorgenti fossili	33
4.6.1	Morfologia e dimensioni	34
4.6.2	Cluster double radio shock	35
4.6.3	Spettro radio	36
4.6.4	Polarizzazione	37
4.6.5	Paragone tra le osservazioni in radio e in X degli shock dell'ICM	37
4.6.6	Studi ad alte frequenze dei relitti	38
4.6.7	Radio phoenixes e sorgenti fossili	39
4.6.8	Riaccelerazione e sorgenti fossili	40
5	Analisi dati	42
5.1	Relazione Potenza-Luminosità X	44
5.2	Relazione Potenza-LLS	46
6	Conclusioni	47
A	Bremsstrahlung termica	48
B	Radiazione di Sincrotrone	51
	Bibliografia	54

Introduzione

Gli ammassi di galassie sono i più grandi oggetti virializzati nell'universo con masse che raggiungono anche $10^{15} M_{\odot}$ (masse solari). Esistono filamenti galattici che sono collocati tra gli ammassi e circoscrivono enormi vuoti, essi formano strutture anche più grandi, non legate dalla forza di gravità, che compongono la rete cosmica. Gli ammassi di galassie si trovano nei nodi dei filamenti come "ragni" nella rete cosmica. La luminosità degli ammassi è dovuta alle galassie che li compongono e al cosiddetto *intracluster medium* (ICM), gas intergalattico in grado di raggiungere temperature di milioni di gradi. L'ICM emette sia termicamente in banda X, tramite bremsstrahlung termica, che non termicamente in banda radio con l'emissione di sincrotrone. Lo studio di questo gas intergalattico in queste due bande ha permesso di approfondire alcuni fenomeni legati alla dinamica degli ammassi di galassie e di ottenere quindi una migliore comprensione della formazione ed evoluzione degli ammassi, che essendo le più grandi strutture in equilibrio viriale forniscono un valido strumento per la formulazione di un modello cosmologico.

Questa tesi è composta da una prima parte introduttiva sugli ammassi di galassie in cui vengono esposte le caratteristiche principali di questi oggetti e dove viene affrontato il problema della "massa mancante" ovvero della massa che è stata rilevata solamente gravitazionalmente e successivamente denominata *materia oscura*. La seconda parte della tesi si focalizza sulle emissioni provenienti dagli ammassi di galassie, dopo una breve descrizione delle emissioni di tipo termico in banda X, si affronta l'argomento centrale dell'elaborato, ovvero le emissioni di tipo non termico in banda radio e in particolare

quelle provenienti da sorgenti radio diffuse, classificate come aloni, relitti e sorgenti fossili. Dopo aver analizzato nel dettaglio le proprietà di tali sorgenti, la tesi si conclude con una ricerca di eventuali correlazioni tra la potenza radio sia con la loro luminosità nella banda X che con la loro estensione spaziale effettuata su un campione di ammassi selezionati (redshift $z \geq 0.3$).

Capitolo 1

Cenni sulle galassie

Le galassie sono un aggregato di stelle, ammassi stellari, gas e polveri tenuto insieme dalla forza di gravità. La prima identificazione di queste strutture fu portata a termine nei primi anni venti da Edwin Hubble, grazie all'utilizzo del telescopio *Hooker*, che si trovava nell'osservatorio di monte Wilson. Infatti prima di questa osservazione le galassie erano catalogate come nebulose, poiché apparivano come oggetti sfocati a causa dei telescopi che non erano abbastanza potenti da risolvere le stelle da cui erano costituite. Hubble ideò successivamente un sistema di classificazione delle galassie, che seppur con i suoi limiti, viene utilizzato ancora oggi.

1.1 Classificazione morfologica

La classificazione di Hubble si basa sulle caratteristiche morfologiche delle galassie osservate in banda ottica. Esse si possono raggruppare in tre grandi classi:

- Galassie a Spirale (S, SB): caratterizzate da una forma a disco, esse possiedono un nucleo centrale (*bulge*) più luminoso da cui si dipartono delle braccia a spirale. Sono generalmente ricche di gas interstellare e stelle giovani (concentrate particolarmente lungo le braccia). Di questa categoria fanno parte anche le spirali barrate, in cui le braccia non partono direttamente dal nucleo ma da una barra luminosa passante per il centro della galassia stessa. Entrambi i tipi di galassie a spirale vengono suddivise in base a quanto le braccia sono pronunciate rispetto al nucleo.

- Galassie ellittiche (E): possiedono una forma ellissoidale con diversi gradi di eccentricità. Non contengono gas interstellare e sono composte da stelle vecchie. Esse vengono ordinate in base alla loro ellitticità (o schiacciamento apparente).
- Galassie lenticolari (S0): Esse presentano una forma intermedia tra le galassie ellittiche e le galassie a spirale, infatti hanno un nucleo centrale più luminoso e una forma a disco ma sono prive di braccia a spirale.

Un tipo di galassia che non rientra in nessuna delle classi precedenti è detta Galassia irregolare (Irr): essa non ha una struttura definita e non presenta simmetrie.

I limiti di questa classificazione risiedono nel fatto che essa non prende in considerazione le caratteristiche fotometriche e cinematiche delle galassie oltre a quelle morfologiche (che dipendono dal modo in cui si prende l'immagine e si basano su parametri apparenti); per questo motivo il diagramma di Hubble non è in grado di fornire una descrizione fisica completa di questi oggetti cosmici.

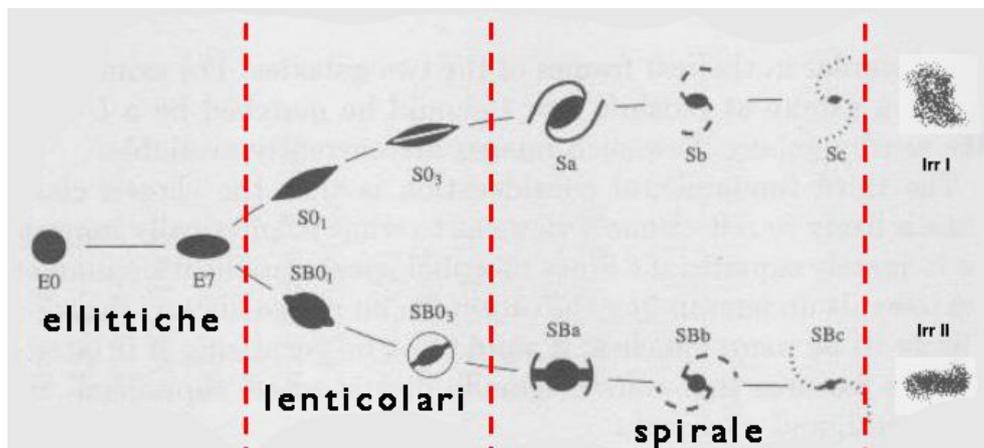


Figura 1.1: Diagramma a diapason di Hubble.

1.2 Radiogalassie

Una radiogalassia è un tipo di galassia che emette nella banda Radio una potenza più di cento volte superiore a quella delle altre. La prima radiogalassia, Cygnus A, fu scoperta negli anni trenta nella costellazione del Cigno: essa irraggia in questa banda spettrale

un milione di volte più intensamente della nostra galassia. Con lo sviluppo dei radiotelescopi e poi dei radiointerferometri, altre forti radiosorgenti sono state identificate; come ad esempio M82, M87 e Centaurus A. Le radiogalassie sono generalmente grandi galassie ellittiche il cui nucleo coincide con una sorgente Radio compatta (*Active Galactic Nucleus*).

Esaminiamo ora le strutture caratteristiche delle radiogalassie:

- Il *core*, esso è probabilmente costituito da un buco nero super massiccio che forma intorno a sé un disco di accrescimento (materiale che spiraleggia verso il centro a causa della potente attrazione gravitazionale e sviluppa calore). Si pensa che la distorsione dei campi magnetici nei pressi del disco di accrescimento collimi la materia verso l'asse di rotazione del buco nero, in modo che possa emergere un getto di plasma da entrambe le parti del disco di accrescimento stesso. Il core fornisce un piccolo contributo nella banda Radio con spettro piatto;
- i *jets* sono getti simmetrici estremamente potenti espulsi dalla parte centrale della galassia probabilmente a causa del meccanismo sopra riportato. La loro lunghezza può raggiungere alcune migliaia o talvolta centinaia di migliaia di anni luce (molto più estesi della galassia ottica). Anche questi oggetti emettono in banda Radio e terminano il loro percorso in dei lobi;
- i lobi Radio *lobes* ovvero regioni di forma approssimativamente ellissoidale, posizionate simmetricamente rispetto al nucleo attivo. Esiste anche un tipo di lobi a bassa luminosità di forma allungata chiamati *plumes*.

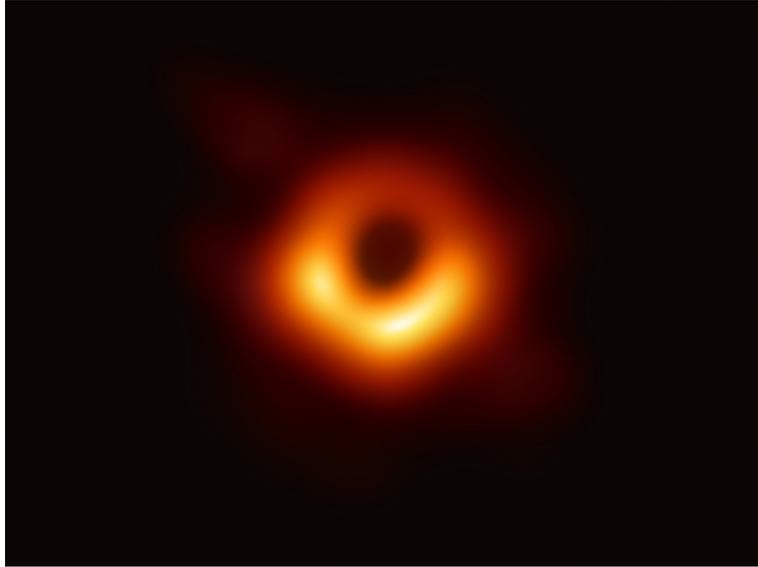


Figura 1.2: Il Buco nero supermassiccio nel nucleo della galassia ellittica Messier 87 nella costellazione della Vergine. Si tratta della prima foto diretta di un buco nero, realizzata dal progetto internazionale Event Horizon Telescope, pubblicata il 10 aprile 2019.

Le radiogalassie si possono suddividere in due classi create da Fanaroff e Riley, basate sulle differenze nella potenza, nelle dimensioni e nella morfologia Radio.

- La classe FR II descrive le galassie con emissione più potente (circa $10^{25} \frac{W}{Hz}$) esse hanno getti deboli e diffusi mentre alla fine di essi si presentano grandi lobi che hanno al loro termine un picco di emissione Radio detto *hot spot*; esso viene interpretato come la manifestazione di uno shock dovuto al getto supersonico che urta violentemente il mezzo intergalattico.
- La classe FR I descrive le radiogalassie con emissione minore rispetto alle FR II, infatti l'emissione è più luminosa nei getti il che indica che stanno decelerando in quella regione, per questo motivo essi terminano in lobi diffusi, senza una forma delineata e privi di hot spots.

L'emissione generata dalle radiogalassie viene detta radiazione di sincrotrone, un meccanismo non termico che ha luogo in presenza di elettroni relativistici ($\gamma \simeq 10^5$) inseriti in un campo magnetico. Questo meccanismo verrà approfondito successivamente in relazione agli ammassi di galassie.

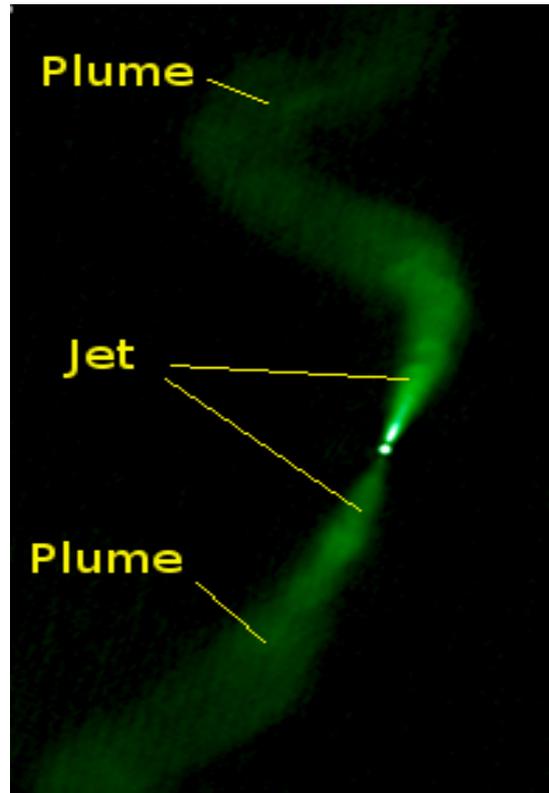
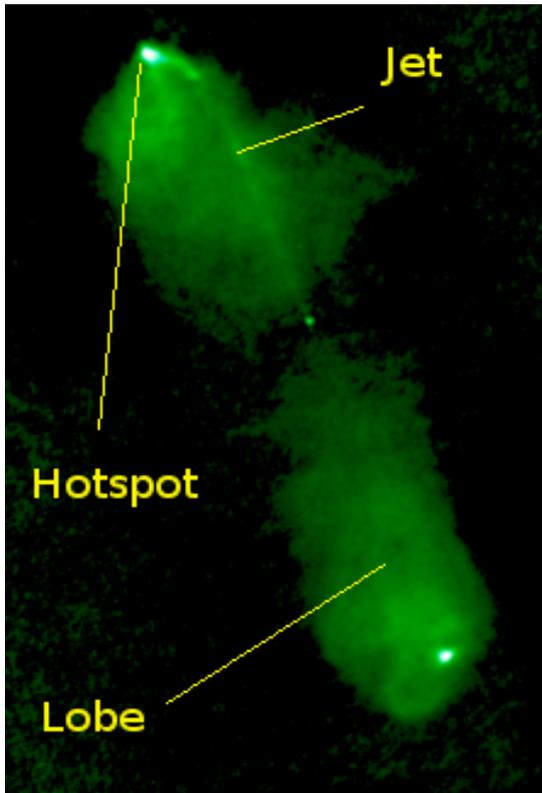


Figura 1.3: A sinistra: immagine in falsi colori della struttura a larga scala della radiogalassia FRII 3C98. A destra: Immagine in falsi colori della struttura a larga scala della radiogalassia FRI 3C31

Capitolo 2

Ammassi di galassie

Gli ammassi di galassie (*galaxy clusters*) sono aggregazioni di galassie legate gravitazionalmente. Essi sono le più grandi strutture che abbiano raggiunto l'equilibrio viriale in un tempo minore dell'età dell'universo stesso, per questo motivo il loro studio può portare a una migliore comprensione dell'evoluzione dell'universo. Esistono infatti associazioni di gerarchia superiore dette *superammassi*, ma la velocità media delle galassie e degli ammassi componenti non è abbastanza elevata da permettere alle parti del superammasso di porsi in equilibrio. La massa dei clusters è dovuta per il 3-5% alle galassie, per il 15-17% a gas caldi diffusi detti *intracluster medium* e si pensa che circa l'80% della massa sia composta da materia oscura (rilevabile solo gravitazionalmente). L'ICM è un gas intergalattico che può raggiungere le decine di milioni di gradi kelvin; esso emette nella banda X attraverso il meccanismo di *bremstrahlung* termica. Un ammasso di galassie è caratterizzato anche da emissioni non termiche sia nella banda X che nella banda Radio, dovute rispettivamente all'effetto *Compton inverso* e all'*emissione di sincrotrone*.

Generalmente gli ammassi possiedono le seguenti proprietà:

- contengono dalle 50 alle migliaia di galassie;
- contengono gas caldo che emette nella banda X e un'ingente quantità di materia oscura;
- hanno una massa totale che va da 10^{12} a $10^{15} M_{\odot}$ (masse solari);

- hanno un diametro che può arrivare fino ai 10Mpc;
- la dispersione della velocità delle singole galassie è di circa 1000 km/s.

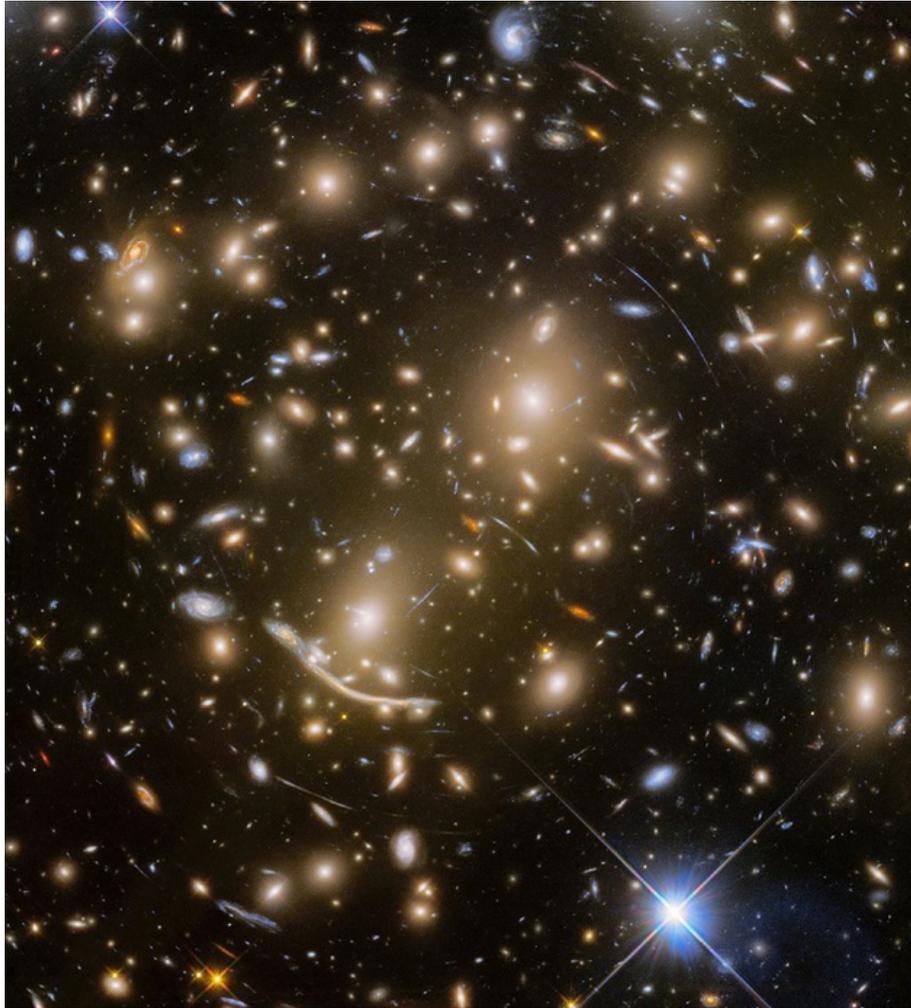


Figura 2.1: Ammasso di galassie Abell 370 fotografato dal telescopio Hubble.

2.1 Classificazione degli ammassi

Un ammasso di galassie può venire identificato grazie a due metodi principali: il metodo ideato da George Abell (1958) e quello di Fritz Zwicky (1960).

- In base al primo metodo un ammasso per essere definito tale deve soddisfare tre condizioni: (i) deve essere costituito da almeno 50 galassie comprese nell'intervallo di magnitudine da m_3 a m_{3+2} , dove m_3 è la magnitudine della terza galassia più luminosa; (ii) almeno 50 membri dell'ammasso devono essere situati entro il raggio di Abell $R_{Abell} = \frac{1,7}{z} h^{-1} \text{Mpc}$, dove z è il parametro di redshift medio dell'ammasso; (iii) gli elementi dell'ammasso devono avere redshift compreso tra 0,2 e 0,02.
- Il secondo criterio impone che il confine spaziale dell'ammasso debba essere limitato da una curva (isopleta) oltre la quale la densità superficiale di galassie scende a meno del doppio della densità locale delle galassie di sfondo. Questa isopleta deve contenere almeno 50 galassie con range di magnitudine tra m_1 e m_{1+3} dove m_1 è la magnitudine della galassia più luminosa.

Una prima classificazione ottica generale è dovuta ad Abell che suddivide i cluster in regolari e irregolari: i primi 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 una forma simmetrica priva di sottostrutture, al contrario il secondo tipo ha un numero inferiore di galassie e sono perlopiù a spirale. In secondo luogo possiamo considerare la catalogazione di Zwicky che distingue 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 presentano nessun tipo di concentrazione evidente.

Esistono altri due tipi di classificazione, che prendono in considerazione la distribuzione della luminosità in banda ottica. La prima ripartizione è dovuta a Bautz Morgan e si basa sulla galassia più brillante dell'ammasso considerato:

- BM I (*Tipo I*) dominati da una galassia centrale cD (supergigante) la cui magnitudine è molto bassa;
- BM II (*Tipo II*), ammassi in cui le galassie più luminose presentano caratteristiche intermedie tra cD ed ellittiche giganti;

- BMIII (*Tipo III*), dove nessuna galassia domina in luminosità l'ammasso.

Il secondo sistema è quello di Rood e Sastry che si fonda sulla distribuzione spaziale delle dieci galassie più brillanti del cluster in esame:

- cD (*supergiant*) ammassi contenenti una galassia, situata al centro, con dimensioni tre volte maggiori di ogni altra galassia dell'ammasso.
- B (*binary*) il centro dell'ammasso è occupato da un sistema binario di due galassie supergiganti.
- L (*line*) se almeno tre delle dieci galassie più luminose appaiono disposte lungo una linea retta.
- C (*core-halo*) almeno quattro delle dieci galassie più brillanti sono situate al centro dell'ammasso a distanze paragonabili al loro diametro.
- F (*flat*) le galassie più luminose sono disposte su un piano (distribuzione piatta).
- I (*irregular*) i membri dell'ammasso sono distribuiti irregolarmente, o senza un nucleo ben definito.

2.2 Il problema della massa mancante

Circa l'80% della massa totale di un ammasso tipico non è stato possibile osservarla in nessuna banda dello spettro elettromagnetico. Questa massa mancante viene denominato *materia oscura* a causa della mancanza di interazione elettromagnetica. Per ciò che si conosce attualmente essa interagisce solo gravitazionalmente, tuttavia l'esistenza della materia oscura è stata confermata tramite diversi metodi che hanno portato a risultati convergenti. La stima della massa totale di un ammasso può dunque essere eseguita tramite tre diversi metodi:

- si può applicare il Teorema del viriale a un ammasso di galassie nel caso in cui il sistema sia in equilibrio dinamico e la distribuzione di velocità sia isotropa;

- si analizza l'emissione in X dell'ICM di un ammasso, supponendo esso sia isoterma e in equilibrio idrostatico;
- si studia il fenomeno di lente gravitazionale che ha il vantaggio di non richiedere condizioni di equilibrio per l'ammasso.

2.3 Dispersione di velocità e Teorema del viriale

In un ammasso le galassie si muovono all'interno di una buca di potenziale ciascuna con una propria velocità radiale v_r . Se prendiamo in considerazione la distribuzione delle velocità delle singole galassie si può osservare che essa ha un andamento di una Gaussiana centrata nel valore medio $\langle v_r \rangle$ e con dispersione σ_v data dall'equazione

$$\sigma_v = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

Sapendo come ricavare questa informazione possiamo applicare a un ammasso il Teorema del viriale, che lega l'energia cinetica media e l'energia potenziale media tramite la relazione:

$$2\bar{T} + \bar{U} = 0 \quad (2.2)$$

Estendendo l'equazione ad un sistema legato gravitazionalmente e costituito da N galassie otteniamo:

$$2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^2 = - \sum_{i \neq j}^N G \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \quad (2.3)$$

$$M \sum_{i=1}^N v_i^2 = -M^2 G \sum_{i \neq j}^N \frac{1}{r_{ij}} \quad (2.4)$$

sostituendo troviamo:

$$M \sigma_v^2 = -G \frac{M^2}{\langle r_{ij} \rangle} \quad (2.5)$$

Possiamo ora, facendo delle approssimazioni, definire la massa viriale:

$$M = \frac{R \sigma_v^2}{G} \quad (2.6)$$

dove σ_v è la dispersione di velocità e R il raggio gravitazionale medio delle galassie. Possiamo ora stimare la massa totale utilizzando i valori tipici di un ammasso: $R=2\text{Mpc}$ e $\sigma_v = 10^3 \frac{\text{Km}}{\text{s}}$ ottenendo il risultato di circa $10^{15} M_\odot$. Ciò è considerato il primo indicatore dell'esistenza della materia oscura, infatti il valore della massa ottenuta è molto maggiore della somma delle masse delle galassie costituenti e dell'ICM, ma è anche necessaria per tenere uniti gravitazionalmente questi sistemi che altrimenti avrebbero velocità sufficienti per sfuggire all'attrazione gravitazionale. Anche se questo metodo di calcolo della massa si applica solamente ad ammassi in equilibrio dinamico e termico, e che quindi non presentano processi di merger, si suppone che la dark matter costituisca l'80% della massa totale dei cluster.

2.4 Distribuzione dell'ICM

Per analizzare la distribuzione dell'ICM, visibile in banda X, utilizziamo il β Model; esso si basa su due assunzioni fondamentali: sia il gas intergalattico che le galassie si distribuiscono isotermicamente e in equilibrio idrostatico e l'ammasso ha simmetria sferica; quest'ultima condizione è necessaria per il calcolo della massa totale del cluster. Secondo il β Model la distribuzione radiale della brillanza X, ottenuta proiettando la brillanza osservata, è data dalla seguente equazione:

$$S(r) = S(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta + \frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

In cui $S(0)$ è la brillanza superficiale centrale e r_c è il raggio del nucleo dell'ammasso β è una costante che determina la forma della distribuzione del gas e dipende dal rapporto tra l'energia potenziale per unità di massa e l'energia termica del gas:

$$\beta = \frac{\sigma_{gal}^2}{kT/\mu m_p} \quad (2.8)$$

Dove σ_{gal} è la dispersione di velocità delle galassie dell'ammasso, μ è il peso molecolare medio e m_p è la massa del protone. Tale modello è valido se $\beta \simeq \frac{2}{3}$. Calcolando la massa totale del gas intergalattico si nota che anche in questo caso la massa barionica

presente all'interno degli ammassi è nettamente minore della massa gravitazionale totale ed è necessario ipotizzare la presenza di materia oscura.

2.5 Lenti gravitazionali

La lente gravitazionale è un fenomeno relativistico che ha luogo in presenza di corpi celesti molto massivi che sono in grado di deflettere la radiazione emessa da una sorgente luminosa. I cluster sono oggetti in grado di generare un campo gravitazionale abbastanza grande da curvare lo spazio-tempo, dunque quando sono posti tra l'osservatore e la sorgente possono fungere da lente gravitazionale. L'effetto solitamente genera una distorsione della sorgente o la formazione di immagini multiple, queste deformazioni dipendono dalla massa totale dell'ammasso; infatti se consideriamo il caso più semplice, quello in cui la sorgente, l'ammasso di galassie e l'osservatore sono allineati e li approssimiamo a elementi puntiformi possiamo calcolare l'angolo di curvatura di un raggio luminoso passante a distanza b (parametro d'impatto) da una lente gravitazionale di massa M con la formula:

$$\alpha = \frac{4GM}{bc^2} \quad (2.9)$$

ricavabile dalla Relatività Generale. Il vantaggio di questo metodo di misurazione della massa totale di un cluster è che non necessita di nessun vincolo sullo stato dinamico dell'ammasso, ma allo stesso tempo si può applicare solo nei rari casi in cui il fenomeno si manifesta. Il risultato ottenuto è comparabile ai precedenti e quindi bisogna ancora una volta contemplare la presenza di materia oscura.

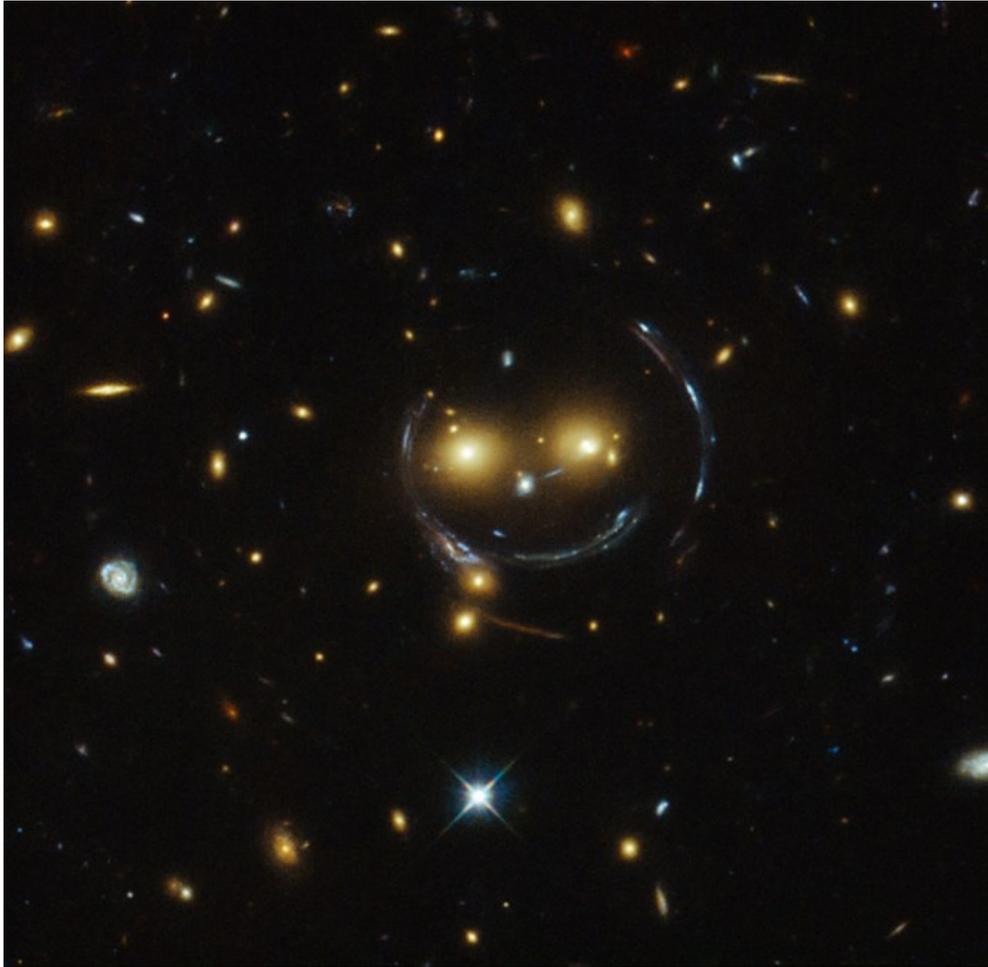


Figura 2.2: Effetto lente gravitazionale dell'ammasso dominato da due galassie SDDS J1038+4849, nel quale si può osservare una forma allungata nei pressi del nucleo dell'ammasso che è in realtà l'immagine di galassie di fondo che sono fortemente distorte dal fenomeno relativistico.

Capitolo 3

Emissione in X

Tutti gli ammassi di galassie sono sorgenti X extragalattiche, infatti è stata riscontrata una luminosità diffusa, altamente energetica, di dimensioni paragonabili a quelle dell'ammasso stesso e con un massimo di luminosità che si trova generalmente al centro. La luminosità in banda X può raggiungere valori di $10^{43} \div 10^{45} \frac{erg}{s}$, estendendosi per distanze dell'ordine del Mpc. L'emissione in X è dovuta alla presenza di un gas intergalattico (ICM) che costituisce approssimativamente il 10% della massa totale di un ammasso mentre le stelle e le galassie contribuiscono per circa l'1%. Il gas è composto principalmente da barioni, come idrogeno ed elio, si osserva però che il plasma è arricchito di elementi pesanti fino al ferro, da ciò si può dedurre che in parte il gas è restituito al mezzo interstellare dopo aver subito modifiche della composizione chimica all'interno delle stelle (supernovae) e infine viene espulso dalle galassie nell'ambiente intergalattico. Gli atomi dell'ICM sono generalmente ionizzati a causa delle elevatissime temperature, infatti esso arriva anche fino a decine di milioni di gradi. Nei paragrafi seguenti analizzeremo i fenomeni di *merger* e *cooling flow* relativi al gas intracluster e i meccanismi di emissione in X principali.

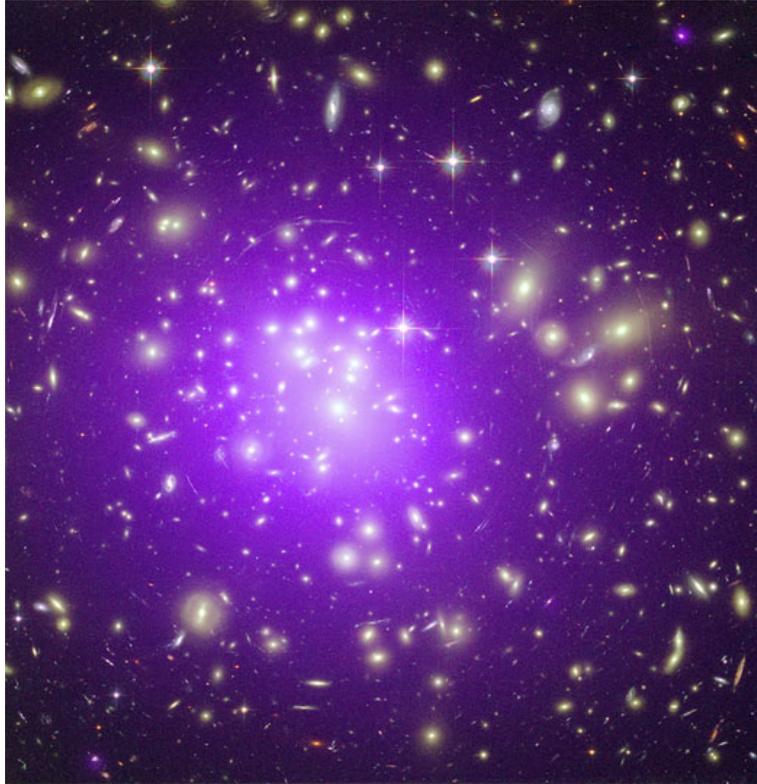


Figura 3.1: Ammasso di galassie Abell 1689, mostrato in un'immagine composta: il gas a temperature di centinaia di milioni di gradi individuato dal satellite Chandra X-Ray Observatory della NASA, è mostrato in porpora, mentre i dati ottici dell'Hubble Space Telescope sono colorati di giallo.

3.1 Merger e cooling flow

Lo studio dell'emissione in X permette di individuare due diversi fenomeni legati agli ammassi di galassie: il *merger* ed il *cooling flow*. Dato che nella regione centrale dell'ammasso è presente la massima emissione in X, si osserva che essa causa la perdita di energia cinetica dell'ICM, di conseguenza avviene un raffreddamento di quell'area. Si ha dunque un processo di addensamento di particelle verso il centro dell'ammasso a causa della diminuzione di pressione dovuta all'abbassamento della temperatura; quindi per il mantenimento dell'equilibrio idrostatico il plasma delle regioni periferiche dell'ammasso fluisce verso il centro, si viene così a creare un flusso continuo chiamato appunto *cooling flow*. Si stima che il gas perda in questo modo circa il 90% della sua energia termica e

che il flusso di massa verso il centro vada da 10 a $500 \frac{M_{\odot}}{y}$, il tempo che caratterizza il processo di raffreddamento radiativo è comparabile con l'età di un ammasso, infatti è di circa 10^9 y. Il cooling flow è sempre associato ad una galassia dominante nel centro del cluster, che funge da sorgente calda che bilancia le perdite radiative, si identifica quindi il centro di un ammasso in cui avviene questo fenomeno con il nome di *cooling core*. Questo fenomeno è caratteristico di ammassi in equilibrio viriale, in contrapposizione al fenomeno di *merger* che si verifica in ammassi che contengono strutture irregolari. Quest'ultimo processo infatti si manifesta con la presenza di picchi multipli in banda X su scala più grande delle singole galassie costituenti, ciò indica che è in corso un fenomeno di fusione tra due o più galassie appartenenti al cluster stesso, dunque esso non può essere un sistema virializzato. In realtà ciò che è soggetto allo scontro è solo l'ICM, in quanto la probabilità di collisione tra due galassie è molto bassa. L'energia emessa durante il merger è molto elevata e provoca delle onde d'urto chiamate *shocks*; esse comprimono e surriscaldano il gas intergalattico, generando elettroni relativistici. In alcuni casi il merger è accompagnato dalla formazione di estesi campi magnetici, responsabili di emissioni radio diffuse. Esiste una forte anticorrelazione tra il fenomeno di merger e quello di cooling flow, infatti è stato notato come tutti i clusters contenenti un Alone Radio, spesso associato agli shocks, siano privi di cooling flow.

3.2 Meccanismi di emissione

I principali meccanismi di emissione ipotizzati in X di un ammasso di galassie sono:

- il meccanismo di *bremstrahlung termica*, radiazione emessa per frenamento di una particella carica, tipicamente un elettrone;
- L'effetto *Compton inverso*, ovvero l'emissione provocata dall'aumento di energia da parte dei fotoni appartenenti alla radiazione cosmica di fondo, che subiscono uno scattering con elettroni ultrarelativistici all'interno dell'ammasso.

Entrambi questi fenomeni sono dovuti all'alta energia cinetica delle particelle del gas che si risolve in uno scattering diffuso.

3.3 Bremsstrahlung termica e effetto Compton inverso

L'emissione in X è dovuta al gas intergalattico diffuso, che possiede una temperatura $T \approx 10^8 \text{K}$ e densità atomiche di $n \approx 10^{-3} \text{cm}^{-3}$, la radiazione emessa da un gas composto principalmente da idrogeno in queste condizioni è quella chiamata *bremsstrahlung termica* o *free-free emission* cioè l'emissione dovuta all'accelerazione di frenamento degli elettroni che si muovono nel campo coulombiano degli ioni massivi del plasma intergalattico, essa viene detta anche free-free emission perchè coinvolge due stati non legati; secondo il modello di bremsstrahlung termica l'emissività a frequenza ν di uno ione di carica Z in un plasma a temperatura T_g è data da:

$$\epsilon_\nu^{Br} = \frac{2^5 \pi e^6}{3m_e c^3} \frac{2\pi}{3m_e k}^{\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i g_{Br}(Z, T_g, \nu) T_g^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_g}\right) \quad (3.1)$$

dove n_i e n_e sono rispettivamente le concentrazioni di ioni ed elettroni. L'emissività è definita come l'energia emessa per unità di tempo, frequenza e volume

$$\epsilon_\nu = \frac{dP}{dV d\nu} \quad (3.2)$$

Il fattore di Gaunt $g_{Br}(Z, T_g, \nu)$ è un fattore di correzione che tiene conto degli effetti quantomeccanici e relativistici. Se il gas intergalattico è principalmente a una singola temperatura, allora l'equazione 3.1 indica che lo spettro in X dovrebbe avvicinarsi all'esponenziale della frequenza. Infatti gli spettri dei raggi X osservati generalmente si adattano abbastanza bene all'equazione, considerando temperature che vanno da 2×10^7 a 10^8 K. Questa equazione prevede che l'emissione degli ammassi diminuisca rapidamente ad alte frequenze, fenomeno che è stato effettivamente osservato. Inoltre sono presenti molte correlazioni tra la luminosità in X o la temperatura del gas e le proprietà ottiche come ad esempio la ricchezza e la dispersione di velocità. Assumendo che l'ICM abbia una temperatura tale che la velocità atomica tipica sia simile alla velocità delle galassie contenute nell'ammasso, si ricava dal modello proposto una temperatura del gas $T_g \approx 7 \times 10^7 \text{K} \left(\frac{\sigma_r}{1000 \text{Km/s}}\right)^2$ in ragionevole accordo con le temperature richieste per

spiegare lo spettro dei raggi X. Se il gas intergalattico è in equilibrio idrostatico e se la temperatura del gas è data dall'espressione di T_g , allora la distribuzione spaziale del gas e delle galassie sarà simile. Infatti la luminosità superficiale degli ammassi osservata in banda X è simile alla distribuzione delle galassie, con la distribuzione in X che è leggermente più estesa nelle regioni interne. La maggiore evidenza in favore del modello di bremsstrahlung termica è la rivelazione di forti linee di emissione in X dagli ammassi. La forte linea di emissione Fe a 7keV osservata negli ammassi è molto difficile da conciliare con qualsiasi altro modello non termico per l'origine dell'emissione dei raggi X. Questa particolare emissione avviene naturalmente secondo il modello di bremsstrahlung termica se le abbondanze di elementi pesanti sono all'incirca solari, mentre i processi di emissione non termici non avrebbero prodotto direttamente nessuna linea significativa di emissione. È possibile che le linee di emissione si originino da una sorgente differente rispetto a quella dell'emissione X generalmente distribuita nell'ammasso. Tuttavia il fatto che l'abbondanza necessaria di ferro sia circa costante da ammasso a ammasso sfavorisce fortemente questa possibilità.

Il secondo processo che potrebbe causare la produzione di raggi X è lo scattering IC (inverse compton). Lo scattering fra un elettrone ed un fotone è possibile sotto diverse forme. Per elettroni fermi e fotoni poco energetici si parla di scattering Thomson; per elettroni a riposo e fotoni con energie comparabili si parla di effetto Compton, in cui l'elettrone vede aumentata la sua energia, portata dal fotone; nel caso in cui il fotone abbia energia molto minore di quella dell'elettrone relativistico ($\gamma = 1000$) si parla di Compton inverso (IC); è questo ciò che si suppone possa accadere negli ammassi di galassie: elettroni ultrarelativistici trasferiscono energia ai fotoni la cui frequenza finale sarà in banda X. Se i fotoni provengono dalla radiazione cosmica di fondo il fenomeno viene chiamato effetto Sunyaev-Zeldovich. Tuttavia ora ci sono considerevoli prove contro il modello IC. In questo modello ci si aspetterebbe di avere una correlazione molto forte tra il flusso radio a bassa frequenza e il flusso dei raggi X. Ogni correlazione radio-raggi X è discutibile e recenti grandi campioni raccolti non supportano questa forte correlazione. Secondo questo modello l'emissione radio e l'emissione di raggi X provengono da regioni spaziali identiche, perciò dovrebbero avere la stessa identica distribuzione, in realtà mentre l'emissione in X è estesa e diffusa, l'emissione radio proviene principalmen-

te da singole radiogalassie e solo una piccolissima percentuale di ammassi sembra avere un' emissione diffusa significativa di aloni radio; infine lo spettro di emissione basato su questo modello non corrisponde a quelli osservati.

Capitolo 4

Emissioni Radio

Le emissioni radio dei cluster sono dovute principalmente a meccanismi non termici. Lo studio dell'emissione radio degli ammassi di galassie mostra due principali sorgenti di emissione: (i) sorgenti discrete che possiamo identificare con le radiogalassie precedentemente descritte, il cui spettro radio è compatibile con la radiazione di sincrotrone (generata da elettroni relativistici con un fattore di Lorentz $\gamma \approx 1000$) e un campo magnetico esteso di $10^{-3} \div 10^{-6}$ G; (ii) sorgenti diffuse che non possiedono controparte ottica, non riconducibili alle singole galassie e di conseguenza associate all'ICM.

4.1 Radiosorgenti diffuse

Le osservazioni radio hanno mostrato che l'ICM può contenere anche una componente non termica di raggi cosmici che non sono direttamente associati con le radiogalassie negli ammassi. Gli elettroni dei raggi cosmici ($\gamma > 10^3$) emettono radiazione di sincrotrone in presenza di campi magnetici associati all'ICM dell'ordine del $\mu Gauss$. Oggi ci sono evidenti prove che le turbolenze e le onde d'urto provenienti dagli shock dell'ICM sono in grado di riaccelerare particelle a energie relativistiche creando questa componente non termica del plasma intergalattico. La presenza di emissioni di sincrotrone diffuse indica anche l'esistenza di un campo magnetico dell'ICM su larga scala con una intensità dell'ordine di $0.1 \div 10 \mu Gauss$. Il campo magnetico dell'ammasso gioca un ruolo importante nei processi di accelerazione e inibisce i processi di trasporto come conduzione di calore,

mescolamento spaziale di gas e propagazione dei raggi cosmici. Data la difficoltà nelle misurazioni, sono conosciuti pochi dettagli sulle proprietà precise di questi campi.

Le emissioni radio diffuse dagli ammassi possono essere usate come indicatore di shock e turbolenze dell'ICM, che sono spesso difficili da rilevare ad altre lunghezze d'onda. Dato che gli shock e le turbolenze identificano lo stato dinamico dell'ICM, le osservazioni radio ci forniscono anche delle informazioni circa lo stato di evoluzione del cluster, importante per la nostra comprensione dell'evoluzione dell'universo.

4.2 Radiazione di sincrotrone

Si assume che la popolazione di raggi cosmici dell'ICM possa essere descritta da una distribuzione esponenziale dell'energia (E)

$$n(E)dE \propto E^{-p}dE \quad (4.1)$$

L'indice della distribuzione di energia p è direttamente collegato all'indice spettrale in radio α

$$p = 1 - 2\alpha \quad (4.2)$$

Le emissioni radio diffuse dagli ammassi hanno tipicamente uno spettro ripido ($\alpha \leq -1$). La forma dello spettro è collegata al meccanismo fisico di accelerazione e alle perdite di energia dovute alla radiazione di sincrotrone degli elettroni e al meccanismo di Compton Inverso. La vita media caratteristica (τ) di un elettrone che emette per sincrotrone a causa della perdita di energia negli ammassi è minore di 10^8 anni. La scala di diffusione tipica nell'ICM di un elettrone con energia dell'ordine del GeV è dell'ordine dei 10pc. Questo significa che radio sorgenti diffuse su una scala del Mpc non possono indicare elettroni che sono accelerati da un singolo punto dell'ICM, invece essi hanno bisogno di essere riaccelerati o prodotti in loco, fornendo così importanti vincoli sui possibili meccanismi di accelerazione/produzione. A causa delle perdite di energia lo spettro iniziale risulta sempre interrotto dopo una certa frequenza (break frequency).

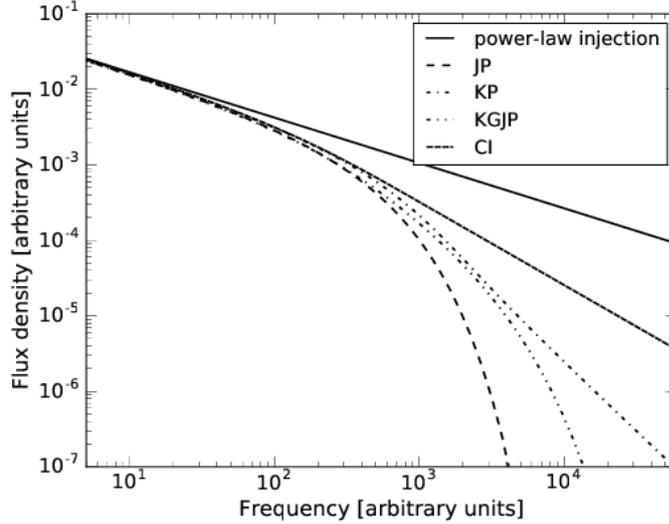


Figura 4.1: Panoramica delle forme dello spettro basate su diversi modelli.

4.3 meccanismi di accelerazione di particelle

Ci sono parecchi meccanismi fisici che possono accelerare le particelle nell'ICM e produrre elettroni che emettono per sincrotrone, sotto riportiamo i principali:

- *Meccanismo di accelerazione di Fermi del primo ordine* (Fermi-I): questo processo è conosciuto anche come DSA (*diffusive shock acceleration*). Secondo questo meccanismo si ipotizza che le particelle vengano diffuse da uno shock piano come quello generato nell'esplosione di una supernova che si propaga nel mezzo interstellare con velocità supersonica. Lo shock è una regione di transizione in cui la velocità del fluido varia rapidamente sino ad un certo spessore determinato da processi diffusivi. Il fluido non ancora raggiunto dallo shock è detto *upstream* mentre quello denominato *downstream* è quello che è stato già raggiunto e superato dallo shock. Passando nel fluido downstream le particelle subiscono processi di diffusione ad opera del campo magnetico locale per cui, nel sistema di riferimento di tale fluido, la velocità delle particelle risulterà isotropa. Per via delle collisioni una particella può riattraversare lo shock verso la regione downstream dove questa volta, per effetto dello scattering, la distribuzione delle velocità diventa isotropa nel sistema

di riferimento upstream. Le particelle subiscono quindi lo stesso processo su ambo i lati dello shock e in questo modo possono attraversare più volte il fronte dello shock guadagnando energia ad ogni attraversamento dello shock.

- *Meccanismo di accelerazione di Fermi del secondo ordine* (Fermi-II): Questo è un processo stocastico in cui le particelle diffondono dalle disomogeneità magnetiche. Le particelle quando subiscono lo scattering possono perdere o guadagnare energia. Quando i movimenti sono casuali la probabilità di uno scontro frontale, dove l'energia viene aumentata, sono leggermente maggiori. A causa della sua natura casuale, l'accelerazione di Fermi del secondo ordine è un processo inefficiente.
- *Compressione adiabatica*: un'onda d'urto può comprimere adiabaticamente una bolla/lobo/bozzolo di vecchio plasma relativistico proveniente da un AGN. A causa di questa compressione gli elettroni relativistici nella bolla riguadagnano energia innalzando l'emissione di sincrotrone.
- *Modello secondario*: un altro meccanismo per produrre elettroni relativistici è tramite un processo secondario, ovvero quando gli elettroni vengono prodotti come particelle secondarie (risultate da dei decadimenti). Nel modello adronico le collisioni tra protoni relativistici e ioni producono elettroni relativistici. Dato che i protoni hanno una vita media molto lunga rispetto a quella degli elettroni, una volta che i protoni vengono accelerati secondo questo modello essi si accumuleranno durante tutta la vita di un ammasso.

4.4 Classificazione

Le sorgenti radio diffuse degli ammassi di galassie sono storicamente divise in tre classi principali: relitti, aloni e mini aloni.

Gli *aloni radio* sono sorgenti diffuse collocate al centro di ammassi in fase di merging. Essi non hanno nessuna controparte ottica. I *mini aloni* hanno dimensioni più piccole e si trovano in *cool-core cluster* rilassati che ospitano anche una potente radio galassia BCG (*Brightest cluster galaxy*). I *relitti radio* sono stati definiti come sorgenti che mostrano alti livelli di polarizzazione ($\geq 10\%$ a frequenze dell'ordine del GHz) e sono posti nella

periferia dell'ammasso. Come gli aloni radio, non possiedono controparte ottica. I relitti sono ulteriormente suddivisi in:

grandi *Radio Gischt*, grandi sorgenti di estensione dell'ordine del Mpc, che indicano la presenza di particelle accelerate da onde d'urto tramite il processo Fermi-I.

Radio Phoenixes, plasma dell'AGN compresso e ravvivato dalle onde d'urto dovute ai fenomeni di merging.

E *relitti AGN* associati ad attività precedenti di AGN e al plasma residuo di tali attività. L'emissione degli ammassi viene classificata in tre grandi classi:

- Gli *Aloni radio*: sono sorgenti estese che seguono all'incirca la distribuzione della massa barionica dell'ICM. Questa classe include radio aloni giganti e mini aloni. Un'altra proprietà di questa classe è che le sorgenti non sono localizzate, ovvero la riaccelerazione/produzione delle particelle avviene in un volume significativo dell'ammasso e non è associata a particolari onde d'urto la cui posizione può essere determinata con precisione. Queste sorgenti "globali" sembrano provenire da processi Fermi II o da elettroni secondari.
- *Cluster Radio shocks* (relitti radio) sono sorgenti estese diffuse, associate a particelle accelerate da onde d'urto nell'ICM. Questa classificazione non richiede necessariamente meccanismi di accelerazione DSA o Fermi-I. Quindi la classe di osservazione dei relitti è indipendente dal meccanismo di accelerazione. Tuttavia nella maggior parte dei casi gli shock radio sono associati ai processi di accelerazione Fermi-I. Non necessariamente i relitti si trovano nella periferia dell'ammasso, ma per un gran numero di essi è effettivamente così. Si ipotizza per queste sorgenti che la maggior parte abbiano un alto grado di polarizzazione. Le sorgenti precedentemente classificate come grandi relitti radio, Gischt, e doppi relitti, cadono nella categoria di cluster radio shock. A differenza degli aloni radio, i relitti possono essere collegati a una regione del cluster specifica dove è presente un'onda d'urto o è recentemente passata.
- *Sorgenti fossili, phoenixes e GReET*. In questa classe vengono riunite sorgenti che indicano la presenza di radio plasma di un AGN che in qualche modo è stato rienergizzato grazie a processi nell'ICM indipendentemente dalla radiogalassia stessa.

L'origine precisa di questo tipo di sorgenti e la loro correlazione con relitti e possibilmente aloni radio è ancora incerta.

La principale caratteristica che queste sorgenti hanno in comune è l'origine del plasma proveniente dall'AGN e il loro spettro radio ripidissimo a causa delle perdite di energia. Le sorgenti phoenixes mostrano una morfologia filamentare irregolare. Esse sono relativamente di piccola taglia (al massimo centinaia di kpc). GReET (*gently re-organized tails* sono "code" di radio galassie che sono in qualche modo rinvivate, mostrando un appiattimento dello spettro radio.

4.5 Aloni radio

Gli aloni radio sono sorgenti estese e diffuse che seguono la distribuzione della luminosità dell'ICM. Radio aloni giganti con estensione nell'ordine del Mpc si trovano principalmente in cluster massivi disturbati dinamicamente. L'esempio prototipo è il radio alone trovato nel Coma cluster. La grandezza tipica di radio aloni giganti è 1-2 Mpc. La potenza radio osservata a 1.4 GHz degli aloni spazia da 10^{23} a $10^{26} \frac{W}{Hz}$.

Gli aloni radio hanno tipicamente una morfologia omogenea e regolare con le emissioni radio che seguono approssimativamente la distribuzione del gas intergalattico. Ciò è supportato da studi quantitativi che trovano una correlazione tra la distribuzione di luminosità radio e quella dei raggi X (esistono eccezioni: nell'ammasso denominato Bullet cluster dove non è stata trovata alcuna correlazione). Esistono anche aloni con forme più irregolari e casi particolari di aloni "super-luminosi", tuttavia sono necessari ulteriori dati più specifici per studiare questi aloni peculiari poiché attualmente non è possibile effettuare una classificazione più accurata.

4.5.1 Correlazioni con il fenomeno di merging

Studi statistici riguardo alle proprietà degli aloni radio si collegano all'ICM forniscono importanti informazioni circa l'origine della componente non termica. La distribuzione di luminosità in radio è assunta essere

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{r}{r_e}} \quad (4.3)$$

dove r_e è il raggio caratteristico. Il 6% – 9% degli ammassi con $L_x < 5 \times 10^{44} \text{ergs}^{-1}$ ospitano un alone radio mentre questa percentuale aumenta al 30% per i cluster con $L_x > 5 \times 10^{44} \text{ergs}^{-1}$. Osservando un campione di ammassi selezionati in base alla massa ($M > 6 \times 10^{14} M_\odot$) si è trovato che per ammassi con $M > 8 \times 10^{14} M_\odot$ la frazione di aloni è circa del 60% – 80% e cala al 20% – 30% per i cluster al di sotto di questa massa. Un risultato importante che si evince dalle osservazioni è che i radio aloni giganti sono stati individuati principalmente in cluster in fase di merging, come indicato dall'ICM dinamicamente disturbato e da altri fattori dello stato dinamico dell'ammasso, come ad esempio la distribuzione delle velocità delle galassie membri dell'ammasso, la presenza di più BCG e la distribuzione spaziale delle galassie. È stato stabilito che i radio aloni sono associati a eventi di merger come determinato dalle osservazioni in X. Un metodo comune è usare la morfologia in X di un ammasso come indicatore dello stato dinamico del cluster. È stata trovata una bi-modalità radio tra gli ammassi disturbati dinamicamente e quelli rilassati. I cluster in fase di merging ospitano aloni radio in cui la potenza radio che cresce con la luminosità in X. Gli ammassi rilassati non mostrano la presenza di aloni. Inoltre si è scoperto che la presenza di aloni radio è collegata allo stato evolutivo dell'ammasso. Si è indagato sulla possibilità di associare gli aloni radio giganti al tasso di merging degli ammassi di galassie. Gli eventi di merger che producono aloni radio sono caratterizzati da rapporti di massa maggiori. Un'altra spiegazione possibile è che i radio aloni possano essere stati generati in tutti i merger ma la loro vita media sia più corta della scala di tempo in cui si possono osservare gli effetti indotti dal merger. La mancanza di aloni radio in alcuni ammassi in fase di merger può anche essere causata dalla carenza di osservazioni sufficientemente precise.

4.5.2 L'origine degli aloni radio

L'origine degli aloni radio è stata storicamente dibattuta tra due modelli: il modello *adronico* e il modello di *riaccelerazione turbolenta*. Nel modello adronico, gli elettroni che emettono in radio sono prodotti nell'interazione adronica tra protoni dei raggi cosmici e i protoni dell'ICM. Nel modello di riaccelerazione turbolenta, una popolazione di elettroni seme è riaccelerata durante una forte turbolenza dell'ICM, come conseguenza di un evento di merger tra ammassi. Mentre possono essere dedotti indirettamente argomenti

contro il modello adronico dallo spettro radio integrato, dalle caratteristiche spaziali degli aloni e dalla relazione tra radio e raggi X, solamente le osservazioni dai raggi gamma del Coma cluster determinano direttamente che gli aloni radio non possono essere di origine adronica. Al giorno d'oggi, la riaccelerazione turbolenta si pensa possa essere il meccanismo principale responsabile della generazione di aloni radio. Tuttavia una delle principali domande aperte riguardo al modello di riaccelerazione turbolenta è la sorgente degli elettroni seme. Ci sono diverse possibilità, ad esempio elettroni secondari provenienti da interazioni protone-protone. I seed electron potrebbero anche essere stati accelerati precedentemente a causa degli shock nell'ammasso. Una terza possibilità è che gli elettroni seme siano collegati alle fuoriuscite delle galassie e alle attività dell'AGN.

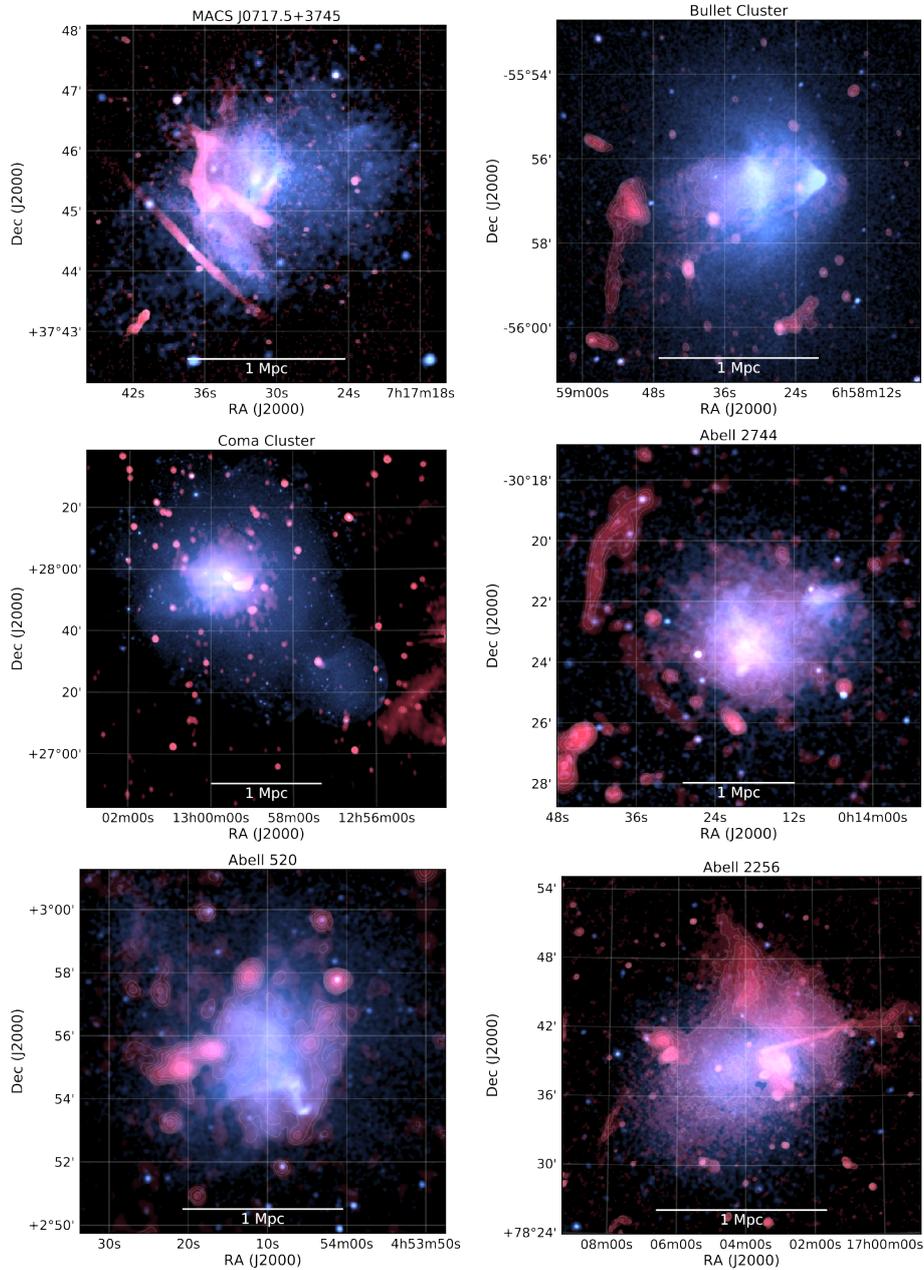


Figura 4.2: Esempi di ammassi che ospitano radio aloni giganti. L'emissione radio è mostrata in figura in rosso e l'emissione in banda X in blu. MACS J0717.5+3745: VLA 1-6 GHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Bullet cluster: ATCA 1.1-3.1 GHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Coma cluster: WRST 352 MHz e XMM-Newton 0.4-1.3 keV. Abell 2744: VLA 1-4 GHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 520: VLA 1.4 GHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 2256: LOFAR 120-170 MHz e XMM-Newton 0.4-1.3 keV

4.6 Cluster radio shock (relitti) e sorgenti fossili

Oltre agli aloni radio, le sorgenti di emissioni radio diffuse degli ammassi vengono distinte in relitti e sorgenti fossili. La distinzione tra le due non è sempre diretta dato che necessita la rilevazione di shock tramite effetto Compton inverso o misurazioni in banda X e della disponibilità dello spettro radio. Dato che ci sono numerose prove a favore del fatto che i Gischt siano associati ad onde d'urto li chiameremo semplicemente relitti radio. Relitti radio e sorgenti fossili sono osservati in ammassi che coprono una vasta gamma di masse, a differenza degli aloni che sono rilevati quasi esclusivamente in sistemi massivi. Phoenixes e altre sorgenti fossili sono caratterizzate dalla ripidità del loro spettro radio e dalle interruzioni dello spettro ad alte frequenze. I relitti radio si trovano principalmente nella periferia degli ammassi. A differenza dei radio aloni i relitti hanno forme allungate; inoltre sono fortemente polarizzati a frequenze $\geq 1GHz$ con un tasso di polarizzazione $\geq 20\%$. In un merger binario ideale si formano prima shock "equatoriali" e si muovono esternamente sul piano equatoriale stesso. Dopo il passaggio nel dark matter core, due shock si propagano in direzioni opposte lungo l'asse del merger, esso può spiegare la formazione dei doppi relitti negli ammassi di galassie osservati in fase di merging. È stato mostrato che la distribuzione radiale dei relitti radio osservati può essere spiegata dall'andamento radiale dell'energia cinetica dissipata negli shock, che cresce con la distanza dal centro del cluster fino a metà del raggio viriale. Analizzando le proprietà degli shock associati ad ammassi in fase di merging nelle simulazioni di formazione delle strutture dell'universo, è stato osservato che la produzione di raggi cosmici ha un picco dopo 10^9 anni dopo il passaggio nel core. Le simulazioni producono anche una morfologia su larga scala dei relitti radio che fornisce un buon accordo con le osservazioni. È risultato che gli assi di merging degli ammassi che ospitano dei relitti radio sono generalmente posti nel piano celeste o vicini ad esso. Ciò indica che esiste un criterio di selezione che predilige il ritrovamento di relitti radio a seconda dell'angolo di osservazione. A causa di questa schermatura molti relitti con orientazioni meno favorevoli probabilmente sono assenti dagli attuali campioni di misura. I relitti sembrano essere meno comuni dei radio aloni, l'occorrenza dei radio shock è stata trovata essere circa del $5\% \pm 3\%$. Tuttavia l'orientazione dell'asse del merger gioca un ruolo importante nel rilevamento di queste sorgenti.

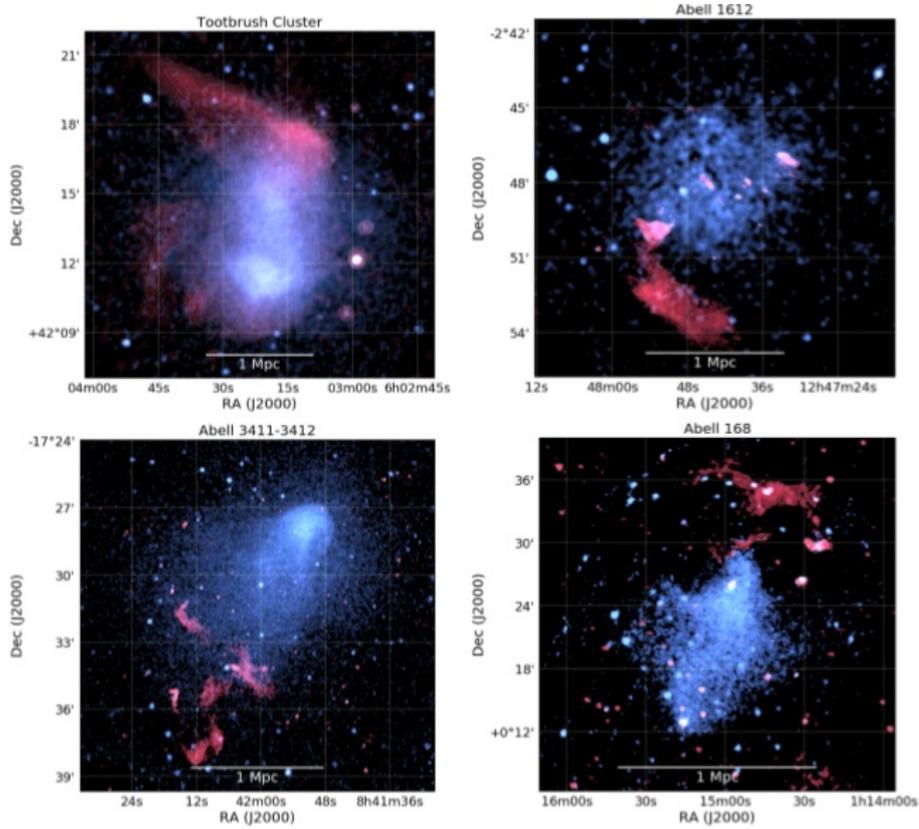


Figura 4.3: Esempi di cluster radio shock, L'emissione radio è mostrata in rosso e l'emissione in X in blu. Toothbrush Cluster: LOFAR 120-180 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell1612: GMRT 610 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 3411-3412: GMRT 610 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 168: GMRT 323 MHz e XMM-Newton 0.4-2.3 keV.

4.6.1 Morfologia e dimensioni

I Relitti hanno tipicamente una forma allungata che si ipotizza provenire da sorgenti che indicano la presenza di onde d'urto nella periferia del cluster e hanno dimensioni che spaziano da 0.5 a 2 Mpc. La maggior parte dei grandi relitti radio si trova nella periferia del cluster e mostra profili di luminosità asimmetrici, con un bordo netto allontanandosi dal centro dell'ammasso. Osservazioni ad alta risoluzione di grandi e allungati relitti radio hanno rilevato anche un numero significativo di sottostrutture filamentari di natura non pienamente compresa. Una possibilità è che traccino i cambiamenti del campo magnetico. In alternativa potrebbero riflettere la forma complessa della superficie degli shock. La

morfologia filamentare sembra essere diffusa in quanto è presente in tutti i relitti radio che sono stati studiati con un buon segnale e ad alta risoluzione.

4.6.2 Cluster double radio shock

Una particolare classe di relitti radio sono quelli chiamati "doppi relitti". Essi presentano due grandi shock radio, allungati e convessi, diametralmente opposti rispetto al centro dell'ammasso. Gli shock radio sono orientati perpendicolarmente alla distribuzione dell'ICM del cluster. La classificazione di doppio relitto si riferisce a una coppia di onde d'urto generate nello stesso momento durante il passaggio nel core. Quindi la presenza di due relitti radio in un ammasso da sola non è una condizione sufficiente per classificarli come doppi relitti.

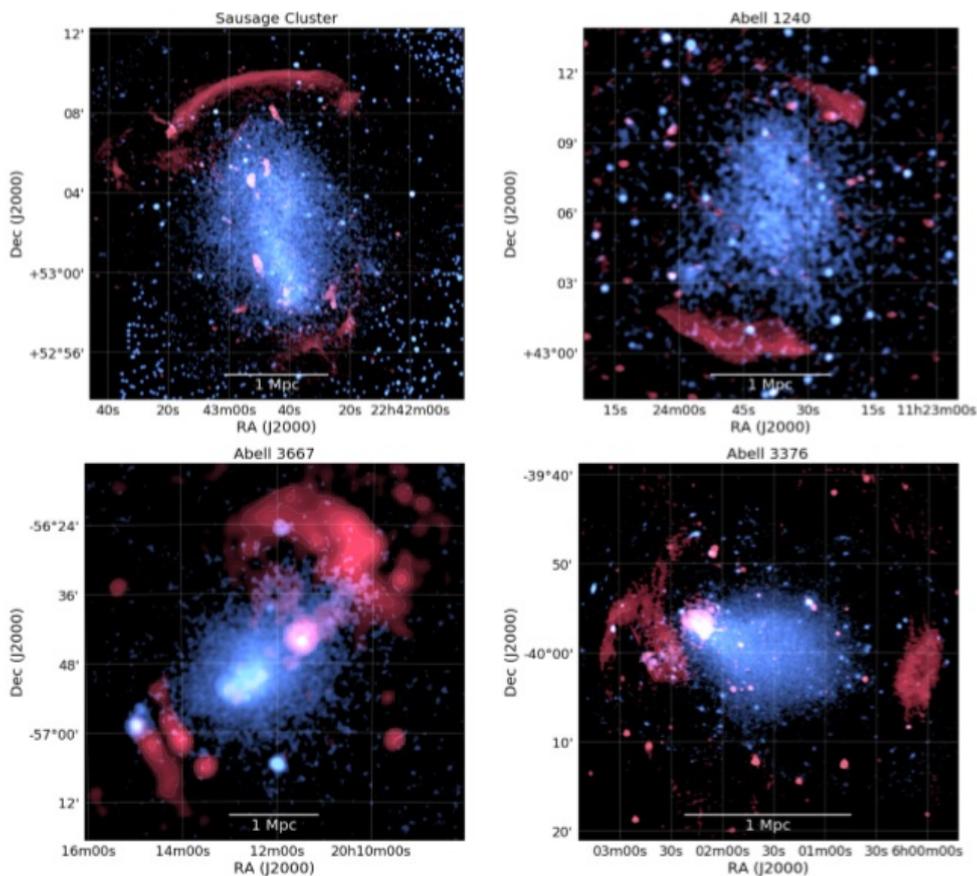


Figura 4.4: Esempi di cluster double radio shock, L'emissione radio è mostrata in rosso e l'emissione in X in blu. Sausage Cluster: GMRT 610 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 1240: LOFAR 120-168 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 3667: MWA 170-231 MHz e ROSAT PSPC. Abell 3376: GMRT 317 MHz e XMM-Newton 0.3-2.0 keV.

4.6.3 Spettro radio

Lo spettro radio integrato di un relitto radio mostra un andamento esponenziale con indici spettrali che variano da -1.0 a -1.5. Un'eccezione degna di nota di un appiattimento dello spettro, con una buon quantità di dati disponibili, è Abell 2256 dove l'indice spettrale è circa -0.8. Questo spettro piatto è difficile da conciliare con i modelli di accelerazione e le perdite di energia degli elettroni. I relitti radio spesso mostrano un chiaro gradiente di indice spettrale lungo la loro ampiezza. La regione con la parte più piatta dello spettro è collocata lontana dal centro dell'ammasso. Avvicinandosi al centro

del cluster lo spettro diventa più ripido. Si pensa che l'irripidimento sia causato dalle perdite di energia a causa del sincrotrone e dell'effetto Compton inverso nella regione downstream dello shock. Questo comportamento si presenta sia nei relitti radio che nei doppi relitti.

4.6.4 Polarizzazione

I relitti sono tra le sorgenti extragalattiche più polarizzate osservate. I relitti radio più estesi solitamente mostrano la più alta frazione di polarizzazione, che traccia il profilo delle onde d'urto. Per grandi relitti radio gli angoli di polarizzazione sono stati trovati ben allineati. I vettori polarizzati del campo magnetico sono orientati entro il piano del relitto. Dai pochi studi disponibili, sembra che i grandi relitti depolarizzano fortemente a frequenze $\leq 1\text{GHz}$. Per questo motivo le osservazioni ad alte frequenze sono più adatte per indagare le proprietà della polarizzazione intrinseca dei relitti.

4.6.5 Paragone tra le osservazioni in radio e in X degli shock dell'ICM

A causa della loro forma, collocazione e proprietà spettrali e polarimetriche, i relitti radio sono considerati indicatori di particelle accelerate negli shock. In generale sia l'approccio con i raggi X che quello in banda radio sono metodi indipendenti che caratterizzano l'intensità dello shock, ciò significa che le intensità dedotte con questi due regimi a lunghezze d'onda diverse dovrebbero corrispondere, se le assunzioni di fondo sono corrette, corrispondenza che si traduce in un buon accordo tra numeri di Mach calcolati dall'indice spettrale in radio e quelli stimati dalle osservazioni in X. Le informazioni circa le osservazioni a lunghezze d'onda X erano limitate perché i relitti radio solitamente si trovano nella periferia dell'ammasso dove le emissioni in X dell'ICM sono molto tenui. Riguardo alle lunghezze d'onda radio ci sono diverse sfide osservazionali per scoprire le proprietà degli shock. Una difficoltà particolare è misurare l'indice spettrale che tenga conto dell'accelerazione e delle perdite di energia. Con delle mappe spettrali spazialmente risolte si possono ottenere misurazioni più affidabili dell'indice spettrale, evitando alcuni problemi con le perdite di energia. In questo caso bisogna misurare l'indice spettrale il

più vicino possibile alla posizione dello shock. Tuttavia anche in questo caso si possono trovare delle difficoltà. In diversi radio shock è stato trovato $M_{radio} > Mx$, se questa discrepanza è reale, ciò può indicare problemi nell'ipotesi DSA per i relitti negli ammassi. Sono state proposte diverse soluzioni per spiegare i risultati delle osservazioni. Ad esempio è possibile che i numeri di Mach dedotti dai raggi X siano sottostimati a causa di un angolo di osservazione sfavorevole e della complessità della superficie degli shock. Inoltre l'efficienza dell'accelerazione dei relitti si pensa essere una funzione del numero di Mach degli shock. Per questo motivo il numero di Mach calcolato a partire dall'energia dei raggi cosmici potrebbe essere maggiore del numero di Mach calcolato dall'energia cinetica. Perciò i numeri di Mach misurati in radio saranno predisposti verso le parti dello shock con i numeri di Mach più alti.

4.6.6 Studi ad alte frequenze dei relitti

Studi ad alte frequenze (sopra i 5 GHz) presentano diverse problematiche: i relitti presentano uno spettro ripido, quindi hanno un'emissione molto tenue ad alte frequenze; i radiointerferometri tipicamente ad alte frequenze hanno piccoli campi visivi perciò è difficile osservare sorgenti diffuse estese. L'interesse nelle osservazioni ad alte frequenze dei relitti radio e il numero di rilevazioni è cresciuto negli ultimi anni. Osservazioni interferometriche da 150 MHz a 30 GHz hanno rivelato una possibile inclinazione accentuata dello spettro integrato dei radio shock oltre i 2-5 GHz, che mette in dubbio il modello di formazione dei relitti che implica l'accelerazione DSA. Tuttavia studi che combinano osservazioni ad alta e a bassa frequenza non confermano queste conclusioni. L'incompatibilità tra osservazioni e teoria ha acceso una discussione riguardo la causa del decremento della densità di flusso dei relitti radio ad alte frequenze. Una possibilità è che il decremento non sia intrinseco alla distribuzione di elettroni ma causata dall'effetto SZ. Sono state proposte varie alternative al semplice modello di accelerazione degli shock. In contrasto all'accelerazione degli shock invariante nel tempo, che si traduce in uno spettro esponenziale, uno spettro ricurvo potrebbe essere il risultato naturale di uno shock dell'ICM che si espande sfericamente. Il modello semplice di formazione dei relitti assume che l'onda d'urto associata inietta elettroni termici. Anche uno scenario

in cui lo shock inietta prevalentemente elettroni non termici accelerati precedentemente da attività pregresse dell'AGN, potrebbe produrre lo spettro curvo osservato.

4.6.7 Radio phoenixes e sorgenti fossili

L'ipotesi più accreditata attualmente è che le phoenixes indicano la presenza di plasma radio antico proveniente da episodi passati di attività dell'AGN. Quando uno shock comprime questo plasma avviene un aumento del momento degli elettroni relativistici e l'intensità del campo magnetico può produrre una sorgente caratterizzata da uno spettro ripido e curvo. Le simulazioni prevedono che queste sorgenti dovrebbero avere morfologie complesse. Il contesto di formazione di queste sorgenti fossili ri-energizzate rimane incerto. Rispetto ai relitti le sorgenti fossili e le phoenixes sono state trovate mediamente a una distanza minore dal centro dell'ammasso, hanno dimensioni minori ($\leq 300\text{-}400$ kpc) e hanno una potenza radio minore. Queste sorgenti fossili ri-energizzate hanno una gamma di morfologia che spazia da forme più rotonde a forme allungate e filamentari. Le morfologie allungate e filamentari sono le più comuni. Alcuni di questi oggetti sono stati trovati in cool core cluster, ciò indica che non è necessario che avvengano eventi di merger per la formazione di queste sorgenti. Radio phoenixes e sorgenti fossili ri-energizzate hanno spettri curvi e mostrano una forte inclinazione ad alte frequenze. La distribuzione dell'indice spettrale delle diverse sorgenti è irregolare e senza tendenze comuni. Sono state rilevate anche emissioni polarizzate da radio phoenixes e sorgenti fossili ri-energizzate. La frazione di polarizzazione è generalmente più bassa rispetto a quella dei relitti radio e mostra variazioni maggiori. Tuttavia bisogna sottolineare che sono stati svolti pochi studi sulla polarizzazione di queste sorgenti.

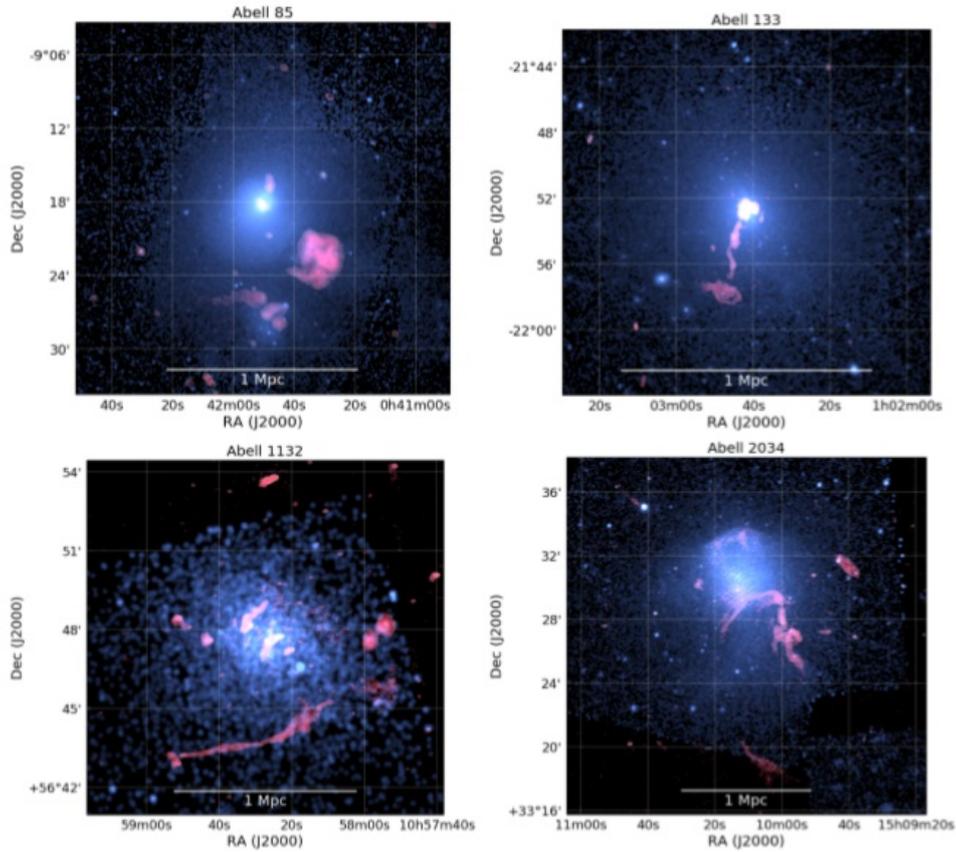


Figura 4.5: Esempi di radio phoenixes e fossil plasma sources. L'emissione radio è mostrata in rosso e l'emissione in X in blu. Abell85: GMRT 148 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 133: GMRT 325 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. Abell 1132: LOFAR 144 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV. MKW3S: GMRT 322 MHz e Chandra 0.5-2.0 Kev. Abell 2034: LOFAR 118-166 MHz e Chandra 0.5-2.0 keV

4.6.8 Riaccelerazione e sorgenti fossili

L'attività dell'AGN fornisce continuamente raggi cosmici all'ICM creando brillanti radio galassie. A causa delle perdite dovute all'emissione di sincrotrone questi raggi cosmici sono visibili solo per poche decine di milioni di anni a frequenze del GHz. Anche se non è possibile fare osservazioni dirette un certo numero di raggi cosmici con $\gamma \approx 100$ dovrebbero essere presenti nell'ICM. Perciò gli elettroni dei raggi cosmici potrebbero essere riaccelerati dalla popolazione seme nell'ICM. Oltre a questo caso anche gli elettroni molto energetici provenienti dai lobi di una radio galassia attiva potrebbero essere

riaccelerati. Il miglior esempio di raggi cosmici originati dall'AGN e riaccelerati da uno shock dovuto al fenomeno di merger proviene da Abell 3411-3412. In questo sistema di merging è evidente una connessione morfologica tra una radio galassia e uno shock radio. Sia le caratteristiche di polarizzazione sia quelle spettrali si accordano con la riaccelerazione delle particelle. Inoltre i dati raccolti dalle emissioni in X mostrano la presenza di una discontinuità della luminosità superficiale nel bordo più esterno del radio shock. Tuttavia nella maggioranza dei casi è assente una sorgente di elettroni vicino allo shock radio quindi la presenza di elettroni energizzati precedentemente potrebbe non essere necessaria per alimentare i radio shock.

Capitolo 5

Analisi dati

In questo lavoro di tesi sono stati raccolti dati sulle proprietà degli aloni radio, la ricerca di informazioni è stata effettuata selezionando articoli recenti (2011-2019), che contenessero dati relativi ad emissione radio (alla frequenza di 1.4GHz), luminosità in banda X (tra 0.1 e 2.4 keV), dimensioni lineari di aloni e al redshift. Gli ammassi analizzati sono 27 e sono riportati in tabella 5.1. In questo elaborato ci si focalizza solamente su ammassi di galassie con un redshift ≥ 0.3 che ospitano aloni radio, al fine di osservare eventuali relazioni tra potenza radio e luminosità in X, e potenza radio e dimensioni lineari della sorgente LLS (*largest linear size*). È importante sottolineare che nella successiva analisi del campione di ammassi non sono presenti errori di misura associati ai dati considerati, questo perché gli errori sono trascurabili rispetto alle incertezze legate alla determinazione dei parametri osservativi, come ad esempio l'impossibilità di determinare con precisione il perimetro di un alone e l'area di integrazione del flusso, gli errori di misura sono trascurabili anche rispetto alla dispersione intrinseca connessa alla diversità degli ammassi di galassie. In questo caso la presenza degli errori di misura non è comunque strettamente necessaria in quanto si ricercano correlazioni generali e non specifiche.

Nome ammasso	z	LLS [Mpc]	$L_x^{500}(10^{44})$ [erg/s]	$\text{Log}P_{1.4\text{GHz}}$ [W/Hz]
A2552	0.305	0.60	10.42	23.68
MACSJ0417.5	0.440	1.02	29.10	25.05
MACSJ1149.5	0.544	1.3	14.47	24.40
MACSJ1752.0	0.366	1.65	8.0	25.07
MACSJ2243.3	0.447	0.92	11.56	24.50
ACT-CLJ0256.5	0.363	0.8	3.66	23.99
PLCKG147.3	0.645	0.9	7.16	24.71
A781	0.300	1.60	4.34	24.81
A851	0.407	1.08	4.91	24.38
A1300	0.307	1.3	12.5	24.82
A1351	0.322	0.84	5.24	25.17
A1995	0.319	0.83	8.28	24.17
A2744	0.308	1.89	11.8	25.24
MACSJ0717.5	0.546	1.50	22.7	26.20
RXCJ2003.5	0.317	1.40	8.16	25.10
MACSJ0018.5	0.546	1.57	17.9	25.07
MACSJ0152.5	0.413	0.62	8.6	24.20
MACSJ0257.1	0.505	0.18	12.5	23.85
MACSJ0257.6	0.322	0.3	7.0	24.73
MACSJ0308.9	0.356	0.75	17.9	24.67
MACSJ0358.8	0.425	0.8	18.9	24.81
MACSJ0454.1	0.538	0.35	15.4	24.13
MACSJ0553.4	0.407	1.0	17.0	24.80
MACSJ0647.7	0.591	0.25	13.1	24.36
MACSJ0744.8	0.698	0.7	22.9	24.40
MACSJ2211.7	0.397	0.62	24.0	24.24
MACS2228.5	0.411	1.09	19.3	25.00
MACSJ257.6	0.322	0.3	7.0	24.74

Tabella 5.1: Elenco degli ammassi selezionati. Col 1: Nome del cluster; Col 2: Redshift; Col. 3: Dimensione lineare a livello di rumore 3σ ; Col 4: Luminosità X tra 0.1 e 2.4 keV; Col 5: Logaritmo della potenza radio a 20cm.

5.1 Relazione Potenza-Luminosità X

La relazione tra il logaritmo della potenza in banda radio, $\text{Log}P_{1.4\text{GHz}}$ e luminosità in banda X, per il campione di ammassi, è stata riportata in un grafico (Figura 5.1).

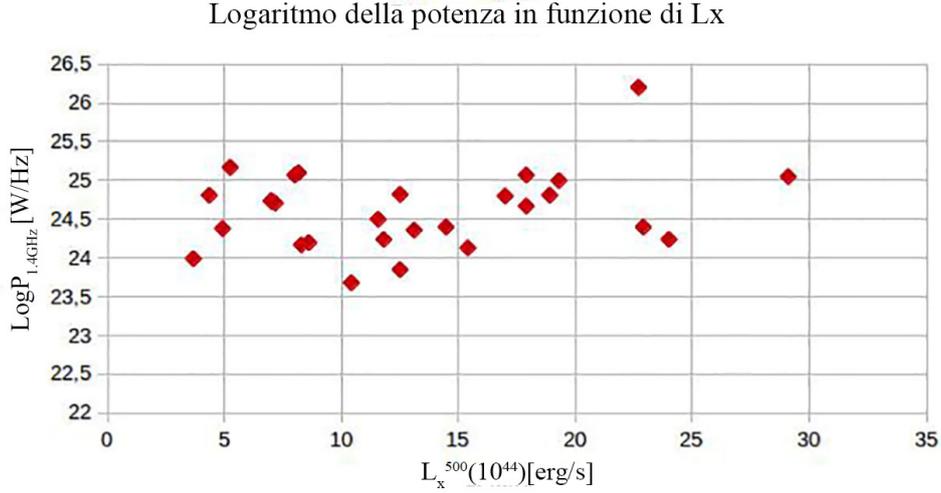


Figura 5.1: Il campione di ammassi. In ascissa, la luminosità in banda X; in ordinata il logaritmo della potenza a 1.4 GHz.

La correlazione tra potenza radio e luminosità in banda X che è risultata ben evidente in studi precedenti, dove si sono analizzati campioni di dati prevalentemente con redshift $z \leq 0.3$, non si presenta nel campione di ammassi di galassie considerato per la costruzione del grafico. Ciò può essere dovuto a criteri di selezione non ovvi, infatti esiste una carenza di sorgenti ad alta potenza radio in ammassi di alta luminosità in X, quindi gli ammassi analizzati potrebbero non essere sufficienti per mostrare la correlazione. In alternativa se il risultato ottenuto dovesse essere confermato, ed effettivamente non ci fosse correlazione tra potenza radio e luminosità X per sorgenti ad alto redshift, si potrebbe pensare che ad alto z ci si trova in una fase di formazione per cui gli ammassi con alta luminosità in X non hanno ancora "prodotto" sorgenti radio estese di alta potenza come gli aloni, che invece sono osservati per oggetti a basso redshift, questa fase di evoluzione dovrebbe essere caratterizzata da fenomeni di merger con masse minori

in epoche passate e maggiori in epoche recenti. Questa evoluzione in massa potrebbe influenzare la potenza radio degli aloni radio in modo non trascurabile.

5.2 Relazione Potenza-LLS

In figura 5.2 è riportato il grafico che esprime il logaritmo della potenza radio in funzione della dimensione lineare LLS di un alone.

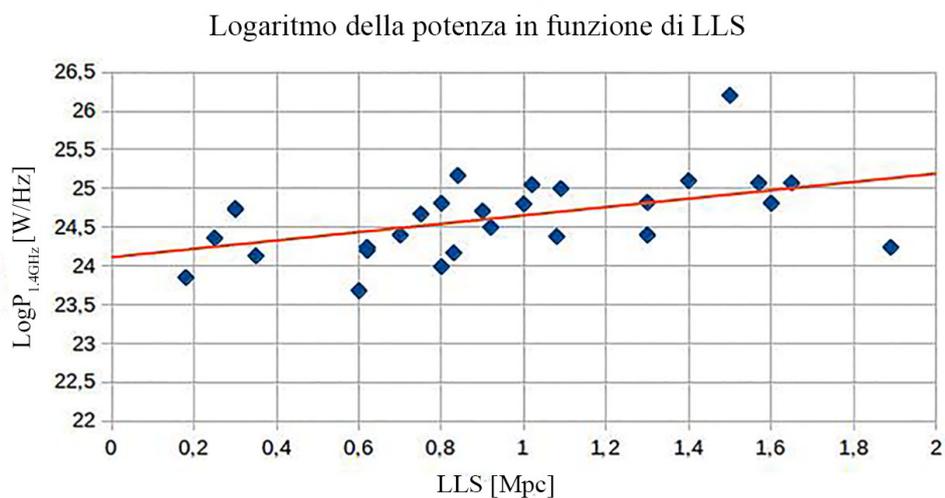


Figura 5.2: Il campione di ammassi. In ascissa, la dimensione lineare LLS; in ordinata il logaritmo della potenza a 1.4 GHz. Equazione del fit $y=0.54x+24.11$

Ciò che risulta dal grafico è una leggera correlazione tra potenza radio e dimensione degli aloni, che è sottolineata anche dalla pendenza del fit, espresso dall'equazione $y = 0.54x + 24.11$. In questo caso il grafico conferma la relazione già ampiamente osservata in ammassi di galassie vicini, seppur la correlazione in questo tipo di sorgenti sia molto più evidente rispetto agli ammassi ad alto redshift analizzati. La minore dipendenza tra diametro degli aloni e la potenza potrebbe essere associata al meccanismo evolutivo degli ammassi discusso nel paragrafo precedente.

Capitolo 6

Conclusioni

In questa tesi sono state analizzate le caratteristiche principali degli ammassi di galassie, approfondendo lo studio sulle radiosorgenti diffuse, in particolare sugli aloni radio. Questo studio coinvolge sorgenti molto lontane, quindi ad alto redshift, puntando in particolare a quegli ammassi caratterizzati da $z \geq 0.3$. Basandosi su questo campione di aloni radio si sono ricercate delle correlazioni tra potenza radio e luminosità X, già confermate per ammassi vicini a basso z , che suggerirebbero che la riaccelerazione degli elettroni potrebbe essere legata al fenomeno di merger tra ammassi di galassie, che provoca appunto turbolenze ed onde d'urto nell'ICM in grado di aumentare temperatura ed emissione in banda X. Nel campione di ammassi selezionato non si mostra alcuna correlazione tra le due grandezze, ciò potrebbe essere dovuto alla carenza di sorgenti lontane che potrebbero non essere sufficienti per mostrarla o in alternativa potrebbe essere legato alla presenza di evoluzione nelle sorgenti estese. Si è cercata poi un'altra correlazione già valida per le sorgenti vicine osservate: quella tra potenza radio e dimensioni dell'alone; anche in questo caso si ha un risultato diverso rispetto a quello ottenuto per le sorgenti con $z \leq 0.3$. Infatti si osserva una correlazione tra le due grandezze anche se molto meno evidente. La diversità delle caratteristiche tra sorgenti lontane e vicine, se dovesse essere confermata con una migliore statistica, implicherebbe la presenza di evoluzione nelle sorgenti radio diffuse ad alto redshift.

Appendice A

Bremsstrahlung termica

Bremsstrahlung è una radiazione elettromagnetica che viene prodotta a causa dell'accelerazione o decelerazione di una particella carica, tipicamente un elettrone, deviata da un'altra particella carica, tipicamente il nucleo atomico; il fenomeno è noto anche come radiazione di frenamento; infatti, supponendo che vi siano particelle cariche in una porzione di materia e che un elettrone ad alta velocità ci passi vicino, la traiettoria di quest'ultimo verrà deviata a causa del campo elettrico attorno al nucleo atomico. uno schema di questo processo è riportato in figura A.1

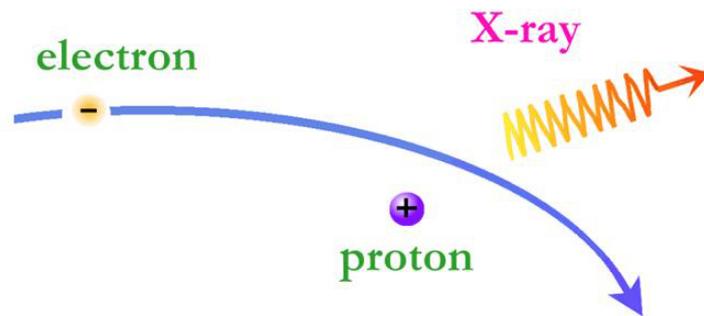


Figura A.1: Rappresentazione della radiazione di Bremsstrahlung.

In un plasma, gli elettroni liberi collidono in continuazione con gli ioni, producendo la radiazione di bremsstrahlung; se si considera un plasma uniforme con elettroni termici

distribuiti secondo la distribuzione di Maxwell-Boltzmann a temperatura T_e la densità spettrale di potenza irradiata per bremsstrahlung si ricava da:

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right]^3 \frac{1}{(m_e c^2)^{3/2}} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{1/2} \frac{Z_i^2 n_i n_e}{(k_B T_e)^{1/2}} E_1(y) \quad (\text{A.1})$$

dove $\omega_p = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ è la frequenza del plasma di elettroni, ω è la frequenza del fotone e infine n_e ed n_i sono rispettivamente la densità del numero di elettroni e ioni. Considerando solo il caso $\omega > \omega_p$; la funzione E_1 è un'esponenziale integrale e la quantità y è data da:

$$y = \frac{1}{2} \frac{\omega^2 m_e}{K_m^2 K_B T_e} \quad (\text{A.2})$$

Dove K_m è un numero d'onda massimo, e approssimativamente si ha

$$k_m = \frac{1}{\lambda_B} \quad (\text{A.3})$$

in cui $\lambda_B = \hbar / (m_e K_B T_e)^{1/2}$ e si ottiene:

$$y = \frac{1}{2} \left[\frac{\hbar \omega}{k_B T_e} \right] \quad (\text{A.4})$$

Nel limite in cui $y \ll 1$, si può approssimare la funzione esponenziale integrale come

$$E_1(y) \simeq -\ln(y e^\gamma) + O(y) \quad (\text{A.5})$$

in cui $\gamma=0.577$ costanten di Eulero-Mascheroni. Per $y > e^{-\gamma}$ il termine logaritmico è negativo e ciò rende l'approssimazione non valida; La potenza totale irradiata, integrata su tutte le frequenze è:

$$P = \int_{\omega_p}^{\infty} \frac{dP}{d\omega} d\omega = \frac{16}{3} \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right]^3 \frac{1}{m_e^2 c^3} Z_i^2 n_i n_e K_m G(y_p) \quad (\text{A.6})$$

con

$$G(y_p) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{y_p}^{\infty} y^{-1/2} \left[1 - \frac{y_p}{y} \right]^{1/2} E_1(y) dy \quad (\text{A.7})$$

essendo $y_p = y(\omega = \omega_p)$; si ha quindi $G(y_p = 0) = 1$ e decrescente con y_p , mantenendosi

sempre positiva. per $k_m=1/\lambda_B$ si ottiene:

$$P = \frac{16}{3} \frac{\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3}{(m_e c^2)^{3/2} \hbar} Z_i^2 n_i n_e (k_B T_e)^{1/2} G(y_p) \quad (\text{A.8})$$

Appendice B

Radiazione di Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è prodotta dal moto a spirale di elettroni relativistici in un campo magnetico. Le equazioni del moto relativistiche per una particella di massa m e carica q in un campo magnetico sono

$$\frac{d}{dt}(\gamma\mathbf{v}) = \frac{q}{c}\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (\text{B.1})$$

,

$$\frac{d}{dt}(\gamma mc^2) = q\mathbf{v} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{B.2})$$

in cui γ indica il fattore di Lorentz. B.2 implica che $\gamma = \text{costante}$ o $|\mathbf{v}| = \text{costante}$, segue dunque che

$$m\gamma \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{c}\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (\text{B.3})$$

Separando le componenti della velocità in quella lungo il campo, \mathbf{v}_{\parallel} , e quella sul piano normale al campo, \mathbf{v}_{\perp} , risulta

$$\frac{d\mathbf{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (\text{B.4})$$

,

$$\frac{d\mathbf{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma mc}\mathbf{v}_{\perp} \wedge \mathbf{B}. \quad (\text{B.5})$$

Ne segue che $\mathbf{v}_{\parallel} = \text{costante}$, e dato che $|\mathbf{v}| = \text{costante}$, anche $\mathbf{v}_{\perp} = \text{costante}$. La soluzione di questa equazione è un moto circolare uniforme del moto proiettato sul piano normale, poiché l'accelerazione in tale piano è normale alla velocità e di modulo costante. La

combinazione di questo moto circolare e uniforme lungo il campo è un moto elicoidale della particella, rappresentato in figura B.1. La frequenza della rotazione è

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad (\text{B.6})$$

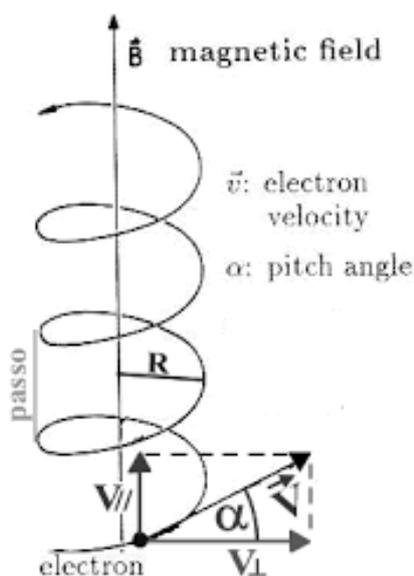


Figura B.1: Rappresentazione della radiazione di Bremsstrahlung.

La curvatura dell'orbita risulta essere

$$r = \frac{mc}{qB} v_{\perp} \gamma \quad (\text{B.7})$$

Per l'osservatore, l'emissione appare continua e con uno spettro che presenta un picco intorno ad una frequenza ben precisa,

$$\nu_{syn} = \frac{3e}{4\pi m^3 c^5} (B \sin \theta) E^2 \quad (\text{B.8})$$

in cui θ è l'angolo di inclinazione tra la velocità dell'elettrone e la direzione del campo

magnetico e $E=\gamma mc^2$. La potenza di sincrotrone emessa da un elettrone relativistico è

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m^4c^7}(B\sin\theta)^2 E^2 \quad (\text{B.9})$$

In unità c.g.s risulta che

$$\nu_{syn} \simeq 6.27 \times 10^{18} (B\sin\theta) E^2 \simeq 4.2 \times 10^6 (B\sin\theta) \gamma^2 \quad (\text{B.10})$$

$$-\frac{dE}{dt} \simeq 2.37 \times 10^{-3} (B\sin\theta)^2 E^2 \simeq 1.6 \times 10^{-15} (B\sin\theta)^2 \gamma^2 \quad (\text{B.11})$$

Elettroni di $\gamma \simeq 10^3 - 10^4$ in un campo magnetico $B \simeq 1\mu\text{Gauss}$ emettono dunque in banda radio.

Bibliografia

- [1] R.J. van weeren, F. de Gasperin, H.Akamatsu, M. Bruggen, L. feretti, H.Kang, A. Stroe, F. Zandanel. *Diffuse Radio Emission from Galaxy Clusters*. arXiv:1901.04496v1 [astro-ph.HE] (2019)
- [2] Massimo Cau PhD Thesis Università di Bologna.
- [3] Laing RA, Bridle AH. *Relativistic models and jet velocity field in the radio galaxy 3C31*. Monthly notices of the royal Astronomical Society.336(1):328-j7 (2002).
- [4] Linda S. Sparkl, John S. Gallagher III. *Galaxies in the Universe: an introduction*
- [5] TH. Jarret. *Near-infrared Galaxy Morphology Atlas*. California Institute of Technology.
- [6] www.stsci.edu/ftp/science/m87/m87.html
- [7] www.eso.org/sci/facilities/paranel/telescopes/vlti/science.html
- [8] www.media.inaf.it/2017/05/05/ammassi-di-galassie/