

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

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

**EVOLUZIONE CON LA DISTANZA  
DELLE PROPRIETA' NON TERMICHE  
DEGLI AMMASSI DI GALASSIE**

**Relatore:**  
**Prof. Gabriele Giovannini**

**Presentata da:**  
**Marco Monti**

Anno Accademico 2017/2018



*A chi sogna ancora, nonostante  
tanto, e a chi ha bisogno  
di un pizzico in più per  
continuare a farlo ...*



# Abstract

Questo percorso di tesi affronta lo studio dell'emissione radio da parte di aloni presenti in ammassi di galassie - ossia le strutture massive più estese dell'Universo in equilibrio viriale - a diversi valori di redshift, per indagare se e come le proprietà degli ammassi si distinguano a seconda della diversa distanza da noi. È stato considerato un campione di ammassi catalogati fino al 2018, integrando un campione precedente risalente al 2011, per un totale di 83 ammassi in fase di merger con aloni radio al centro. In termini della potenza radio  $P_{1.4}$  a 1.4 GHz, della luminosità  $L_X$  in X e della massima dimensione lineare radio LLS non si evince una netta separazione in funzione dei redshift; tuttavia, gli aloni radio a redshift maggiori di  $z = 0.30$  presentano valori di potenza, luminosità in X e dimensione tendenzialmente maggiori rispetto agli aloni a redshift minori di  $z = 0.30$ . Un ulteriore allargamento del campione e il miglioramento della sensibilità degli strumenti di osservazione consentiranno una analisi statistica più approfondita e dettagliata.



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>7</b>
<b>1 Gruppi, ammassi e superammassi</b>	<b>11</b>
1.1 Gruppi di galassie . . . . .	15
1.2 Ammassi di galassie . . . . .	17
1.3 Superammassi di galassie e struttura a grande scala . . . . .	29
<b>2 Emissione X degli ammassi di galassie</b>	<b>39</b>
2.1 Bremsstrahlung o radiazione di frenamento . . . . .	45
2.2 Compton Inverso . . . . .	51
<b>3 Emissione radio degli ammassi di galassie</b>	<b>55</b>
3.1 Radiosorgenti discrete . . . . .	57
3.1.1 Galassie di Seyfert . . . . .	57
3.1.2 Radiogalassie . . . . .	59
3.1.3 Quasar . . . . .	62
3.1.4 Modello unificato per gli AGN . . . . .	63
3.2 Radiosorgenti diffuse . . . . .	67
3.2.1 Aloni radio . . . . .	67
3.2.2 Relitti radio . . . . .	69
3.2.3 Mini-aloni radio . . . . .	70
3.3 Radiazione di sincrotrone . . . . .	73
3.3.1 Origine dei campi magnetici . . . . .	76
3.3.2 Origine delle particelle relativistiche . . . . .	78

---

<b>4 Focus sugli aloni radio</b>	<b>81</b>
4.1 Spettri degli aloni radio . . . . .	83
4.1.1 Spettro integrato . . . . .	83
4.1.2 Distribuzione dell'indice spettrale . . . . .	84
4.2 Dimensione degli aloni radio . . . . .	85
4.3 Correlazione radio - raggi X . . . . .	87
<b>5 Selezione e analisi dati</b>	<b>89</b>
<b>Conclusioni</b>	<b>97</b>
Sviluppi futuri . . . . .	99
<b>Bibliografia</b>	<b>101</b>
<b>Elenco delle figure</b>	<b>103</b>
<b>Elenco delle tabelle</b>	<b>105</b>

# Introduzione

*Juliet, the dice was loaded  
from the star(t).*

Mark Knopfler

Gli ammassi di galassie consistono in raggruppamenti di galassie, da almeno una cinquantina fino ad oltre un migliaio, e rappresentano le strutture massive dell'Universo più estese ad essere in equilibrio viriale, ossia in cui le galassie in moto disordinato presentano equilibrio tra l'energia gravitazionale e il doppio dell'energia cinetica. La materia ordinaria di un ammasso è rappresentata non tanto dalle galassie quanto piuttosto da un caldo gas intra-ammasso, detto appunto *intracluster medium* (ICM), responsabile della grande emissione termica - nella banda X - e non termica - nella banda radio - dell'ammasso stesso. Tuttavia, la maggior parte della massa gravitazionale totale degli ammassi è costituita da materia non visibile, identificata dalla cosiddetta *materia oscura*. La grande importanza degli ammassi di galassie è legata proprio alla loro possibilità di essere studiati mediante numerose tecniche e in diverse bande osservative, per esempio nell'ottico, nei raggi X e nelle onde radio. Ciò permette un *data-crossing* utile allo studio della loro composizione, in termini di materia barionica e materia oscura. Comprendere la natura della composizione e quindi dell'evoluzione degli ammassi apre anche la strada per indagare meglio la natura e la storia dell'Universo e quella che attualmente ne rappresenta il maggior costituente, l'energia oscura.

Nel dettaglio, questo percorso di tesi affronta lo studio dell'emissione non termica da parte di aloni radio presenti in un campione di ammassi di galassie a diversi valori di redshift, per indagare se e come le proprietà degli ammas-

si si distinguono a seconda della diversa distanza da noi, in termini di potenza radio, luminosità in X e massima dimensione lineare radio. La struttura è così organizzata:

- Nel Capitolo 1 sono esposte alcune nozioni basilari di astrofisica, come l'organizzazione gerarchica delle strutture dell'Universo, principalmente *gruppi*, *ammassi* e *superammassi* di galassie, ossia le componenti fondamentali della cosiddetta struttura a grande scala o ragnatela cosmica. In particolare, per gli ammassi di galassie sono illustrati i principali criteri di classificazione e accenni alle diverse tecniche per studiarne le proprietà in differenti bande osservative, come per esempio nell'ottico, nei raggi X e nelle onde radio.
- Nel Capitolo 2 sono illustrati alcuni fondamentali aspetti delle osservazioni in banda X, oltre all'esposizione dei concetti di *merger* e *cooling flow*. Sono poi trattati i principali meccanismi responsabili dell'emissione in X da parte degli ammassi di galassie, ossia *bremsstrahlung* e *Compton inverso*.
- Nel Capitolo 3 sono esposte le proprietà dell'emissione non termica degli ammassi di galassie, costituita da radiosorgenti discrete - *galassie di Seyfert*, *radiogalassie* e *quasar* - e radiosorgenti diffuse - *aloni*, *relitti* e *mini-aloni* radio. In seguito è esposto il meccanismo della radiazione di sincrotrone osservata, assieme alle attuali teorie sulla sua origine.
- Il Capitolo 4 consiste in un approfondimento sugli *aloni radio* presenti al centro di ammassi in fase di *merger*, oggetto principale della tesi. Ne vengono qui illustrati gli aspetti salienti, come spettro, dimensione e luminosità in X; vengono anche discusse le principali correlazioni con la potenza radio dell'alone.
- Il Capitolo 5 raccoglie i *dati* selezionati in questo percorso di tesi e la loro elaborazione: un precedente campione di 41 ammassi ospitanti aloni radio (raccolti fino al 2011) viene integrato con un nuovo campione di altri 42 ammassi (raccolti fino al 2018). I dati sono poi suddivisi ed elaborati a seconda dei *redshift* minori o maggiori del valore  $z = 0.30$ , per studiare

le proprietà degli ammassi a diversa distanza da noi, in termini di potenza radio, luminosità in X e massima dimensione lineare radio.



# Capitolo 1

## Gruppi, ammassi e superammassi

*And all these useless dreams of living alone  
like a dogless bone  
So come let me love you  
come let me love you and then  
colour me in.  
Damien Rice*

Le galassie non sono uniformemente distribuite nell'Universo, bensì occupano solo certe zone dello spazio, mentre altre regioni appaiono come vuoti cosmici. Come le stelle possono raggrupparsi gravitazionalmente in ammassi stellari, tra cui ammassi aperti (*open clusters*) ed ammassi globulari (*globular clusters*), così anche intere galassie risultano aggregate gravitazionalmente in vari tipi di sistemi, come gruppi, ammassi e superammassi di galassie, a seconda del numero via via crescente di galassie presenti in una regione più o meno circoscritta di spazio. Maggiore è l'aggregazione, minore è la sua densità media; per esempio, gruppi e ammassi presentano una densità circa doppia rispetto alla densità media del fondo cosmico, mentre quella dei superammassi risulta maggiore solamente del 10%. Si delinea pertanto una struttura gerarchica per l'Universo, organizzata principalmente come segue:

- Stelle:  $M < 150 M_{\odot}$ ;
- Ammassi stellari:  $M \sim 10^2 - 10^6 M_{\odot}$ ;
- Galassie:  $M \sim 10^6 - 10^{14} M_{\odot}$ ;
- Gruppi di galassie:  $M \sim 10^{13} M_{\odot}$ ;
- Ammassi di galassie:  $M \sim 10^{12} - 10^{15} M_{\odot}$ ;
- Superammassi di galassie:  $M > 10^{15} M_{\odot}$ .

Si tratta di una struttura tutt'altro che statica, bensì dinamicamente in evoluzione; infatti, esistono prove osservative dirette di interazioni gravitazionali tra gli oggetti astronomici, rese possibili dalle elevate masse in gioco, nonostante le distanze astronomiche. Queste interazioni gravitazionali prendono il nome inglese di *merging* e possono manifestarsi dando generalmente luogo a fenomeni di collisione, deformazione e fusione tra galassie o addirittura tra ammassi di galassie. Alcuni esempi di interazioni sono illustrati in Figura 1.1 a fronte.

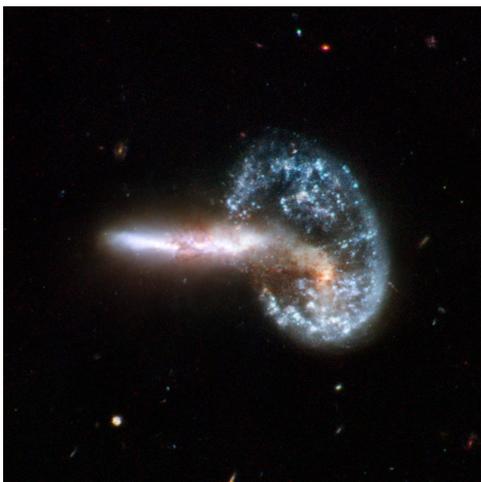
La distribuzione e la formazione delle galassie sono dati fondamentali per gli studi di cosmologia, in quanto i modelli sull'origine dell'Universo e le relative simulazioni devono riprodurre l'Universo attualmente osservato. Esistono simulazioni per così dire “minori”, concentrate sulla formazione di singole galassie, come per esempio la simulazione Eris [11] incentrata sul processo di formazione di una galassia a spirale, come la nostra. D'altro canto, alcune recenti simulazioni magnetoidrodinamiche (*MHD simulations*) indagano sulla formazione di più galassie e la loro reciproca interazione, con lo scopo quindi di studiare la storia dell'Universo e della sua evoluzione nel tempo: si tratta per esempio della simulazione Illustris [12] e IllustrisTNG [13], rispettivamente realizzate nel 2014 e nel 2018, che proseguono tuttora con ulteriori sviluppi.



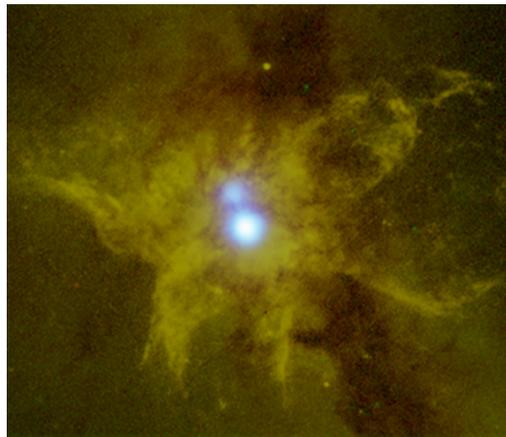
(a) Effetti mareali e filamenti tra NGC 1409 e NGC 1410 (dati ottici di HST).



(b) Coalescenza tra NGC 2207 e IC 2163 (dati ottici di HST).



(c) Il sistema Arp148, con formazione di una galassia ad anello ed una compagna con coda molto allungata.



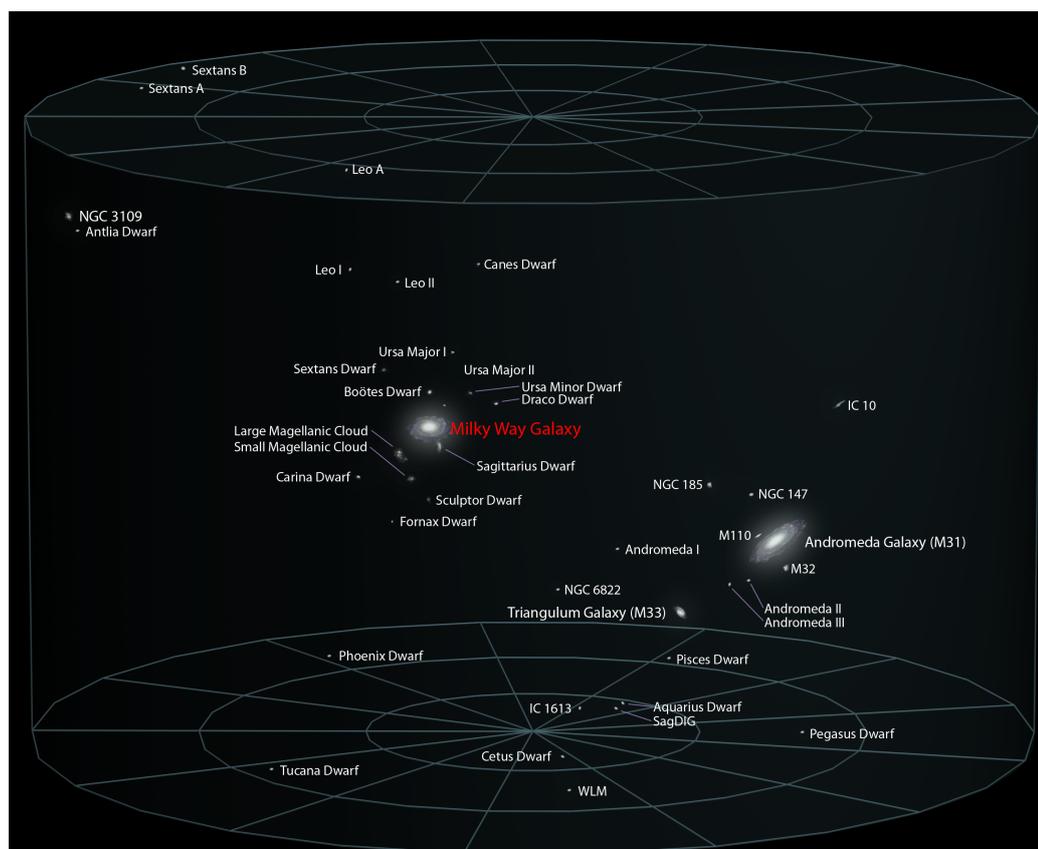
(d) Doppio nucleo in NGC 6240 (dati X di Chandra sovrapposti ad una foto nel visibile). In blu le emissioni di raggi X dai due nuclei galattici attivi.

**Figura 1.1.** Alcuni esempi di fenomeni di *merging* tra galassie.



## 1.1 Gruppi di galassie

I *gruppi di galassie* (*galaxy groups*) rappresentano il primo e più comune esempio nella gerarchia di aggregazione gravitazionale di galassie, comprendendo in generale da poche galassie fino ad un massimo di 50, raccolte in una regione di spazio delle dimensioni di 1 – 2 Mpc. Dal punto di vista morfologico, essi sono classificati in *gruppi aperti* e *gruppi compatti*. I primi presentano una bassa densità di galassie, per circa il 60% a spirale e irregolari. I secondi, invece, hanno una elevata densità di galassie, in cui quelle a spirale ed irregolari costituiscono solo il 40% circa del totale. La massa totale di un gruppo si aggira attorno a  $\sim 10^{13} M_{\odot}$ , mentre la velocità relativa tra le galassie è  $\sim 150$  km/s. La Via Lattea appartiene al cosiddetto Gruppo Locale, un gruppo di dimensioni di circa 1.5 Mpc, di cui appunto la nostra Galassia e la galassia a spirale gemella Sb M31 (galassia di Andromeda) rappresentano gli elementi di dimensioni maggiori, seguiti dalla spirale Sc M33 (galassia del Triangolo) e da una trentina di altre galassie nane, ellittiche o irregolari, come riportato in Figura 1.2 nella pagina successiva.



**Figura 1.2.** La distribuzione delle galassie del Gruppo Locale. Si notino le galassie di dimensioni maggiori: Andromeda (Sb M31), Via Lattea e Triangolo (Sc M33).

## 1.2 Ammassi di galassie

Gli *ammassi di galassie* (*galaxy clusters*) rappresentano un raggruppamento di almeno una cinquantina di galassie di alta luminosità, in un raggio tipico di 2 – 5 Mpc, comunque generalmente inferiore a 10 Mpc, fino a 10 000 galassie. La dispersione delle velocità delle galassie costituenti è  $\approx 1000$  km/s, mentre la distanza media tra ammassi è di circa 10 Mpc. La temperatura di un ammasso tipico è di 75 milioni di gradi Kelvin, ma può raggiungere anche i 200 milioni di gradi. Essi rappresentano gli oggetti virializzati più massivi e di maggiori dimensioni dell'Universo, con masse di  $\approx 10^{14} - 3 \times 10^{15} M_{\odot}$ .

La classificazione degli ammassi non è univoca, bensì esistono diversi criteri, fra cui alcuni illustrati di seguito. Da un punto di vista morfologico, George Abell (1958) distingue tra *ammassi irregolari* ed *ammassi regolari* di galassie. Gli ammassi irregolari (*irregular clusters*) sono generalmente più estesi, presentano una minore densità e una distribuzione più irregolare delle galassie costituenti, per la maggior parte a spirale (S). Gli ammassi regolari (*regular clusters*) sono invece più compatti e più densi, con una distribuzione più regolare di galassie, per la maggior parte ellittiche (E) e lenticolari (S0), addensate verso il nucleo centrale (*core*): ciò significa che gli ammassi regolari sono più evoluti e rilassati rispetto a quelli irregolari. Questa classificazione rappresenta il frutto dello studio su un catalogo di oltre 2000 ammassi e consiste in tre parametri caratteristici:

### Classificazione di Abell

- **Ricchezza:** è data dal numero di galassie con magnitudine compresa tra  $m_3$  e  $m_3 + 2$ , dove  $m_3$  rappresenta la magnitudine della terza galassia più brillante dell'ammasso. Sono definiti così 6 gruppi di ricchezza:

gruppo	n.° galassie
0	30 – 49
1	50 – 79
2	80 – 129
3	130 – 199
4	200 – 299
5	> 300

- **Compattezza:** un ammasso deve contenere almeno 50 membri entro  $1 - 2$  Mpc dal suo centro, ovvero entro il cosiddetto raggio di Abell  $R_A = 1.5h^{-1}$  Mpc, dove  $h$  è il parametro di Hubble.
- **Distanza:** le tipiche distanze degli ammassi da noi sono comprese tra  $30 - 900$  Mpc, fino ad attualmente 1700 Mpc.

**Classificazione di Zwicky** Zwicky (1961-1968) suddivide gli ammassi in *compatti*, *medio compatti* ed *aperti*, a seconda del loro aspetto morfologico. Un ammasso compatto (*compact cluster*) contiene una sola concentrazione rilevante di almeno dieci galassie che appaiono in contatto tra loro. Un ammasso mediocompatto (*medium compact cluster*) contiene una singola concentrazione di dieci galassie distanti all'incirca i loro diametri, oppure numerose concentrazioni. Un ammasso aperto (*open cluster*) non presenta alcuna concentrazione particolare.

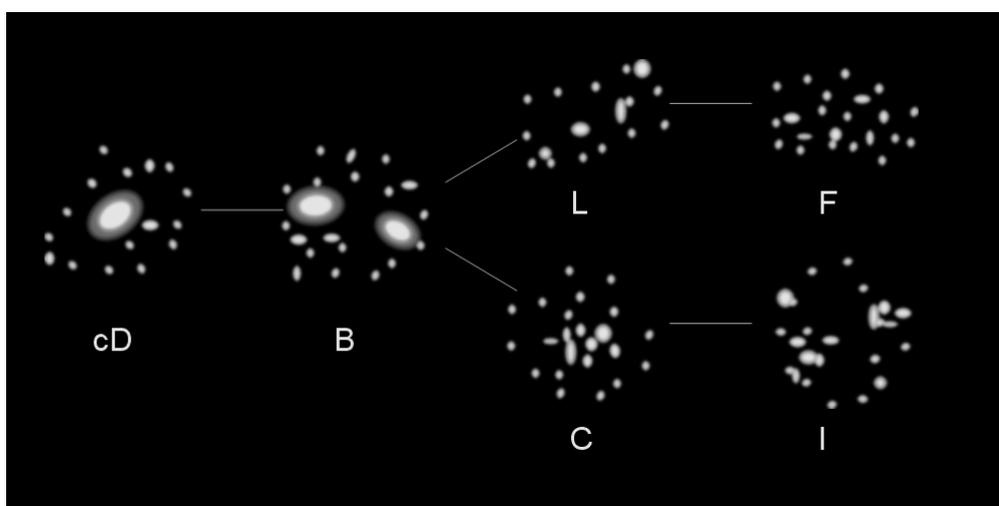
**Classificazione di Bautz-Morgan** La classificazione di Bautz-Morgan (1970) consiste nello studiare il grado in cui l'ammasso sia dominato dalle sue galassie più brillanti. Gli ammassi di *Tipo I* sono dominati da una singola galassia cD centrale; negli ammassi di *Tipo II*, le galassie più luminose sono intermedie tra cD e giganti ellittiche E normali; infine, negli ammassi di *Tipo III* non ci sono galassie dominanti. Esistono anche i tipi intermedi *I-II* e *II-III*.

**Classificazione di Rood-Sastry** La classificazione di Rood-Sastry (1971) si basa sulla natura e distribuzione delle dieci galassie più luminose dell'ammasso. Esistono sei diverse classi di Rood-Sastry (RS):

- **cD:** l'ammasso è dominato da una galassia cD. Esempio: A2199.
- **B:** l'ammasso è dominato da una coppia di galassie brillanti. Esempio: A1656 (Chioma).
- **L (line):** almeno tre delle galassie più luminose appaiono allineate. Esempio: A426 (Perseo).
- **C (core):** almeno quattro delle dieci galassie più brillanti formano un nucleo centrale, con distanze paragonabili tra loro. Esempio: A2065 (Corona Boreale).

- F (*flat*): le galassie più luminose formano una distribuzione piatta proiettata sulla volta celeste. Esempio: A2151 (Ercole).
- I (*irregular*): la distribuzione delle galassie più brillanti è irregolare, senza alcun nucleo centrale evidente. Esempio: A400.

Una rappresentazione visiva d'insieme di questa classificazione è fornita in Figura 1.3. L'ammasso di galassie più prossimo al nostro Gruppo Locale è l'ammasso



**Figura 1.3.** Classificazione di Rood-Sastry per gli ammassi di galassie. Si tratta di una classificazione basata sulla natura e distribuzione delle dieci galassie più brillanti dell'ammasso.

della Vergine, a circa 15 Mpc. Si tratta di un ammasso di circa 2 000 galassie, di cui la supergigante ellittica Virgo A (o M87 o NGC 4486) rappresenta il membro dominante. Tuttavia, si tratta per la maggior parte di galassie nane, che rendono questo ammasso relativamente povero ed irregolare, con galassie ellittiche e lenticolari al centro, circondate da galassie a spirale. Invece, l'ammasso regolare più vicino a noi, situato a circa 90 Mpc, è l'ammasso della Chioma, comprendente più di 10 000 galassie, con un paio di ellittiche giganti al centro, circondate da un alone appiattito di ellittiche e lenticolari (Figure 1.4 e 1.5 nella pagina successiva).

L'importanza degli ammassi di galassie giustifica la presenza di numerose tecniche per studiarne alcune proprietà e caratteristiche, fra cui la *massa*:

**Tecniche  
osservative**



**Figura 1.4.** Ammasso irregolare della Vergine (Virgo cluster).



**Figura 1.5.** Ammasso regolare della Chioma (Coma cluster).

- *Banda ottica e infrarossi*: le galassie singole possono essere osservate nell'ottico e nell'infrarosso, quest'ultimo più utile per gli oggetti lontani, cioè a redshift maggiori. Si cercano regioni con una certa sovradensità, dopodiché si confermano le ricerche individuando numerose altre galassie a redshift simili. La massa di una singola galassia è ottenuta misurandone la luminosità e sfruttando poi la correlazione  $M/L$  tra massa e luminosità: la massa dell'ammasso sarà quindi la somma delle masse delle galassie osservate. Questo metodo presenta lo svantaggio di effetti di proiezione lungo la linea di vista; è possibile osservare solamente la massa ordinaria (o barionica).
- *Raggi X e  $\beta$ -Model idrostatico isoterma* [14]: il plasma caldo emette raggi X che possono essere rivelati da appositi telescopi; i principali meccanismi responsabili dell'emissione X, cioè *bremsstrahlung* e in misura minore Compton inverso, saranno trattati nel Capitolo 2. Le più intense sorgenti extragalattiche di raggi X sono gli ammassi di galassie e gli *Active Galactic Nuclei* o *AGN*. Questo metodo è molto meno affetto da problemi di proiezione lungo la linea di vista, ma si basa di più sulla quantità di gas contenuto nell'ammasso che non sulla massa totale dell'ammasso stesso. Tuttavia, se si ipotizza che il gas intergalattico sia isoterma ed in equilibrio idrostatico, l'ulteriore assunzione di simmetria sferica per un ammasso di galassie consente di determinare la massa dell'ammasso usando il cosiddetto  $\beta$ -Model idrostatico isoterma. È così possibile stimare la massa totale dell'ammasso.
- *Radio*: esistono certe sorgenti radio diffuse presenti negli ammassi, utili anche per indagare la formazione di proto-ammassi e altre importanti caratteristiche, come sarà discusso nel Capitolo 3. Lo studio in questa banda non consente però di determinare la massa dell'ammasso.
- *Effetto Sunyaev-Zel'dovich*: è una distorsione spettrale, a certe frequenze radio elevate (microonde), della radiazione cosmica di fondo (CMBR), causata dalla diffusione Compton inversa dei fotoni della CMBR stessa durante il loro passaggio attraverso un gas caldo ionizzato, come appunto quello presente all'interno di un ammasso di galassie. Ciò produce uno spo-

stamento (*shift*) nella lunghezza d'onda della CMBR osservata; da tale *shift* è possibile stimare la massa dell'ammasso attraversato. Tuttavia, gli svantaggi consistono nell'assunzione di diverse ipotesi e in una idrodinamica complicata.

- *Lensing gravitazionale (strong o weak)* : le masse degli ammassi di galassie sono così elevate da incurvare lo spazio e deflettere quindi la luce proveniente da altre galassie sullo sfondo. Le deformazioni osservate possono dunque essere studiate per risalire alla massa (anche oscura) dell'ammasso. Con questo metodo si ottengono dati consistenti con le masse dinamiche ottenute tramite il teorema del viriale. Esistono però alcune difficoltà osservative.
- *Dispersione delle velocità e teorema del viriale* : essendo gli ammassi di galassie strutture virializzate, il teorema del viriale consente di stimarne la *massa viriale* (intesa come barionica e oscura) misurando la dispersione delle velocità delle galassie e il raggio effettivo dell'ammasso, osservati in banda ottica. I risultati ottenuti sono in buon accordo con quelli del *lensing gravitazionale*.

E' opportuno sottolineare che ognuno di questi metodi presenta certi vantaggi e certi svantaggi, oltre al fatto che alcuni consentono di tenere in considerazione anche la materia oscura, altri solamente quella ordinaria; proprio per questo motivo i metodi elencati sono davvero utili se usati assieme o comunque confrontati. Per esempio, il *lensing gravitazionale* fornisce risultati consistenti con quelli ottenuti dal teorema del viriale, suggerendo che negli ammassi sia presente una grande quantità di materia oscura non direttamente osservabile. Per stimarne la quantità è possibile confrontare la massa totale calcolata tramite essi e confrontarla con la massa, *unicamente* barionica, ottenuta per esempio dalle osservazioni nella banda ottica.

**Teorema del viriale** Di seguito si discute il teorema del viriale in maggior dettaglio. Come già accennato, gli ammassi di galassie rappresentano le aggregazioni in *equilibrio viriale* più massive dell'Universo. Essi sono costituiti da un certo numero di galassie in moto disordinato e allo stesso tempo interagenti gravitazionalmente tra loro. Il

teorema del viriale può essere applicato appunto a sistemi massivi in equilibrio, cioè sistemi in cui vi sia equilibrio tra l'energia cinetica disordinata  $T$  dei punti materiali e la loro energia potenziale di autogravitazione  $U$ . Applicando il teorema del viriale ad un ammasso di galassie, nell'ipotesi di distribuzione sferica uniforme di massa, si ottiene:

$$\frac{GM}{R} \approx \sigma^2 \quad (1.1)$$

da cui si ricava immediatamente:

$$M \approx \frac{\sigma^2 R}{G} \quad (1.2)$$

od eventualmente versioni che in letteratura differiscono per certe costanti moltiplicative, le quali tengono in considerazione diversi modelli di distribuzione della massa all'interno dell'ammasso:

$$M \approx 3 \frac{\sigma^2 R}{G} \quad M \approx 2 \frac{\sigma^2 R}{G} \quad M \approx \frac{5}{3} \frac{\sigma^2 R}{G} \quad (1.3)$$

dove  $G$  è la costante di gravitazione universale di Newton,  $M$  è la massa totale dell'ammasso di galassie,  $R$  è il raggio effettivo<sup>1</sup> dell'ammasso e  $\sigma \approx 350 - 1000$  km/s è la dispersione delle velocità<sup>2</sup> delle galassie contenute. Le equazioni (1.2) o (1.3) sono di grande importanza in quanto consentono di stimare la massa viriale totale di un ammasso (proprietà non direttamente osservabile) conoscendone dimensione effettiva e dispersione delle velocità (proprietà direttamente osservabili). Ciò

<sup>1</sup>Non è facile misurare la dimensione di una galassia, né tantomeno quella di un ammasso di galassie, data l'assenza di confini ben definiti, peraltro assai dipendenti dalla sensibilità del telescopio usato e dal tempo di esposizione. In entrambi i casi si preferisce allora definire un *raggio effettivo*, cioè il raggio entro cui è contenuta metà della luminosità dell'oggetto, chiamato perciò anche *raggio di metà luminosità*.

<sup>2</sup>Gli oggetti astrofisici in equilibrio viriale, come le galassie ellittiche, i nuclei delle galassie a spirale e gli ammassi di galassie, non presentano alcuna rotazione ordinata, bensì quanti oggetti si muovono in una direzione, altrettanti si muovono in quella opposta. Queste aggregazioni si dicono pertanto "*velocity dispersion o pressure supported*", contrariamente alle aggregazioni che mostrano una rotazione ordinata, come le galassie a spirale, dette invece "*rotation supported*". Mentre la rotazione può essere stimata semplicemente da misure di redshift in diverse zone della galassia rotante, la misura leggermente più complicata della dispersione delle velocità richiede l'analisi dell'allargamento delle linee spettrali.

### Composizione degli ammassi

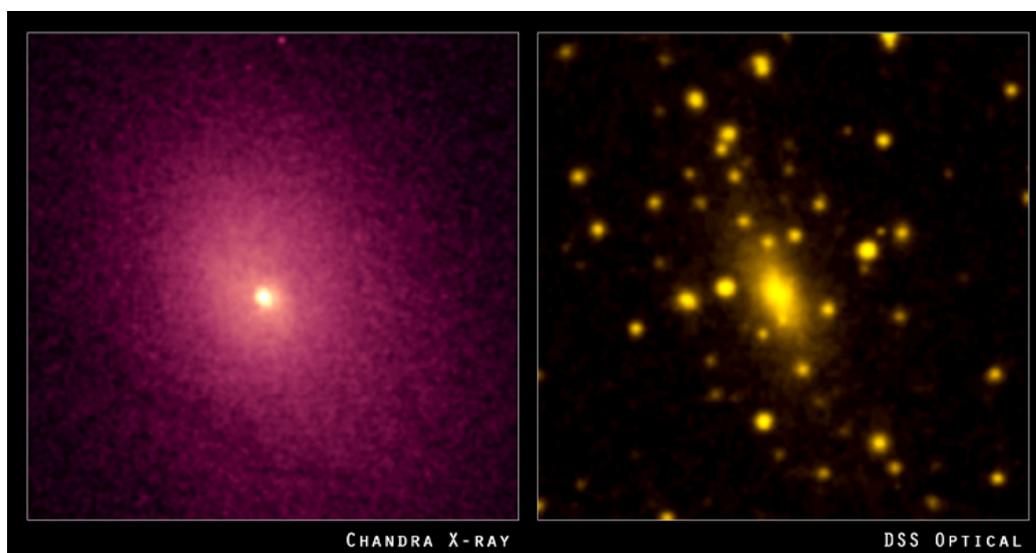
rende il teorema del viriale la radice di molte *relazioni di scala*<sup>3</sup> per gli ammassi di galassie. Il teorema del viriale è estremamente importante anche per un altro motivo. Infatti, confrontando la stima della massa dinamica di un ammasso ottenuta da questo teorema con la stima della massa ottenuta dalla luminosità dell'ammasso stesso, si ottengono risultati ben diversi: la massa viriale risulta molto maggiore di quella ricavata analizzando la luminosità ottica dell'ammasso. In altre parole, la massa calcolata sulla base del conteggio delle stelle all'interno dell'ammasso non è assolutamente sufficiente per giustificare l'equilibrio viriale invece osservato, pertanto gli ammassi non potrebbero essere gravitazionalmente legati e stabili. A tal proposito, è importante precisare che osservazioni a raggi X indicano che lo spazio tra le stelle e le galassie non è completamente vuoto, bensì contiene *gas intergalattico* (*Intracluster Medium* o ICM<sup>4</sup>) ad alta temperatura, dell'ordine di  $\sim 10^6 - 10^8$  K, emesso dall'attività galattica e riscaldato dal confinamento nel potenziale gravitazionale degli ammassi: esiste una correlazione tra distribuzione del gas e struttura dell'ammasso. In particolare, si ritiene che gran parte della materia barionica sia rappresentata proprio da questo gas caldo intergalattico osservato ai raggi X ed invisibile invece nella banda ottica [3]. Un'immagine esemplare che confronta l'osservazione ottica e l'osservazione a raggi X di uno stesso ammasso è in Figura 1.6 a fronte.

### La materia oscura

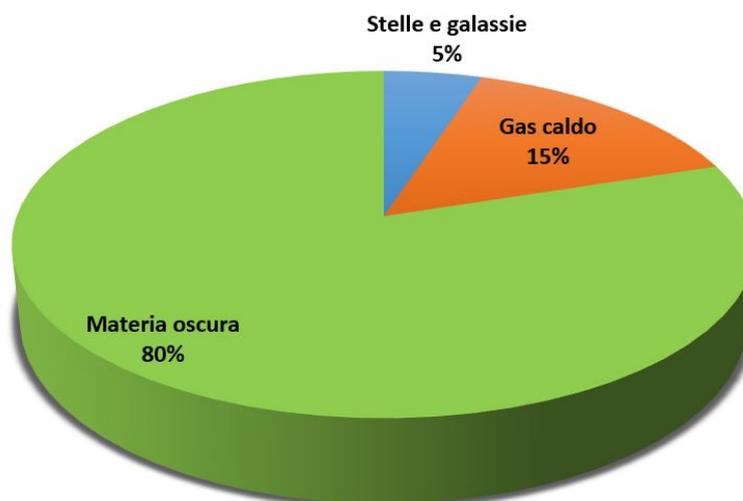
Pertanto, questo gas deve essere considerato come ulteriore contributo nella stima della massa gravitazionale, oltre alla materia luminosa direttamente osservata. Tuttavia, nemmeno aggiungendo la massa non visibile, ma stimabile, di questo gas interstellare ed intergalattico, di oggetti collassati, di stelle di massa inferiore al limite di accensione delle reazioni termonucleari (le cosiddette *nane brune*) o

<sup>3</sup>Si tratta di forti relazioni tra diverse proprietà fondamentali (massa, luminosità, emissione radio, colore, ...) di un certo oggetto astrofisico. Per esempio: relazione di Faber-Jackson (relazione massa-luminosità), relazione colore-magnitudine, correlazione FIR-radio, ...

<sup>4</sup>Mezzo interammasso (*Intracluster Medium* o ICM): plasma super riscaldato che permea un ammasso di galassie. Questo gas consiste principalmente in idrogeno ionizzato ed elio, arricchito di elementi metallici provenienti da cicli stellari, e costituisce la maggior parte della materia barionica negli ammassi di galassie. L'ICM è riscaldato a temperature dell'ordine di 10 fino a 100 MK, emettendo forte radiazione a raggi X. Il principale meccanismo di tale surriscaldamento è il *merger*.



**Figura 1.6.** Gran parte della materia barionica degli ammassi di galassie è rappresentata dal gas intergalattico rivelato ai raggi X (immagine a sinistra), ma invisibile nella banda ottica (immagine a destra). In Figura è riportato come esempio l'ammasso di galassie Abell 2029 (foto NASA/CXC/UCI/A.Lewis et al. Ottico: Pal.Obs. DSS.)



**Figura 1.7.** Composizione in percentuale dei contributi in massa di un ammasso di galassie.

di pianeti, si ottiene un risultato soddisfacente per giustificare l'equilibrio delle strutture virializzate dell'Universo. Questo dato si verifica anche qualora l'oggetto indagato sia una singola stella oppure una singola galassia, tuttavia per un intero ammasso di galassie ciò è ancora più evidente. In particolare, il rapporto tra la massa viriale per l'equilibrio dinamico,  $M$ , e la massa otticamente osservata,  $L$ , risulta (in unità di masse solari):

$$\begin{aligned}
 M/L &\approx 1 M_{\odot}/L_{\odot} && \text{per il Sole} \\
 M/L &\approx 10 \text{ (70) } M_{\odot}/L_{\odot} && \text{per le galassie a spirale (per la Via Lattea)} \\
 M/L &\approx 20 - 30 M_{\odot}/L_{\odot} && \text{per le galassie ellittiche} \\
 M/L &\approx 100 \text{ (260) } M_{\odot}/L_{\odot} && \text{per il Gruppo Locale (per i gruppi di galassie)} \\
 M/L &\approx 300 - 1000 M_{\odot}/L_{\odot} && \text{per gli ammassi di galassie}
 \end{aligned}$$

Per giustificare tale fatto, che sembra testimoniare l'esistenza di una componente invisibile di massa dominante gravitazionalmente, ma senza interazione elettromagnetica, gli astrofisici introducono il concetto di *materia oscura* (*dark matter* o *DM*)<sup>5</sup>. Il teorema del viriale consente appunto di valutare il rapporto tra la materia oscura e la materia ordinaria in aggregazioni gravitazionali. In conclusione, gli ammassi di galassie contengono solo una piccola quantità di materia ordinaria (quasi tutta rappresentata dal gas che non dalle galassie visibili) e un'enorme quantità di materia oscura, necessaria per mantenere confinato il gas caldo, come raffigurato nel diagramma a torta in Figura 1.7 nella pagina precedente. Inoltre, è

---

<sup>5</sup>In realtà un'altra linea di pensiero che cerca di rimediare al "problema della materia oscura" è rappresentata dalla cosiddetta teoria MOND (*MOdified Newtonian Dynamics*), sostenuta da Mordehai Milgrom (1983): le leggi della meccanica classica di Newton possono continuare a spiegare correttamente la dinamica di sistemi massivi astronomici, a patto di essere adeguatamente modificate. In particolare, la seconda legge di Newton e la legge di gravitazione universale classiche devono essere corrette, introducendo una nuova costante fondamentale, nel caso in cui si studino sistemi di massa molto elevata. La teoria MOND offrirebbe pertanto una spiegazione alla dinamica di galassie e ammassi senza ricorrere alla materia oscura; tuttavia, la MOND oggi non gode di grande consenso da parte della comunità scientifica, in quanto presenta diverse difficoltà, sia osservative che teoriche.

negli ammassi di galassie che i dati sulla densità media della componente oscura sono più consistenti<sup>6</sup>.

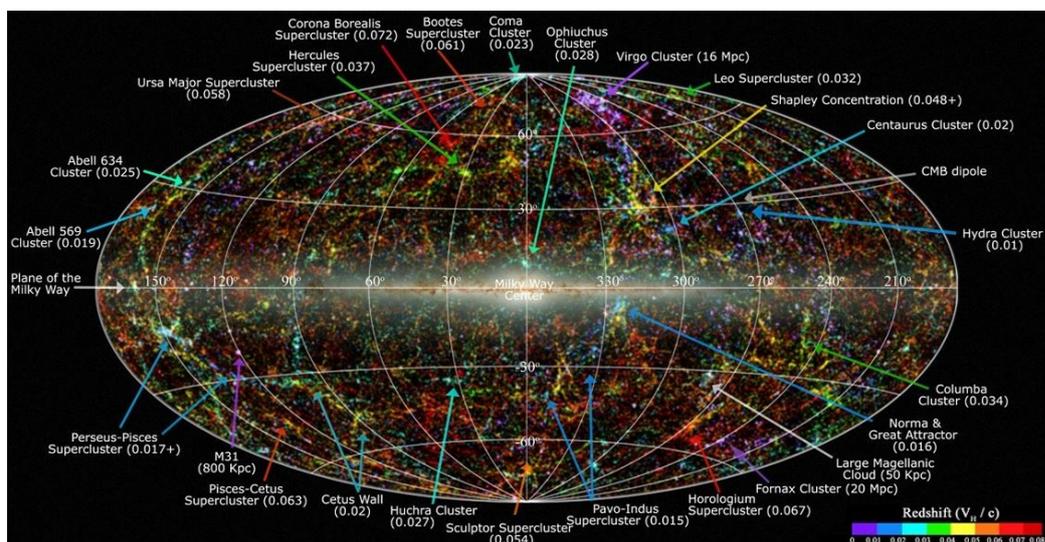
---

<sup>6</sup>Si stima che la densità media della componente oscura dell'Universo sia  $\rho_{osc} \sim 26 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$ , cioè 65 volte superiore a quella della materia visibile, che risulta invece  $\rho_{vis} \sim 0.4 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$  (circa un protone per metro cubo).



## 1.3 Superammassi di galassie e struttura a grande scala

Gruppi ed ammassi di galassie possono formare strutture gerarchiche di dimensioni ancora maggiori, dette *superammassi di galassie* (*galaxy superclusters*). Per esempio, il Gruppo Locale fa parte del Superammasso Locale (o Superammasso della Vergine), al cui centro si trova proprio il già citato ammasso della Vergine. I principali ammassi e superammassi osservati nell'Universo Locale, cioè relativamente vicino a noi (fino ad un massimo di  $\approx 400$  Mpc), sono riportati in Figura 1.8.



**Figura 1.8.** Struttura a grande scala dell'Universo Locale: ammassi e superammassi nell'Universo vicino a noi, osservati nell'infrarosso. L'immagine è tratta dal catalogo 2MASS (*2 Micron All-Sky Survey*, 1997-2001), che comprende oltre 1.5 milioni di galassie, e dal catalogo PSC (*Point Source Catalogue*), che comprende mezzo miliardo di stelle della Via Lattea. Le galassie sono colorate a seconda del loro redshift  $z$ : le blu sono le più vicine ( $z < 0,01$ ), le verdi sono quelle ad una distanza media ( $0,01 < z < 0,04$ ) e le rosse sono le più lontane ( $0,04 < z < 0,1$ ). Mappa creata da T. Jarrett (IPAC/Caltech).

I superammassi hanno diametri dell'ordine di  $\approx 20 - 100$  Mpc; in realtà, a queste scale, essi appaiono come aggregazioni non propriamente distinte, bensì

facenti parte di una rete o ragnatela continua, detta appunto *ragnatela cosmica* (*cosmic web*), costituita da *filamenti* di materia luminosa che collegano i diversi superammassi, immersi in ampie regioni di *vuoti* cosmici, apparentemente senza materia luminosa. Filamenti e vuoti costituiscono la cosiddetta *struttura a grande scala* (*large-scale structure*) dell'Universo, riportata nelle Figure 1.9 e 1.10 nella pagina successiva.

### Funzioni di correlazione

E' importante sottolineare che i superammassi sono strutture non virializzate, cioè non ancora in equilibrio: le velocità medie delle galassie e degli ammassi che li costituiscono sono  $V \approx 1000$  km/s, dunque non sufficienti per permettere l'attraversamento della struttura in un tempo minore dell'età dell'Universo:  $t = D/V > 10^{11}$  anni. In altre parole, le componenti del sistema non hanno ancora potuto "sentirsi" gravitazionalmente. Pertanto, si possono interpretare i superammassi come traccianti delle disomogeneità iniziali dell'Universo: studiare la struttura a grande scala del nostro cosmo, quindi la distribuzione di galassie, ammassi e superammassi, rappresenta un modo di indagare anche sulle origini dell'Universo stesso. In concreto, tale distribuzione è studiata mediante metodi statistici, basati sull'analisi delle cosiddette *funzioni di correlazione*. La probabilità che una galassia, in una regione di densità numerica  $n$ , si trovi al centro di un volume  $dV$  è data da:

$$dP = n dV \quad (1.4)$$

La *funzione di correlazione a due punti*  $\xi(r)$  è definita come l'eccesso di probabilità, rispetto ad una distribuzione omogenea, di trovare galassie in due volumi  $dV_1$  e  $dV_2$  separati da una distanza  $r$ :

$$dP = n^2 dV_1 dV_2 [1 + \xi(r)] \quad (1.5)$$

Osservativamente, si è ottenuto che fino a distanze dell'ordine dei 10 Mpc la funzione di correlazione è del tipo:

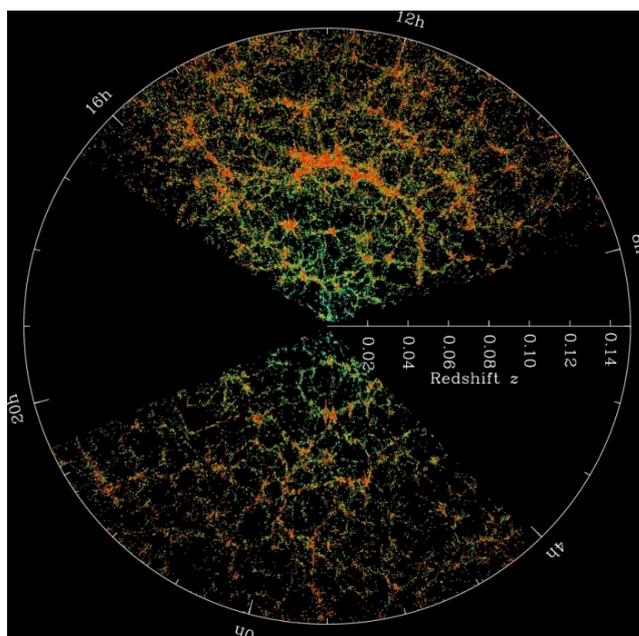
$$\xi(r) = \left(\frac{r_0}{r}\right)^\gamma, \quad r_0 = 5.4 \pm 1 h^{-1} \text{ Mpc} \quad \gamma = 1.77 \pm 0.04 \quad (1.6)$$

dove  $h = H/H_0$  con  $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Lo stesso andamento vale anche per la correlazione tra ammassi e tra superammassi, con lo stesso esponente  $\gamma$ , ma

### 1.3. SUPERAMMASSI DI GALASSIE E STRUTTURA A GRANDE SCALA 31



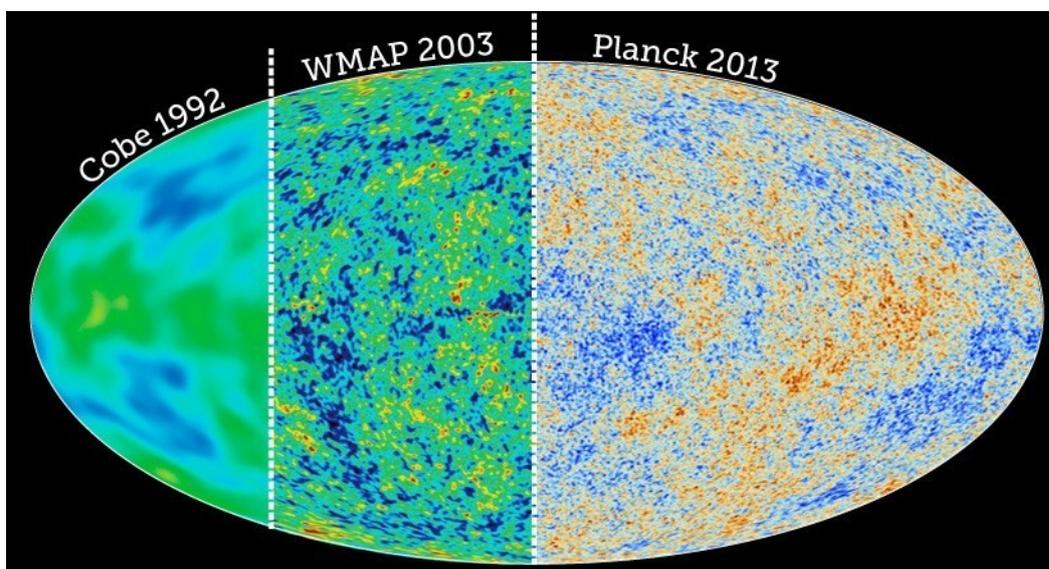
**Figura 1.9.** Immagine tratta dalla *Center for Astrophysics (CfA) Redshift Survey* che mostra la struttura a grande scala dell'Universo fino a 150 Mpc, cioè circa il 2% della distanza dal confine dell'Universo osservato. I punti bianchi sono le galassie: sono anche evidenti i filamenti e i vuoti cosmici.



**Figura 1.10.** Immagine tratta dalla *Sloan Digital Sky Survey (SDSS)* che mostra la struttura a grande scala dell'Universo fino a circa 2 miliardi di anni luce da noi. I punti *rossi* sono le galassie con più stelle rosse, spesso sinonimo di galassie più vecchie e grandi. Si noti la distribuzione a ragnatela. Un *redshift* maggiore corrisponde ad una maggior distanza dalla Terra, situata al centro dell'immagine.

differente distanza di correlazione  $r_0$ . Infatti, per gli ammassi risulta  $r_0 \leq 15$  Mpc con densità di galassie  $n \sim 2 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$ , mentre per i superammassi si ha  $r_0 \leq 30$  Mpc con densità di ammassi  $n \sim 10^{-6} \text{ Mpc}^{-3}$ ; è importante notare che la distribuzione delle varie gerarchie di aggregazioni suggerisce una distribuzione omogenea e non frattale.

**Principio cosmologico e radiazione cosmica di fondo** Come già accennato, l'Universo sembra apparire omogeneo ed isotropo, quindi uguale per qualunque osservatore in qualunque punto esso si trovi, almeno a livello degli ammassi di galassie. Questa assunzione di omogeneità ed isotropia a scale sufficientemente grandi è conosciuta come *Principio Cosmologico*, il quale stabilisce pertanto che le grandezze che descrivono il flusso del fluido cosmico siano invarianti per traslazione dell'origine e per rotazione degli assi; tuttavia, a scale inferiori, è possibile rivelare una struttura disomogenea e frattale. Le prove di ciò sono rappresentate dalla scoperta, da parte di Arno Penzias e Robert Wilson (1965), dell'esistenza della cosiddetta *radiazione cosmica di fondo* o *fondo di radiazione a microonde primordiale* (*Cosmic Microwave Background Radiation* o CMBR), esistenza già prevista negli anni '50 da ragionamenti termodinamici da parte di Ralph Alpher, George Gamow e Robert Herman. Si tratta appunto di un fondo di radiazione con spettro di corpo nero alla temperatura di 2.73 K, con picco di emissione nella banda delle microonde. La misura è stata confermata con estrema precisione dal satellite COBE (COsmic Background Explorer), noto anche con il nome *Explorer 66*, lanciato dalla NASA il 18 novembre 1989 ed operativo fino al 1993. In seguito, altri satelliti sono stati lanciati con lo stesso scopo di misurare lo spettro della radiazione cosmica, tra cui BOOMERanG (Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics), WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) e Planck. Un semplice confronto tra alcune mappe ottenute dai diversi satelliti citati è riportato in Figura 1.11 a fronte. La CMBR costituisce solo un contributo allo spettro di radiazione dell'Universo: per lo spettro elettromagnetico globale è necessario considerare anche i fotoni emessi dalle sorgenti localizzate astrofisiche, appunto stelle, galassie e gas, cosiddetti *fondi di radiazione*, cioè la sovrapposizione di sorgenti distanti e non risolte. In Tabella 1.1 a pagina 34 sono riportate la densità di energia della radiazione e la densità



**Figura 1.11.** La mappa della radiazione cosmica di fondo primordiale ottenuta dai satelliti COBE (1992), WMAP (2003) e Planck (2013), a confronto.

numerica dei fotoni dello spettro elettromagnetico universale alle varie frequenze, dovute all'insieme delle sorgenti cosmiche, oltre che al fondo primordiale; si noti che quest'ultimo rappresenta di fatto il contributo energetico principale. La CMBR presenta delle anisotropie sulla scala  $\Delta T/T \approx 10^{-5}$ , le quali codificano le disomogeneità del plasma primordiale del Big Bang, permettendo di eseguire test sui modelli dell'Universo; in particolare, essa è una prova a sostegno del modello di un Universo non statico, bensì in espansione continua fin dalla sua nascita al momento del cosiddetto *Big Bang*. Questa espansione, che appare addirittura accelerata, è anche in linea con la *legge di Hubble*, il quale propose nel 1929 l'omonima legge empirica accorgendosi che le galassie osservate mostrano uno spostamento delle righe spettrali verso il rosso (redshift)  $z$  tanto maggiore quanto maggiore è la loro distanza  $d$ ; indicando con  $c$  la velocità della luce, con  $\lambda_0$  la lunghezza d'onda a riposo della radiazione, con  $\lambda$  la lunghezza d'onda osservata (dunque affetta dal redshift) e con  $H_0$  una costante, detta appunto *costante di Hubble*, la legge si esprime:

$$z c = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} c = H_0 d \quad (1.7)$$

**Espansione  
dell'Universo:  
la legge di  
Hubble**

**Tabella 1.1.** Densità di energia e numerica dei fotoni cosmici.

Banda elettromagnetica	Densità di energia della radiazione ( $eV\ cm^{-3}$ )	Densità numerica dei fotoni ( $cm^{-3}$ )
<b>Radio</b>		
(a) onde metriche	$3 \times 10^{-8}$	0.3
(b) microonde (CMBR)	0.25	400
Infrarosso	$10^{-2} - 10^{-3}$	0.1 - 1
Visibile	$3 \times 10^{-3}$	$10^{-3}$
<b>Raggi X</b>		
(a) $h\nu < 1\ keV$	$10^{-4} - 10^{-5}$	$3 \times 10^{-7} - 3 \times 10^{-8}$
(b) $h\nu \sim 1 - 200\ keV$	$4 \times 10^{-4}$	$10^{-5}$
<b>Raggi gamma</b>		
(a) $h\nu \sim 1 - 10\ MeV$	$10^{-4} - 10^{-5}$	$3 \times 10^{-11} - 3 \times 10^{-12}$
(b) $h\nu > 30\ MeV$	$10^{-5}$	$10^{-12}$

Hubble, aiutato dal suo assistente Humason, stimò la distanza  $d$  di 32 galassie tramite il metodo delle Cefeidi e misurò il rispettivo redshift  $z$  tramite l'effetto Doppler delle righe spettrali. Nel caso di redshift piccoli, generalmente  $z \ll 1$  o comunque fino al massimo  $z \approx 1 - 1.5$ , ovvero per oggetti non troppo lontani da noi, l'effetto Doppler può essere considerato come unica causa dello spostamento verso il rosso, dunque è possibile trascurare gli effetti relativistici:

$$z \approx \frac{v}{c} \quad (1.8)$$

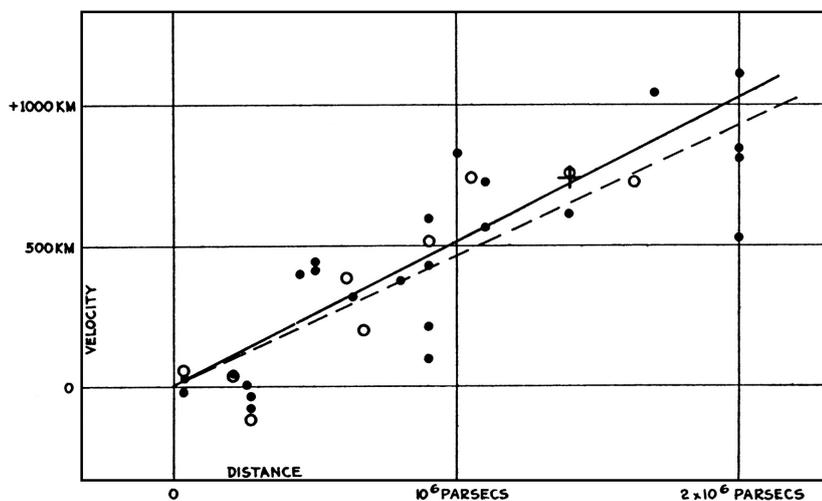
dove  $v$  è la velocità di allontanamento tra i due oggetti. In tale approssimazione, la legge di Hubble (1.7) diviene:

$$v = H_0 d \quad (1.9)$$

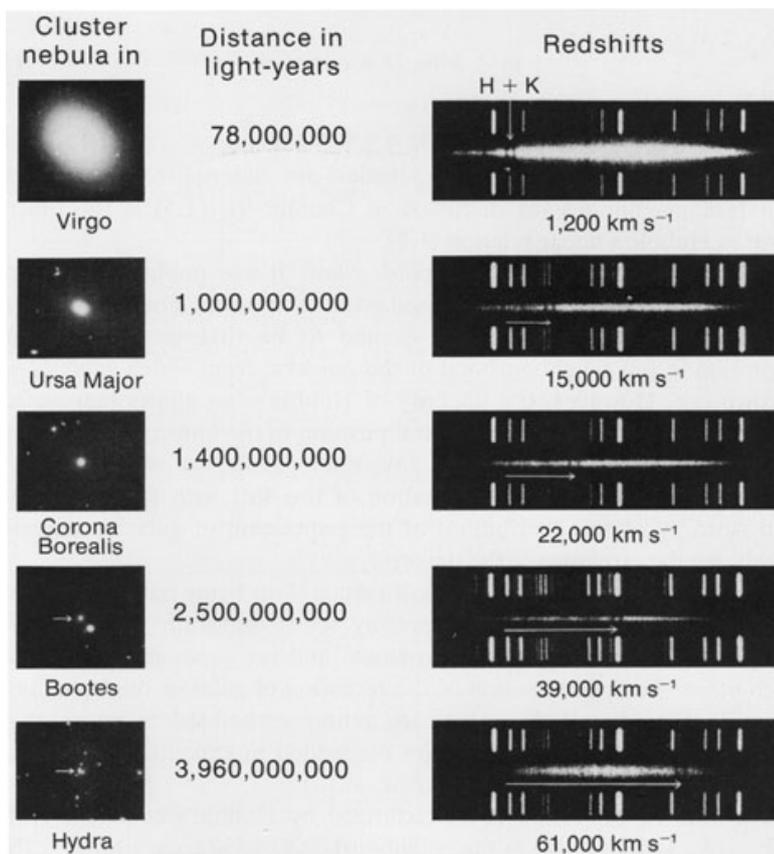
Gli studi condotti dai due scienziati sono in linea con queste considerazioni e sono riportati in Figura 1.12 a fronte.

Tuttavia, per distanze maggiori occorre considerare altri effetti, come la curvatura dello spazio-tempo descritta dalla teoria della relatività generale di Einstein

1.3. SUPERAMMASSI DI GALASSIE E STRUTTURA A GRANDE SCALA 35



**Figura 1.12.** Il diagramma di Hubble (1936) sulla relazione tra la velocità di recessione e la distanza delle galassie basato su 32 oggetti.



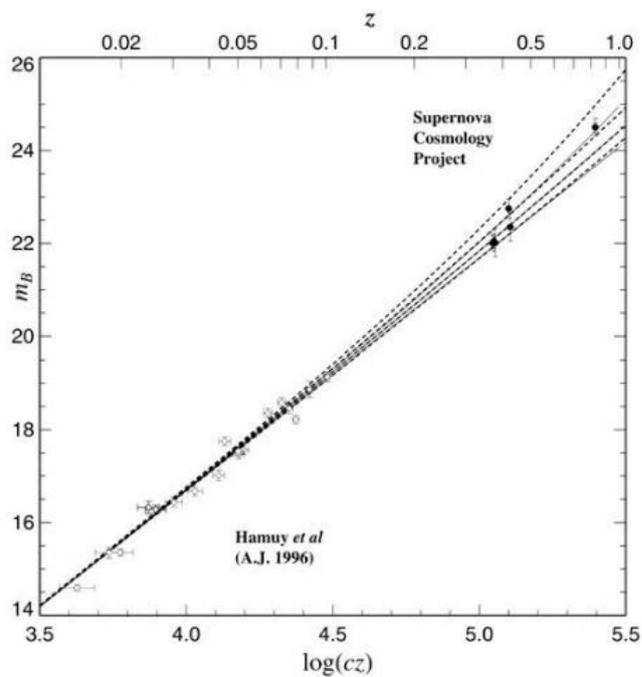
**Figura 1.13.** Esempi di spettri di oggetti a distanze cosmologiche.

e l'espansione accelerata dell'Universo, per cui la relazione non è più esattamente lineare come discusso da Hubble. In questo caso, il redshift diviene cosmologico e cioè dovuto proprio all'espansione dell'Universo (*Hubble flow*) e non al moto peculiare degli oggetti. In Figura 1.13 nella pagina precedente sono riportati gli spettri di alcuni oggetti a distanze cosmologiche da noi.

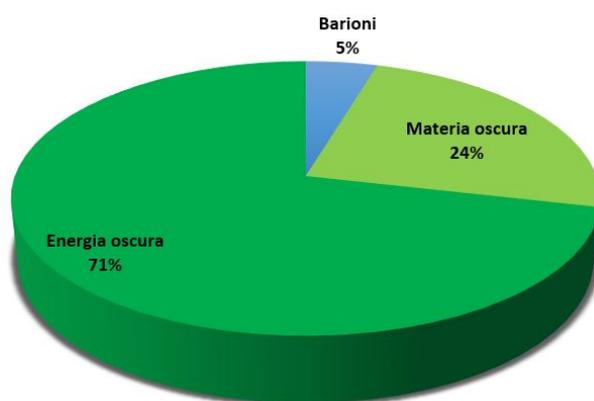
Attualmente si stima che la costante di Hubble sia  $H_0 = (71.0 \pm 2.5) \text{ km s}^{-1} \text{ Mp}^{-1}$ .

**Espansione accelerata dell'Universo: l'energia oscura** Il valore dipende dalla curvatura dell'Universo, ovvero dalla massa totale in esso contenuta; in altre parole, un diagramma della velocità di recessione (o del redshift) delle galassie in funzione della distanza, che è una linea retta fino a distanze intermedie, può dare un'idea della quantità totale di materia nel Cosmo e può fornire informazioni cruciali sulla materia oscura. Infine, studiando la legge di Hubble a grandi distanze tramite le supernove di Tipo Ia (SN Ia) come *candele standard*, ci si è resi conto che le magnitudini apparenti sono minori di quanto atteso; ciò significa che le loro distanze sono maggiori rispetto a quelle attese e previste dalla legge di Hubble lineare. Pertanto, la velocità di recessione aumenta con la distanza in modo più che lineare. Questo fatto può essere spiegato con una espansione accelerata dell'Universo; dalla Figura 1.14 a fronte si evince proprio che le luminosità degli oggetti ad alto redshift seguono una legge di espansione accelerata. Tuttavia, la causa di tale accelerazione è ignota e si introduce così il concetto di *energia oscura* (*dark energy* o *DE*), come quell'energia non direttamente osservabile che contrasta la forza gravitazionale attrattiva tra gli oggetti massivi, non consentendo il collasso gravitazionale dell'Universo ma piuttosto favorendone l'espansione. L'energia oscura pervade l'intero Cosmo ed attualmente ne costituisce il principale componente, come illustrato in Figura 1.15 nella pagina successiva.

### 1.3. SUPERAMMASSI DI GALASSIE E STRUTTURA A GRANDE SCALA 37



**Figura 1.14.** Il grafico riporta la magnitudine apparente  $m_B$  di oggetti vicini (Calan-Tololo Supernova Survey) rappresentati da cerchietti vuoti, e lontani (Supernova Cosmology Project) rappresentati da cerchietti pieni, in funzione del relativo redshift.



**Figura 1.15.** Composizione in percentuale dei costituenti principali dell'Universo attuale.



## Capitolo 2

# Emissione X degli ammassi di galassie

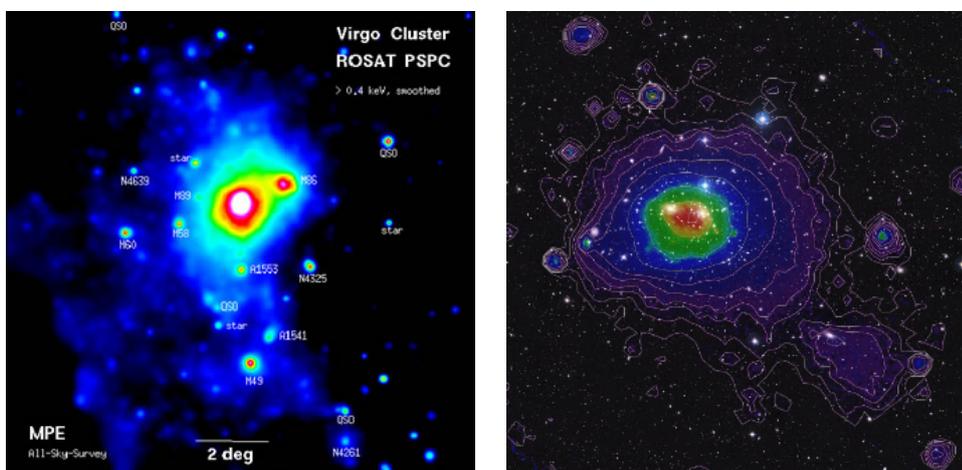
*We might kiss  
When we are alone  
When nobody's watching  
We might take it home.*  
Damien Rice - Barcelona PS 2015

Un'altra tecnica osservativa già accennata precedentemente consiste nella rivelazione dei raggi X emessi dal gas caldo intergalattico, notevolmente riscaldato dalla “compressione” nel campo gravitazionale dell'ammasso stesso. Gli ammassi irregolari presentano emissione in X più concentrata in corrispondenza delle singole galassie, mentre gli ammassi regolari emettono in modo più diffuso su tutta la loro estensione. La misura dell'emissione X permette di calcolare la massa del gas intergalattico ad esso imputata e risulta circa il 10 – 20% della massa totale dell'ammasso, mentre l'1% è costituito dalle galassie ed il restante 80–90% è rappresentato da materia oscura. Alcuni ammassi osservati ai raggi X sono riportati nella Figura 2.1 nella pagina seguente.

Il grande surriscaldamento dell'ICM è dovuto essenzialmente ai fenomeni di *merger*. Tuttavia, certi ammassi manifestano un comportamento diverso, detto *cooling flow* [4], con il quale si intende l'addensamento di materia dell'ammasso

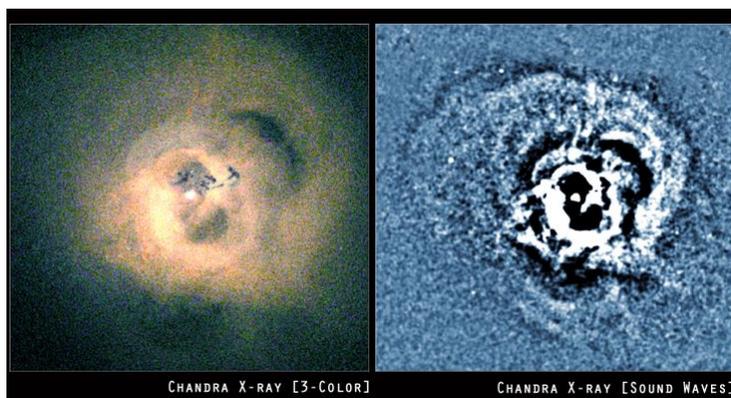
**Osservazione ai raggi X**

**Cooling flow e merger**



(a) Immagine ai raggi X della regione centrale dell'ammasso della Vergine. La distribuzione è più piatta al centro e diventa più irregolare alla periferia, evidenza che l'ammasso sia ancora in formazione. Foto: MPE (Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics).

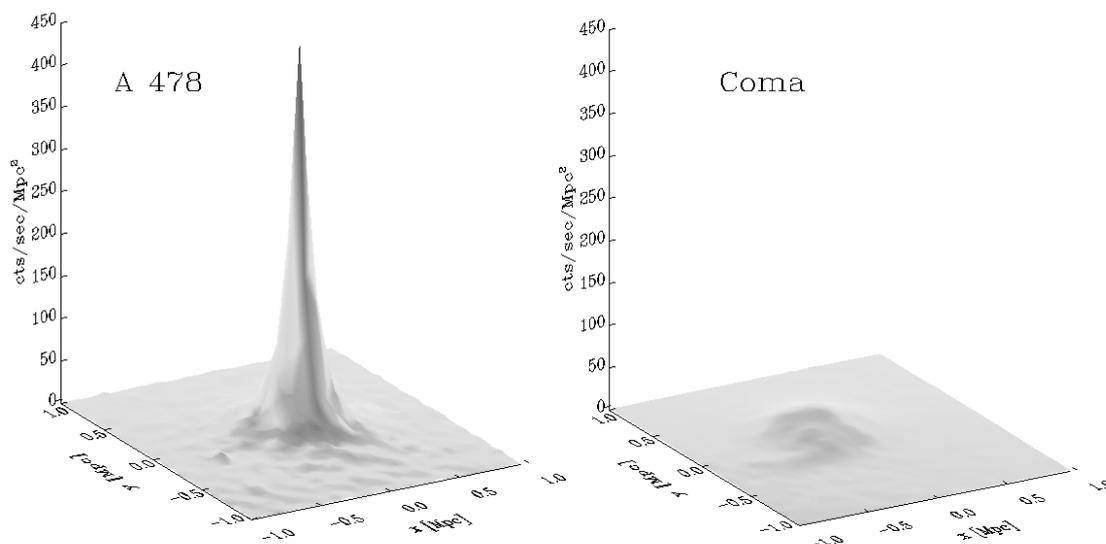
(b) L'ammasso della Chioma in un'immagine nel visibile sovrapposta all'immagine nei raggi X. Si notino le due galassie ellittiche al centro, vicino alle quali l'emissione X è più potente e dalle quali si sviluppa una coda che scende verso destra. Foto: MPI (Max Planck Institute) (immagine ROSAT ai raggi X); NASA/ESA/DSS2 (immagine ottica).



(c) Ammasso di Perseo. Pannello di sinistra: il gas caldo, e non le singole galassie, emette fortemente in X (immagine a falsi colori del Chandra Observatory). La sorgente luminosa centrale, circondata da due grandi cavità, è il buco nero supermassiccio dell'ammasso. Pannello di destra: i dati sui raggi X sono rielaborati per evidenziare il contrasto e rivelare così una struttura molto regolare di onde di pressione che si propagano attraverso il gas caldo, probabilmente generate dall'attività del buco nero e che mantengono il gas stesso ad alta temperatura.

**Figura 2.1.** Alcuni ammassi di galassie osservati ai raggi X.

verso il nucleo (*core*). Ciò determina pertanto una diminuzione del libero cammino medio delle particelle e un' aumentata emissione in X mediante bremsstrahlung oppure, anche se in misura minore, tramite Compton inverso. Questa accentuata emissione in X dovrebbe portare ad un grande raffreddamento del gas emittente stesso e allo stesso tempo un' affluenza di gas più caldo dalla periferia verso il centro, in un processo che si autoalimenta. Poiché esso si verifica in ammassi con una galassia centrale dominante cD, questi sono anche detti *cooling core clusters* oltre che *cooling flow clusters*, diversamente dai *non-cooling flow clusters*. Ai raggi X, questi due tipi di ammassi presentano uno spettro con o senza un forte picco centrale, rispettivamente, come in Figura 2.2: in un ammasso *cooling core* l'alta densità di materia nella regione centrale determina una elevata emissione per Bremsstrahlung termica e conseguentemente un elevato raffreddamento, che richiama allora ulteriore materia dall' esterno verso le regioni centrali, e così via.



**Figura 2.2.** Le luminosità superficiali ai raggi X di un ammasso *cooling flow* come A478 (a sinistra) a confronto con un ammasso *non-cooling flow* come l'ammasso della Chioma (a destra), riscaldati come se fossero alla stessa distanza. Si noti il forte picco centrale dell'ammasso *cooling core*, in quanto la densità sale notevolmente verso il centro, richiamando gas dalla periferia.

Per quanto riguarda gli ammassi *cool-core*, il tasso di deposizione di massa

$\dot{M}$  dovuto al raffreddamento può essere stimato considerando la luminosità  $L_{cool}$  associata alle regioni centrali, entro un raggio definito  $r_{cool}$  attraverso la formula:

$$L_{cool} = \frac{5}{2} \frac{\dot{M}}{\mu m_p} k T \quad (2.1)$$

dove  $T$  è la temperatura del gas a distanza  $r_{cool}$ ,  $\mu$  è la massa molecolare media e  $k$  è la costante di Boltzmann. Dai dati emerge che  $L_{cool}$  varia all'interno del range  $10^{42} - 10^{44}$  erg/s e generalmente rappresenta circa il 10% della luminosità totale dell'ammasso. Si calcola che a causa del *cooling flow* il flusso di massa nell'ICM possa variare tra  $10 - 100 M_{\odot}$ /anno e che il gas possa perdere fino al 90% della propria energia termica. Il tempo di raffreddamento del gas racchiuso entro  $r_{cool}$  si può stimare con il rapporto tra l'energia termica e l'energia irradiata per *bremsstrahlung*, ottenendo un valore dell'ordine dei  $10^{10}$  anni. Nel nucleo degli ammassi, dove la densità è maggiore, il tempo di raffreddamento è paragonabile all'età dell'ammasso. Altri ammassi presentano invece picchi ai raggi X nelle regioni periferiche e non centrali, il che è ricondotto a fenomeni di *merging*, ossia processi di fusione o coalescenza dovuti all'interazione gravitazionale tra galassie appartenenti all'ammasso. Esso non comporta però una collisione fisica tra gli elementi coinvolti, data l'enorme distanza tra le stelle che rende il parametro di impatto molto elevato. In ogni caso, durante il *merger* il gas intergalattico raggiunge alte energie grazie alle onde d'urto (*shock waves*) che comprimono e dunque surriscaldano il gas stesso, producendo elettroni relativistici. Grazie al *merging* si possono generare inoltre intensi campi magnetici che, assieme agli elettroni prodotti, portano ad emissioni radio diffuse che si analizzeranno in seguito. Infine, è importante sottolineare che sulla base di dati empirici è stata ipotizzata l'incompatibilità tra processi di *cooling flow* e processi di *merging*; in altre parole, il *cooling flow* si presenta in ammassi rilassati, cioè che abbiano già raggiunto l'equilibrio viriale e che quasi mai abbiano una struttura irregolare, la quale invece indica spesso un processo di *merger* ancora in atto. Infatti, gli ammassi contenenti aloni radio, spesso associati agli urti derivati dal *merger*, non mostrano *cooling flow*.

**Il cooling flow problem** Tuttavia, dalle osservazioni ai raggi X risulta che la quantità di raffreddamento è assai minore di quella invece attesa; anche il tasso di formazione stellare è assai

contenuto. Questi aspetti caratterizzano il cosiddetto *cooling flow problem*: non si osserva la quantità di raffreddamento attesa per l'ICM, che invece potrebbe essere mantenuto ad alta temperatura ad opera di un AGN presente nella galassia più luminosa al centro dell'ammasso.

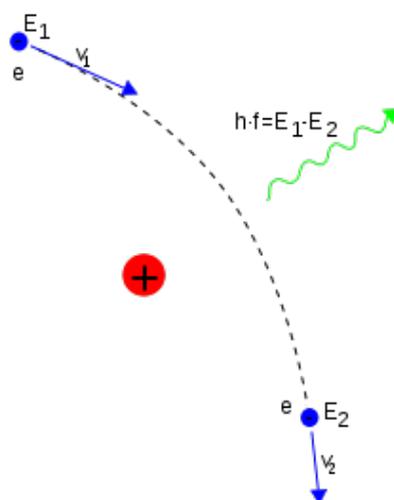
I meccanismi principalmente responsabili dell'emissione X di un ammasso di galassie sono la *bremsstrahlung termica* e il *Compton inverso* :

- *Bremsstrahlung termica* o *free-free emission*: radiazione dovuta all'accelerazione di una carica, per esempio un elettrone, all'interno del campo coulombiano generato da un'altra carica, ad esempio un atomo ionizzato;
- *Compton inverso*: emissione provocata dall'aumento in energia (a cui corrisponde quindi una diminuzione della lunghezza d'onda e un aumento della frequenza) di fotoni a bassa energia (per esempio provenienti dalla radiazione cosmica di fondo) che subiscono uno *scattering* (diffusione) con elettroni ultrarelativistici all'interno dell'ammasso.



## 2.1 Bremsstrahlung o radiazione di frenamento

L'emissione per *bremsstrahlung*, di cui è riportato uno schema in Figura 2.3 è il meccanismo con cui una particella carica, ad esempio un elettrone, emette radiazione nella banda X quando accelerata dal campo coulombiano generato da un'altra carica, ad esempio uno ione. Poiché si evince che l'irraggiamento è inversamente proporzionale alla massa, in un gas ionizzato sono soprattutto gli elettroni ad emettere, mentre gli ioni, che sono più massivi, possono essere considerati a riposo. Inoltre, se gli elettroni e i nuclei sono in equilibrio termico alla temperatura



**Figura 2.3.** Rappresentazione schematica della radiazione per *bremsstrahlung* o *free-free emission*.

$T$ , si parla di *bremsstrahlung termica* [5]. Una trattazione rigorosa del meccanismo richiederebbe la meccanica quantistica, in quanto possono essere prodotti fotoni con energie paragonabili a quelle degli ioni emettenti; tuttavia, una trattazione classica consente di ottenere ottimi risultati in certi regimi, eventualmente aggiungendo opportuni fattori correttivi, come i fattori di Gaunt.

Le componenti dell'accelerazione di un elettrone, parallela e perpendicolare alla velocità iniziale, nel sistema di riferimento a riposo causata da una singola

**Bremsstrahlung:  
caso generale**

carica  $Z e$  sono rispettivamente:

$$\begin{aligned} a_{\parallel} &= -\frac{eE_{\parallel}}{m_e} = \frac{\gamma Z e^2 v t}{m_e [b^2 + (\gamma v t)^2]^{3/2}} \\ a_{\perp} &= -\frac{eE_{\perp}}{m_e} = \frac{\gamma Z e^2 b}{m_e [b^2 + (\gamma v t)^2]^{3/2}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

dove  $b$  è il parametro di impatto,  $e$  la carica elementare dell'elettrone,  $m_e$  la massa dell'elettrone,  $v$  la velocità dell'elettrone,  $\gamma$  il fattore di Lorentz dell'elettrone,  $Z$  il numero atomico del nucleo e  $t$  il tempo. Si possono trascurare gli eventuali effetti di un campo magnetico. Considerando le trasformate di Fourier delle componenti delle accelerazioni è possibile calcolare lo spettro  $I(\omega)$  della radiazione totale emessa da un singolo elettrone che interagisce con un solo ione:

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \frac{4e^2}{3c^3} [|a_{\parallel}(\omega)|^2 + |a_{\perp}(\omega)|^2] \\ &= \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m_e^2 \gamma v^3} \left[ \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) + K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.3)$$

dove gli integrali per l'accelerazione parallela e perpendicolare  $I_{1,2}$  sono legati alle funzioni di Bessel  $K_{0,1}$  di ordine 0 e 1 rispettivamente. Ad alte frequenze (*high frequency*) l'andamento è:

$$I_{hf}(\omega) = \frac{4Z^2 e^6}{3\pi c^3 m_e^2 \gamma v^3} \left[ \frac{1}{\gamma^2} + 1 \right] \exp\left(-\frac{2\omega b}{\gamma v}\right) \quad (2.4)$$

dove si ritrova il tempo effettivo di collisione  $\tau = 2b/\gamma v$ ; il taglio esponenziale indica come non vi sia emissione a frequenze superiori a  $\sim \tau^{-1}$ . A basse frequenze (*low frequency*) l'andamento spettrale è:

$$I_{lf}(\omega) = \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m_e^2 b v^2} \left[ 1 - \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \ln^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right] \quad (2.5)$$

che per  $\omega \ll \tau^{-1}$  porta al valore costante

$$K = \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m_e^2 b v^2} \quad (2.6)$$

Per un elettrone che si muove in presenza di più ioni, si integra infine su tutti i valori del parametro di impatto che contribuiscono a  $\omega$ . Trasformando nel sistema

di riferimento comovente con l'elettrone dove la densità di nuclei risulta  $N' = \gamma N$  ( $N$  è il valore nel laboratorio), si ottiene:

$$I(\omega') = \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b \gamma N v K db = \frac{16Z^2 e^6 \gamma N}{3c^3 m_e^2 v} \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (2.7)$$

Considerando ora il caso in cui elettrone e nucleo siano in equilibrio termico alla temperatura  $T$  e trascurando gli effetti relativistici, ossia facendo tendere  $\gamma \rightarrow 1$  e tralasciando gli apici, lo spettro della radiazione totale emessa dal singolo elettrone che interagisce col singolo ione diventa:

$$I(\omega) = \frac{16Z^2 e^6 N}{3c^3 m_e^2 v} \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (2.8)$$

Si fissano inoltre i limiti dei parametri di impatto:

$$b_{max} = \frac{v}{\omega} \quad (2.9)$$

$$b_{min} = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2m_e v^2} & T \leq 10^4 \text{ K} \\ \frac{\hbar}{2m_e v} & T \geq 10^4 \text{ K} \end{cases} \quad (2.10)$$

$$\Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}} = \begin{cases} \frac{2m_e v^3}{Ze^2 \omega} \\ \frac{2m_e v^2}{\hbar \omega} \end{cases} \quad (2.11)$$

$$(2.12)$$

Integrando su tutte le frequenze si ricava l'energia totale persa per *bremsstrahlung* da una particella non relativistica:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dt}\right)_{brems} &= \int_0^{\omega_{max}} I(\omega) d\omega \approx \\ &\approx \frac{8Z^2 e^6 N v}{3c^3 m_e \hbar} \ln \Lambda \approx \text{costante} \times Z^2 N v \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\propto E^{1/2}$$

**Bremsstrahlung  
termico e non  
relativistico**

Si passa infine all'integrazione su una distribuzione maxwelliana di elettroni:

$$N_e(v) dv = 2\pi N_e \left( \frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left( -\frac{m_e v^2}{2kT} \right) dv \quad (2.14)$$

per ricavare l'emissività di *bremsstrahlung* termico da un plasma a temperatura  $T$ :

$$\begin{aligned} \epsilon_\nu &= \frac{64\pi}{3} \left( \frac{\pi}{6} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \left( \frac{m_e}{kT} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{h\nu}{kT} \right) g_{ff}(\nu, T) = \\ &= 6.8 \times 10^{-38} \frac{Z^2 N_e N}{T^{1/2}} \exp \left( -\frac{h\nu}{kT} \right) g_{ff}(\nu, T) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \end{aligned} \quad (2.15)$$

dove  $\nu = \omega/2\pi$  e  $g_{ff}$  è un fattore correttivo, detto *fattore di Gaunt*, che consente di discriminare tra le basse e le alte frequenze, a seconda della banda:

$$\text{radio:} \quad g_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left[ \ln \left( \frac{8k^3 T^3}{\pi^2 e^4 \nu^2 Z^2} \right) - \sqrt{\gamma} \right] \quad (2.16)$$

$$\text{raggi X:} \quad g_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left( \frac{kT}{h\nu} \right) \quad (2.17)$$

Infine, la brillantezza totale integrata sulle frequenze risulta:

$$\begin{aligned} - \left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{brems}} &= \frac{32\pi e^6}{3hm_e c} \left( \frac{2\pi kT}{3m_e} \right)^{1/2} Z^2 N_e N \bar{g} = \\ &= 1.43 \times 10^{-27} T^{1/2} Z^2 N_e N \bar{g} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (2.18)$$

dove  $\bar{g}$  è un fattore di Gaunt mediato sulle velocità.

**Bremsstrahlung relativistico** Nel regime relativistico occorre utilizzare l'elettrodinamica quantistica. Ciononostante, si possono ricavare alcuni risultati in modo semplice trattando il problema con il metodo dei quanti virtuali nel sistema di riferimento a riposo dell'elettrone. In tal caso, l'effetto del campo elettrostatico dello ione può essere trattato come uno *scattering* Compton sull'elettrone. Di fatto risulta che la brillantezza totale presenta solo una piccola correzione rispetto al caso non relativistico:

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{brems}} = 1.43 \times 10^{-27} T^{1/2} Z^2 N_e N \bar{g} (1 + 4.4 \times 10^{-10} T) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (2.19)$$

L'emissione X proveniente dall'ICM è dovuta alle condizioni fisiche in cui questo gas si ritrova. Infatti, a temperature del gas  $T_g \approx 10^8$  K e a densità atomiche  $n \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ , la radiazione primaria proveniente da un gas composto principalmente da idrogeno è prodotta dal meccanismo di *bremstrahlung termica*. L'emissività (ossia l'energia emessa per unità di tempo, frequenza e volume) alla frequenza  $\nu$  di un gas a temperatura  $T_g$ , causata dallo *scattering* di elettroni da parte di ioni di carica  $Ze$ , è data da:

$$\epsilon_{\nu}^{ff} = \frac{2^5 \pi e^6}{m_e c^3} \left( \frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{1/2} Z^2 n_e n_i g_{ff}(Z, T_g, \nu) T_g^{-1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_g}\right) \quad (2.20)$$

dove  $n_e$  ed  $n_i$  sono rispettivamente la densità di elettroni e di ioni, mentre  $g_{ff}(Z, T_g, \nu)$  è il fattore di Gaunt che tiene in considerazione gli effetti quantistici. I dati sull'emissione in X proveniente dagli ammassi possono essere utilizzati all'interno del  $\beta$ -Model idrostatico e isoterma precedentemente accennato, al fine di stimarne la massa totale. Infatti, la luminosità in X di un ammasso è fortemente correlata alla temperatura del gas  $T_g$  e alla sua densità  $\rho_g$ . Analizzando quindi lo spettro di *bremstrahlung* termica è possibile ricavare le grandezze necessarie per applicare il  $\beta$ -Model idrostatico e isoterma e calcolare così la massa dell'ammasso:

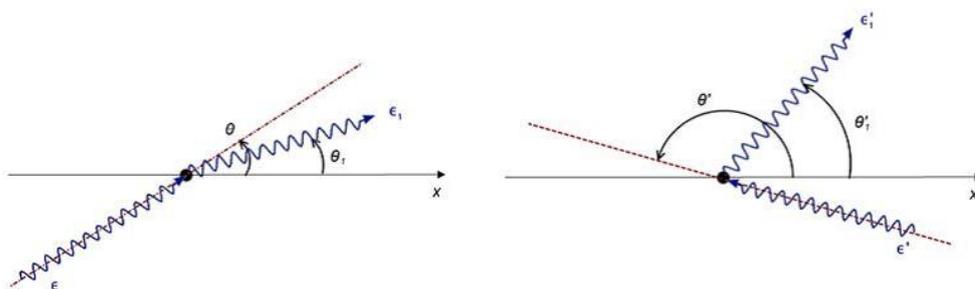
$$M_{tot}(r) = -\frac{kT_g}{\mu m_p} \left( \frac{\partial \log \rho_g}{\partial \log r} + \frac{\partial \log T_g}{\partial \log r} \right) \quad (2.21)$$

**Bremstrahlung  
e  $\beta$ -Model**



## 2.2 Compton Inverso

L'effetto Compton inverso [6] (*inverse Compton* o IC) avviene durante lo *scattering* tra particelle libere, in particolare tra elettroni ultrarelativistici e fotoni a basse energie. A differenza dell'effetto *Compton* "standard", quello inverso consiste in una perdita energetica per l'elettrone ed in un guadagno energetico per il fotone, il quale incrementa di conseguenza anche la propria frequenza. In questo modo si producono radiazioni elettromagnetiche che possono appartenere alla banda ottica, X o  $\gamma$ , il che è indice della quantità di energia persa da parte degli elettroni relativistici all'interno delle radiosorgenti. Per descrivere il fenomeno, consideriamo due sistemi di riferimento: il sistema del laboratorio,  $K$ , in cui l'elettrone ha fattore di Lorentz  $\gamma$ , e il sistema a riposo con l'elettrone,  $K'$ , come illustrato in Figura 2.4.



**Figura 2.4.** *Compton* inverso: scattering di un fotone che interagisce con un elettrone, nel sistema  $K$  del laboratorio (a sinistra) e nel sistema  $K'$  a riposo con l'elettrone (a destra).

Si indicano con  $\epsilon$  ed  $\epsilon_1$  le energie del fotone prima e dopo lo scattering nel sistema del laboratorio  $K$ , mentre con  $\epsilon'$  ed  $\epsilon'_1$  le energie del fotone prima e dopo lo scattering nel sistema a riposo con l'elettrone  $K'$ . Allora, dalle formule dell'*effetto Doppler relativistico*, valido per  $h\nu \ll m_e c^2$  (dove  $\nu$  è la frequenza del fotone), si ottengono le seguenti equazioni:

$$\epsilon' = \epsilon\gamma(1 - \beta \cos \theta) \quad (2.22)$$

$$\epsilon_1 = \epsilon'_1\gamma(1 - \beta \cos \theta'_1) \quad (2.23)$$

in cui  $\epsilon$  ed  $\epsilon_1$  sono legate dalla relazione

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.24)$$

E' inoltre possibile espandere al primo ordine quest'ultima equazione, in quanto  $h\nu/m_e c^2 \ll 1$ , ottenendo:

$$\epsilon'_1 \approx \epsilon' \left[ 1 - \frac{\epsilon'}{m_e c^2} (1 - \cos \Theta) \right] \quad (2.25)$$

dove  $\Theta$  è l'angolo di diffusione espresso in funzione di  $\theta'$  e  $\theta'_1$  e degli angoli azimutali  $\phi$  e  $\phi'_1$  del fotone deflesso nel sistema di riferimento  $K'$ :

$$\cos \Theta = \cos \theta'_1 \cos \theta' + \sin \theta' \sin \theta'_1 \cos \phi' - \phi'_1 \quad (2.26)$$

Ne consegue che per effetto Compton inverso un fotone diffonde e riceve energia per opera di un elettrone relativistico fino ad un fattore dell'ordine di  $\gamma^2$ , convertendosi in un fotone ad alta energia, la cui frequenza media risulta:

$$\nu_1 = \frac{4}{3} \gamma^2 \nu \quad (2.27)$$

Lo spettro della radiazione emergente dall'interazione tra un elettrone relativistico di energia  $\gamma m_e c^2$  con un fascio di fotoni monocromatici di frequenza  $\nu_0$  è descritto dalla formula:

$$I(\nu) d\nu \approx \frac{3\sigma_{TC}}{16\gamma^4} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \nu d\nu \quad (2.28)$$

il cui grafico presenta una frequenza di *cut-off* corrispondente all'energia di un fotone che viene riflesso con un angolo pari a  $\pi$  durante lo scattering con un elettrone. Nel caso particolare in cui i fotoni provengano dalla radiazione cosmica di fondo CMBR, questo fenomeno di scattering viene più propriamente detto *effetto Sunyaev-Zel'dovich*: gli elettroni ad alte energie del plasma dell'ammasso, avendo tempi di vita molto brevi, deflettono i fotoni della CMBR per *Compton inverso*, trasferendo ad essi parte della propria quantità di moto e quindi energia. Se gli elettroni sono ultrarelativistici, con energie  $E_e = \gamma m_e c^2$  dove sia  $\gamma \gg 1$ , e la loro frequenza iniziale è  $\nu_{cmb}$ , allora mediamente la frequenza dei fotoni dopo lo scattering è:

$$\nu_x = \frac{4\gamma^2 \nu_{cmb}}{3} \quad (2.29)$$

Se la CMBR, da cui i fotoni a bassa energia provengono (temperatura di circa 2.73 K), viene assunta come radiazione di corpo nero alla temperatura  $T_{cmb}$ , allora lo spettro risultante dato dal *Compton inverso* sarà:

$$\frac{dL_x}{d\nu_x} = \frac{3\pi\sigma_T}{h^2c^2} b(p) N (kT_{cmb})^3 \left( \frac{kT_{cmb}}{h\nu_x} \right)^{\alpha_x} \quad (2.30)$$

dove  $L_x$  rappresenta la luminosità in X,  $\alpha_x$  l'indice spettrale,  $\sigma_T$  la sezione di Thomson,  $N$  il numero di elettroni per unità di volume e  $b(p)$  una funzione dipendente dall'indice spettrale  $p$ . Considerando fotoni della CMBR con frequenze iniziali dell'ordine dell'infrarosso,  $\nu_{cmb} = 3 \times 10^{12}$  Hz, grazie all'effetto *Compton inverso* essi potranno raggiungere frequenze pari a  $\nu_x \sim \gamma^2 \nu_{cmb} = 3 \times 10^{18}$  Hz, appartenenti infatti alla banda X.



## Capitolo 3

# Emissione radio degli ammassi di galassie

*So rock me momma like a wagon wheel*

*Rock me momma any way you feel*

*Hey, momma rock me!*

Darius Rucker

Oltre ad un'elevata emissione termica nella banda X, gli ammassi di galassie presentano anche emissione radio, dovuta in parte a sorgenti radio *discrete*, riconducibili cioè a singoli oggetti astrofici come singole *galassie attive*, in parte a sorgenti radio *diffuse*, cioè non riconducibili direttamente a singole galassie, ma piuttosto dovute alla presenza dell'ICM all'interno dell'ammasso stesso, dando luogo ai cosiddetti aloni, relitti e mini-aloni radio. In particolare, l'emissione diffusa ha l'aspetto di *radiazione di sincrotrone*, ossia una radiazione *non termica* e *polarizzata* dovuta all'interazione tra elettroni relativistici accelerati e il campo magnetico in cui essi sono in moto. Dunque, l'ICM che pervade un ammasso di galassie sarebbe responsabile sia dell'emissione in X termica, associata a *bremstrahlung* e *Compton inverso*, sia dell'emissione in radio non termica, associata all'emissione di sincrotrone. Infatti, campi magnetici a grande scala sembrano presenti in tutti gli ammassi di galassie. Inoltre, le proprietà radio possono essere legate alle proprietà in X e allo stadio evolutivo dell'ammasso.



## 3.1 Radiosorgenti discrete

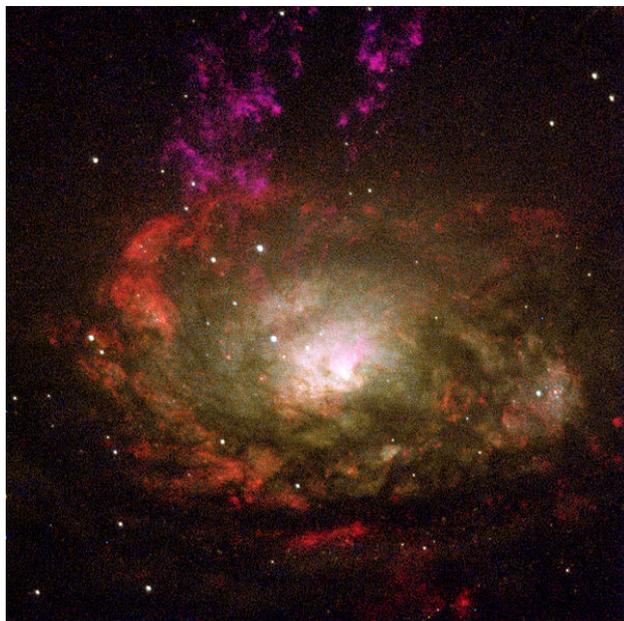
Le radiosorgenti *discrete* che caratterizzano un ammasso di galassie sono riconducibili direttamente a galassie *singole*, che spesso si estendono in radio ben oltre i propri confini ottici, fino a centinaia di kiloparsec, il che suggerisce che le regioni radio emittenti interagiscano con l'ICM che pervade l'ammasso. Queste galassie sono dette in generale *galassie attive* e si suddividono principalmente in *galassie di Seyfert*, *radiogalassie* e *quasar*.

### 3.1.1 Galassie di Seyfert

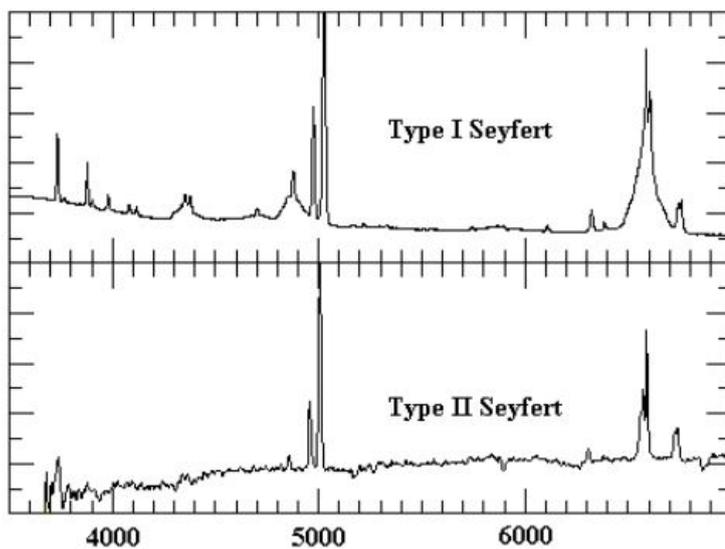
Le galassie di Seyfert, che prendono il nome dal loro scopritore, sono galassie attive associate ad alcune galassie a spirale che mostrano un nucleo centrale molto compatto, molto luminoso e con spettro ricco di righe di emissione da atomi ad alta eccitazione e molto larghe, interpretabili come prodotte da nuvole di gas dense e ad alto grado di ionizzazione in moto a grandi velocità. Queste galassie manifestano generalmente una debole attività in banda radio, ma sono fortemente attive nell'ottico e nell'ultravioletto. Un esempio è rappresentato dalla galassia del Circinus, riportata in Figura 3.1 nella pagina seguente. Sulla base degli spettri, le galassie di Seyfert sono classificate in tipo 1 e tipo 2:

- Seyfert 1: sono caratterizzate da righe più larghe, corrispondenti a velocità tipiche dell'ordine di  $10^4$  km/s, mentre le righe proibite sono più strette.
- Seyfert 2: tutte le righe sono relativamente strette, con velocità  $< 10^3$  km/s.

In Figura 3.2 nella pagina successiva sono illustrati due spettri ottici come esempio. Si stima che circa l'1% delle galassie spirali ad alta luminosità siano galassie di Seyfert, con luminosità dei nuclei dell'ordine di quella del resto della galassia  $L_{nuc} = 10^{43} - 10^{45}$  erg/s, in molti casi variabile.



**Figura 3.1.** La galassia del Circinus (ESO 97-G13) è una galassia di Seyfert 2 nella costellazione australe del Circinus.



**Figura 3.2.** Gli spettri ottici caratteristici delle galassie di Seyfert di tipo 1 e 2. Quelle di tipo 1 mostrano righe di emissione più larghe e righe proibite più strette (in alto). Quelle di tipo 2 mostrano invece tutte le righe più strette (in basso).

### 3.1.2 Radiogalassie

Come le Seyfert corrispondono alle fasi attive delle galassie spirali, così le radiogalassie rappresentano le fasi attive delle galassie ellittiche. In altre parole, il corrispettivo ottico di una radiogalassia è una galassia ellittica, molto meno estesa rispetto all'immagine radio, come si vede ad esempio per la radiogalassia Centaurus A in Figura 3.4 a pagina 61. Altri esempi di radiogalassie sono la Galassia Sigaro (M82 o NGC 3034, galassia *starburst* nella costellazione dell'Orsa Maggiore) e la Galassia Virgo A (M87 o NGC 4486, galassia ellittica nella costellazione della Vergine).

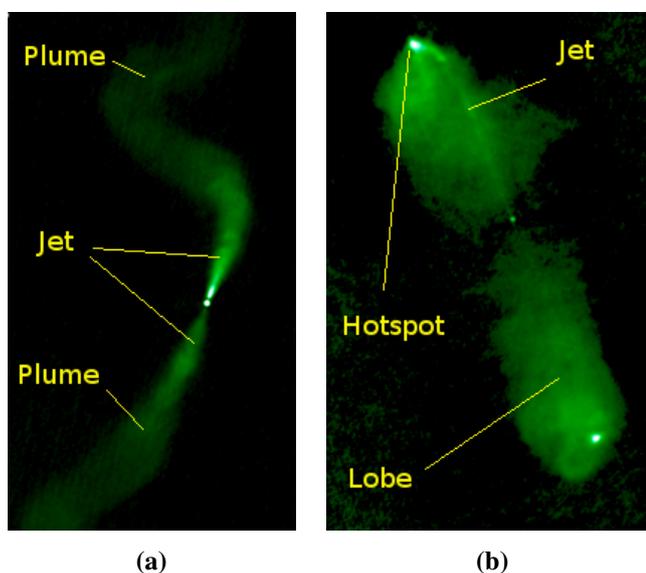
Le radiogalassie sono intense sorgenti di onde radio, con spettro tipico della radiazione di sincrotrone; la luminosità tipica è di  $L_{radio} = 10^{40} - 10^{45}$  erg/s, fino a  $10^{47}$  erg/s. Il problema principale consiste nello spiegare l'origine dei campi magnetici ( $B \sim 10^{-3}$  Gauss) e l'accelerazione continua degli elettroni relativistici ( $\gamma \sim 10 - 100$ ) necessari per l'emissione di sincrotrone. In base alla loro potenza, dimensione e morfologia, le radiogalassie sono state classificate da Fanaroff e Riley in due principali tipi, FR I e FR II:

- Radiogalassie FR I: sono dominate dai *getti* e sono *meno estese*, con *potenze minori*, tipicamente di  $10^{42}$  erg/s, con emissione distribuita lungo getti turbolenti, spesso dotati di morfologie distorte e campi magnetici avvolti attorno ai getti.
- Radiogalassie FR II: sono dominate dai *lobi* e sono *più estese*, con *potenze maggiori*, fino a circa  $10^{47}$  erg/s, con emissione concentrata nei lobi terminali dei getti (questi ultimi molto deboli) e campi magnetici allineati; spesso si osserva un solo getto, probabilmente perché il secondo è in allontanamento a velocità relativistica, attenuato quindi per effetto *Doppler dimming*.

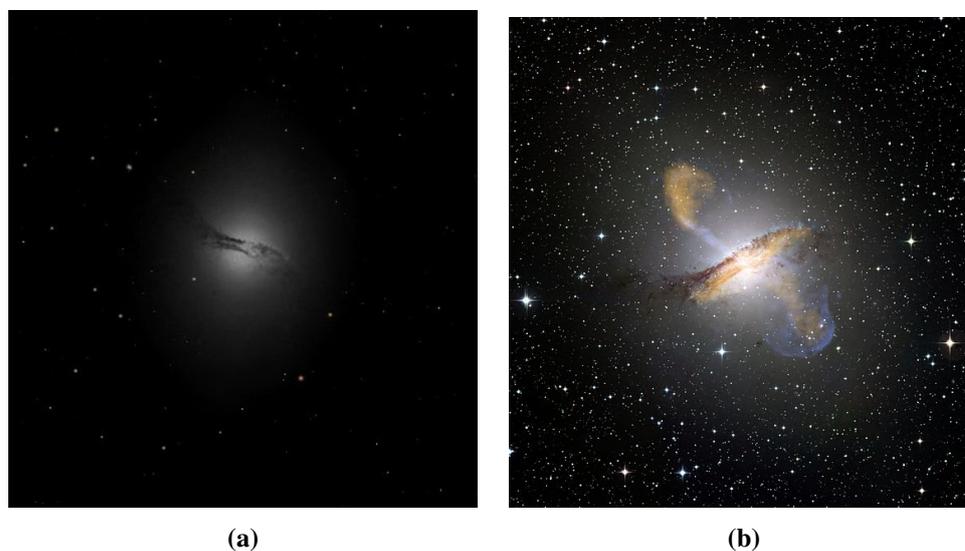
Esistono anche altre strutture particolari per le radiogalassie, fra cui le cosiddette radiogalassie *a coda* (*tailed radiogalaxies*, che si distinguono per la loro omonima struttura in *C-shaped* o WAT (*wide-angle tailed*) e in *U-shaped* o NAT (*narrow-angle tailed*), a seconda dell'angolo grande o piccolo che le code radio forma-

no, rispettivamente. In Figura 3.5 nella pagina successiva sono riportate alcune morfologie di radiogalassie.

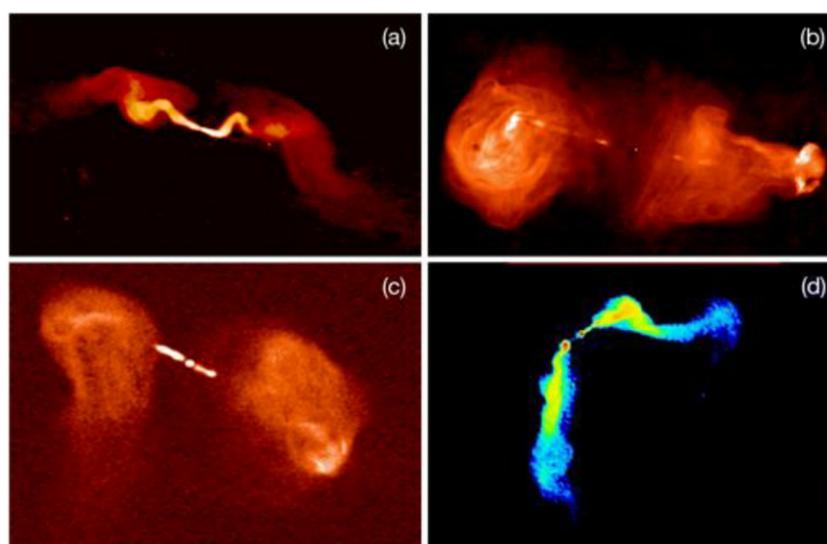
Il problema principale della fisica delle radiogalassie è rappresentato dall'energetica globale del fenomeno, che appare assai elevata, intorno ai  $10^{58} - 10^{60}$  erg che devono essere rilasciati in modo continuo e collimato entro circa  $10^8$  anni. Inoltre, gli elettroni relativistici responsabili dell'emissione sincrotrone non possono provenire dal nucleo in cui si originano i lobi, in quanto la loro vita media radiativa è inferiore al tempo di transito dal nucleo stesso fino ai lobi; pertanto, deve essere presente una accelerazione continua direttamente *in situ*, e soprattutto nei lobi stessi. Infatti, nei lobi sono state individuate regioni molto ridotte ma molto brillanti, dette *hot-spots*, che sarebbero le responsabili dell'accelerazione degli elettroni, forse tramite onde d'urto. Inoltre sono stati rivelati sottili ponti radio, detti *getti*, che collegano il nucleo ai lobi.



**Figura 3.3.** Le principali morfologie di radiogalassie estese: (a) 3C31: tipo FR I; (b) 3C98: tipo FR II.



**Figura 3.4.** La radiogalassia Centaurus A associata alla galassia ellittica NGC 5128, una galassia peculiare nella costellazione del Centauro. A sinistra: immagine ottica. A destra: sovrapposizione dei dati ottici (WFI), dei dati raggi X (Chandra) e dei dati 870 micron (LABOCA).



**Figura 3.5.** (a) Sorgente radio 3C31 di tipo FR I a 1.4 GHz, con il VLA da NRAO/AUI; (b) 3C353 a 8.4 GHz, con il VLA da NRAO/AUI; (c) 3C288 a 8.4 GHz, con il VLA da NRAO/AUI; (d) 3C465, una radiosorgente a coda WAT in Abell 2634 a 1.4 GHz, da Atlas di DRAGNs.

### 3.1.3 Quasar

Verso la fine degli anni '50 si scoprirono una serie di oggetti di apparenza stellare fortemente emettenti in radio e in ultravioletto, fra cui 3C 48 nel 1960 e 3C 273 nel 1963. Tuttavia, il loro spettro appariva ben diverso da quello stellare, in quanto presentava righe di emissione notevolmente spostate verso il rosso (indice della loro distanza cosmologica) e che sembravano non corrispondere ad alcun elemento noto (inseguito identificate come le righe della serie di Balmer dell'idrogeno). Nel caso di 3C 273, riportato in Figura 3.6 a pagina 64, il redshift ottenuto risulta  $\Delta\lambda/\lambda_0 = 0.158$ , che interpretato secondo l'effetto Doppler radiale relativistico

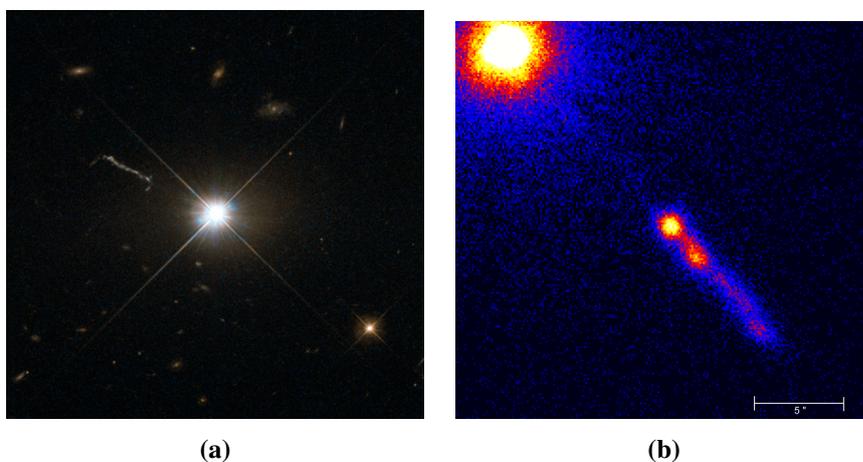
$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = z = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} - 1 \quad (3.1)$$

significa una velocità di allontanamento  $v = 0.146 c$ . Nell'ipotesi che l'effetto Doppler sia dovuto all'espansione dell'Universo secondo la legge di Hubble  $v = Hd$ , l'oggetto avrebbe dovuto trovarsi a distanza cosmologica, presumibilmente una galassia di apparenza stellare: da ciò il nome di *quasar*, ossia *quasi-stellar radio source*. In realtà, solo una certa frazione di *quasar* emette in radio, mentre tutti presentano un forte eccesso nell'ultravioletto e la maggior parte hanno uno spettro continuo fino alla banda X e  $\gamma$ . I redshift ricavati dall'effetto Doppler raggiungono valori molto elevati, fino a  $z = 10.3$ ; tuttavia, l'effetto Doppler va corretto per spiegare apparenti velocità superluminali, considerando che i *quasar* siano sorgenti in moto verso di noi a velocità relativistiche ma con un piccolo angolo rispetto alla linea di vista. Tutto ciò rende questi oggetti interpretabili come le più potenti radiogalassie estese, con luminosità oltre 1000 volte quella delle galassie normali; fra l'altro, la loro luminosità può variare, in modo irregolare o periodicamente, con periodi di poche ore, giorni oppure settimane. Alcuni dati hanno rivelato che la controparte ottica di un *quasar* sarebbe una galassia, estremamente lontana e con un nucleo molto piccolo e potente. La sorgente di tutta questa energia non può essere rappresentata dalle reazioni nucleari delle stelle che formano la galassia, in quanto non sarebbero affatto sufficienti; piuttosto, sembrerebbe che al centro dei *quasar*, così come per le galassie di *Seyfert* e le radiogalassie, si trovi un buco nero supermassiccio (*super massive black hole* o

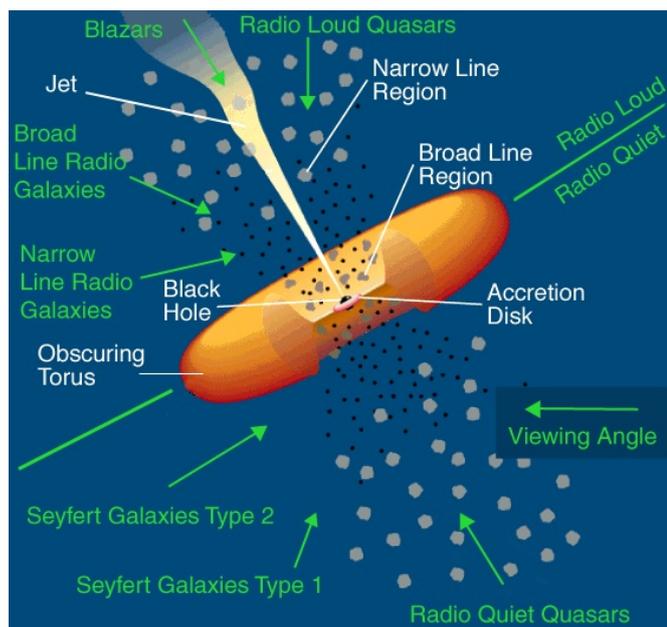
SMBH), alimentato continuamente dalla materia proveniente dalla regione limitrofa, il cosiddetto *disco di accrescimento* (*accretion disk*). Altri oggetti astrofici molto compatti, luminosi e fortemente variabili sono gli *oggetti BL Lac* e i *blazar*. I primi prendono il nome dall'oggetto BL Lacertae, con caratteristiche simili ai quasar, ma senza righe di emissione, quindi senza la possibilità di misurarne direttamente la distanza tramite la legge di Hubble. Invece, in seguito si rivelò una galassia attorno ad esso, risalendo alla distanza di quest'ultima. Attualmente si conoscono centinaia di oggetti BL Lac, fra cui proprio il blazar 3C 273. Altri quasar rilevanti sono Ulas J134208.10+092838.61, osservato nel 2017, ossia il più lontano mai visto ( $z = 7.54$ , 13 miliardi di anni luce da noi, formatosi appena 690 milioni di anni dopo il Big Bang, SMBH di  $\sim 8 \times 10^8 M_{\odot}$ , luminosità di  $4 \times 10^{13} L_{\odot}$ ) e TON 618, nella costellazione dei Cani da Caccia, che presenta il SMBH più massiccio mai osservato ( $6.6 \times 10^{10} M_{\odot}$ ).

### 3.1.4 Modello unificato per gli AGN

In base a quanto detto nei paragrafi precedenti, le galassie attive si distinguono dalle galassie normali principalmente per l'intensa attività termica e non termica dei propri nuclei. Infatti, mentre le galassie normali sono dominate dalla radiazione termica e dalla dinamica delle stelle e del gas interstellare, le galassie attive sono dominate dalla radiazione e dalla dinamica delle proprie regioni centrali, dando origine a getti supersonici e relativistici e lobi radio. Per questo motivo è stato elaborato un unico modello teorico che fosse in grado di spiegare tutte le diverse tipologie di galassie attive osservate, basato sui loro nuclei attivi, detti appunto *active galactic nuclei* o AGN: il modello prende così il nome di "modello unificato per gli AGN". Esso considera che un AGN si presenti con le caratteristiche comuni osservate per le galassie attive, ovvero spettro continuo con due componenti (una a frequenze radio, infrarosse e ottiche, un'altra alle alte frequenze, raggi X e  $\gamma$ , rispettivamente per sincrotrone non termico da elettrone relativistici in campi magnetici e per effetto Compton inverso da fotoni a bassa energia diffusi da elettroni sopratermici o per bremsstrahlung di elettroni immersi in campi coulombiani di altre particelle cariche. Tuttavia, un AGN potrebbe poi apparire a noi come una



**Figura 3.6.** (a) Il quasar blazar 3C 273 osservato nel visibile (dati da Hubble NASA); (b) Lo stesso quasar in una sovrapposizione di dati radio, ottici e X (dati da MERLIN, HST (NASA/STScI) e Chandra (NASA/CXC/SAO) rispettivamente).



**Figura 3.7.** Modello unificato per gli AGN (elementi costitutivi in bianco, classificazione degli oggetti in verde). Osservando l'AGN direttamente in direzione del getto, l'AGN stesso appare come *blazar*, *BL Lac* o *OVV*; aumentando l'angolo di vista rispetto all'asse di rotazione del sistema, si osservano i *radio loud quasar*, le *Seyfert 1* e le *radiogalassie* e *quasar a righe larghe*; aumentando ancora l'angolo, il toro nasconde sempre più il centro dell'AGN, pertanto si osservano le *Seyfert 2* e le *radiogalassie* e *quasar a righe strette*.

galassia attiva di classe diversa a seconda della potenza del disco di accrescimento attorno al BH e anche dell'angolo formato con la linea di vista. In Figura 3.7 nella pagina precedente è illustrato il modello unificato per gli AGN: le scritte in bianco sono gli elementi caratteristici della struttura, mentre le scritte in verde si combinano con l'angolo di vista per spiegare come appaia l'AGN da noi osservato. In particolare, nelle immediate vicinanze attorno al nucleo compatto centrale è presente il disco di accrescimento che alimenta il SMBH, mentre alla periferia è presente un toro di gas e polveri otticamente spesso, per questo detto *obscuring torus*. Si osservano anche regioni a righe di emissione larghe (*broad-line regions* o BLR), con velocità elevate di  $\sim 5000$  km/s e densità elevate di  $\sim 10^{10}$  cm $^{-3}$  e regioni a righe di emissione strette (*narrow-line regions* o NLR), con velocità inferiori e basse densità di  $\sim 10^4$  cm $^{-3}$ . Oltre ai tipi di galassie attive già descritti, esistono anche gli *optically violent variables* o OVV che, similmente agli oggetti BL Lac, manifestano una variazione della loro luminosità apparente e frequenza per effetti di *beaming*. Questo modello unificato potrebbe funzionare anche per le galassie normali, in cui tuttavia il nucleo attivo abbia già inghiottito gran parte del materiale delle regioni centrali e abbia dunque già terminato la sua fase attiva.



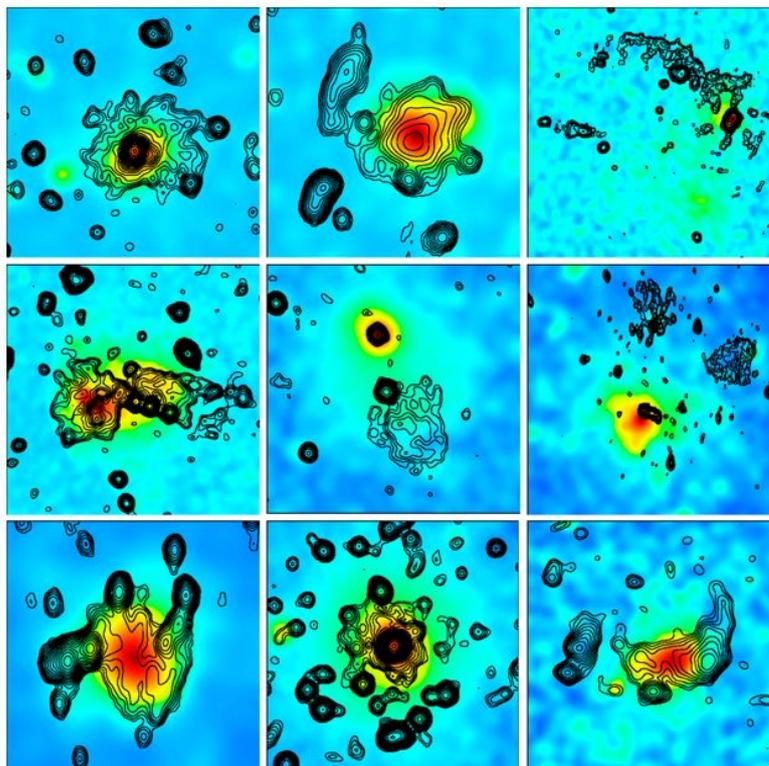
## 3.2 Radiosorgenti diffuse

Oltre alle sorgenti radio discrete, in un ammasso di galassie sono presenti anche alcune *radiosorgenti diffuse*, le quali non possono essere ricondotte direttamente a sorgenti singole. In altre parole, se per le sorgenti radio discrete è possibile individuare una singola galassia, invece non esiste alcun corrispettivo ottico per le sorgenti radio diffuse, che si possono presentare sia al centro che alla periferia degli ammassi. Si tratterebbe piuttosto di emissioni dovute all'ICM, comprendente una componente termica ed una non termica, responsabile della radiazione di sincrotrone: essa prevede la presenza di elettroni relativistici in moto in campi magnetici a grande scala. In particolare, la densità di particelle relativistiche è dell'ordine di  $10^{-10} \text{ cm}^{-3}$  con fattore di Lorentz di  $\gamma \gg 1000$ , mentre l'intensità dei campi magnetici si aggira sui  $\sim 0.1 - 1 \mu\text{G}$  e la densità in energia del plasma relativistico è  $\lesssim 1\%$  di quello del gas termico. Ciò porterebbe ai principali tipi di radiosorgenti diffuse osservate: *aloni*, *relitti* e *mini-aloni* radio. Gli aloni si trovano al centro di ammassi in fase di merging; i relitti sono localizzati alla periferia di ammassi sia merging sia rilassati; infine, i mini-aloni sono presenti al centro di ammassi cool-core rilassati e spesso circondano una potente radiogalassia. Pur evidenziando certe differenze, come il grado di polarizzazione che è maggiore nelle regioni periferiche rispetto a quelle centrali, tutti questi tre tipi di radiosorgenti diffuse manifestano spettri molto ripidi. Alcuni esempi di ammassi che presentano diversi tipi di emissione radio sono illustrati in Figura 3.8 nella pagina seguente.

### 3.2.1 Aloni radio

Gli aloni radio (*radio halos*) si possono trovare al centro di ammassi in fase di merger (*merging clusters*)<sup>1</sup>, come dimostrato dai dati ai raggi X ed ottici, ma non in ammassi rilassati; ciononostante, non in tutti gli ammassi con merger si rivelano aloni. In effetti, gli aloni sono stati rivelati solo nel 25 – 30% degli ammassi

<sup>1</sup>Si ricordi l'incompatibilità, su base osservativa, tra *merging clusters*, non in equilibrio viriale, e *cooling-core clusters*, invece in equilibrio, come accennato in sezione 1.2.



**Figura 3.8.** Alcuni esempi di ammassi con emissione radio, mostrata in curve di livello, sovrapposta all'emissione X, mostrata a colori. Gli ammassi e le relative radiosorgenti diffuse sono (da sinistra a destra e dall'alto verso il basso): A 2219 (alone), A 2744 (alone + relitto), A 115 (relitto), A 754 (complesso, alone + relitto), A 1664 (relitto), A 548b (relitto), A 520 (alone), A 2029 (mini-alone), RXCJ1314.4-2515 (alone + doppio relitto).

con luminosità in X di  $L_X > 5 \times 10^{44}$  erg/s. Tipicamente, gli aloni radio sono caratterizzati da:

- bassa brillantezza superficiale:  $\sim 0.1 - 1 \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$  a 1.4 GHz
- dimensioni elevate:  $\gtrsim 1$  Mpc
- indice spettrale molto ripido:  $\alpha \geq 1$  per frequenze comprese tra 10 MHz e 10 GHz dipendente dalla temperatura dell'ammasso
- bassa percentuale di polarizzazione:  $\sim 10\%$
- posizione centrale in ammassi con merger
- morfologia generalmente regolare, ma in alcuni casi invece più irregolare

### 3.2.2 Relitti radio

I relitti radio (*radio relics*) sono sorgenti radio estese diffuse simili agli aloni radio per quanto riguarda la bassa brillantezza superficiale, la dimensione elevata e la ripidità dello spettro, tuttavia presentano importanti peculiarità come la posizione periferica negli ammassi e la forte polarizzazione, quest'ultima indice di un campo magnetico "più ordinato":

- bassa brillantezza superficiale
- dimensioni elevate:  $\gtrsim 1$  Mpc
- indice spettrale molto ripido:  $\alpha \gtrsim 1$
- alta percentuale di polarizzazione:  $\sim 20 - 30\%$
- posizione periferica in ammassi con o senza merger
- morfologia generalmente allungata, ma in alcuni casi invece tondeggianti

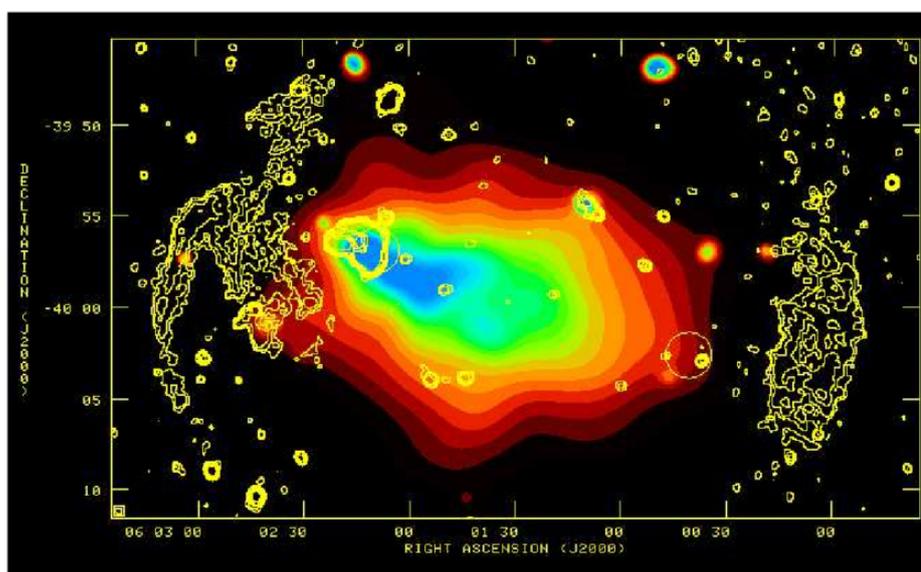
Lo studio dei relitti consente di indagare i campi magnetici dell'ordine del  $\mu\text{G}$  e le particelle relativistiche nella periferia dell'ammasso, fornendo prova dell'accelerazione di queste ultime fino a grandi distanze dal centro. I relitti sono rivelati nelle regioni periferiche di ammassi sia in fase di merger che rilassati o cool-core,

il che suggerisce che siano anche connessi a processi di merger minori o fuori asse oltre che a merger maggiori; i modelli teorici prevedono che rappresentino così dei traccianti di onde d'urto dei merger. La maggior parte dei relitti presenta una struttura radio allungata, con l'asse maggiore perpendicolare alla congiungente il relitto con il centro dell'ammasso: sono i cosiddetti *relitti allungati* (*elongated relics*). Tuttavia, esistono anche esempi di forme più tondeggianti e di dimensioni minori, ossia i *relitti tondeggianti* (*roundish relics*), che sembrano avere questa forma peculiare e non semplicemente per effetti di proiezione, il che porta a pensare che essi possano avere particolari proprietà; per esempio, essi mostrano sottostrutture filamentose se osservati ad alte risoluzioni. Inoltre potrebbe trattarsi di vecchi lobi radio originatisi da attività precedenti di AGN, oppure bolle radio spinte nel gas dell'ammasso da parte di una radiogalassia e dirette verso la periferia. E' interessante notare che i relitti tondeggianti manifestano un picco a basso redshift, al massimo pari a  $z = 0.2$ . Inoltre, sono stati anche osservati relitti doppi, come previsto dal modello che interpreta i relitti proprio come prodotti dalle onde d'urto dei processi di merger: ci si aspetta cioè relitti in coppia e su lati simmetricamente opposti lungo l'asse del merger, allungati perpendicolarmente rispetto ad esso. Un caso esemplare è quello di A 3376, in Figura 3.9 nella pagina successiva

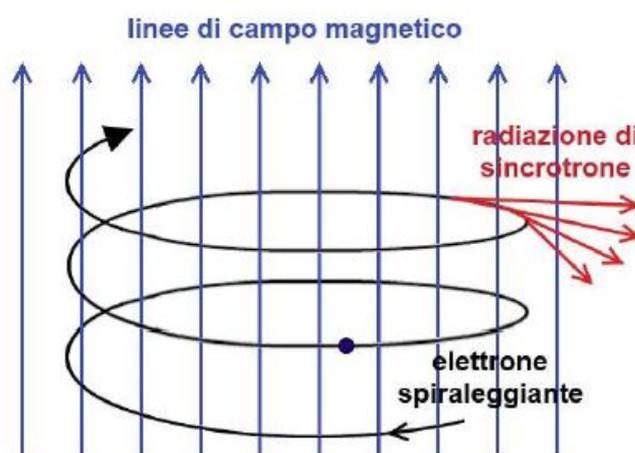
Infine, molti altri ammassi presentano sia relitti periferici, sia un alone centrale, a volte collegato ad essi tramite un ponte radio di debole brillantezza. Ciò rispecchierebbe il legame tra gli aloni e il merger dell'ammasso, in quanto il merger che origina l'alone potrebbe anche originare le onde d'urto che forniscono energia ai relitti periferici. Del resto, in tanti altri casi gli ammassi con almeno un relitto non mostrano un alone centrale, dunque i relitti potrebbero essere originati anche da merger minori, non sufficienti per produrre un alone centrale.

### **3.2.3 Mini-aloni radio**

I mini-aloni radio (*radio mini-halos*) sono emissioni di sincrotrone presenti in alcuni ammassi rilassati cool-core. Queste strutture diffuse sono di dimensioni inferiori ( $\sim 500$  kpc) rispetto agli aloni, ma presentano come caratteristiche comuni



**Figura 3.9.** Relitti allungati doppi nell'ammasso A 3376. L'emissione radio è raffigurata in curve di livello gialle secondo le osservazioni VLA a 1.4 GHz alla risoluzione di  $20''$ . L'immagine a colori rappresenta l'emissione ai raggi X rivelata da ROSAT PSPC entro la banda 0.14 – 2.0 keV.



**Figura 3.10.** Schema del meccanismo di emissione di sincrotrone: elettrone relativistico emettente in moto elicoidale in un campo magnetico.

la bassa brillantezza superficiale e la ripidità dello spettro radio. E' inoltre importante sottolineare che i mini-aloni non possono essere considerati semplicemente come aloni di estensione ridotta, in quanto l'emissione si origina da particelle relativistiche e campi magnetici che risultano profondamente mischiati con il gas termico interammasso; pertanto, non è opportuno considerare mini-aloni quelle sorgenti in cui sia evidente la separazione tra gas termico e plasma non termico. Un esempio di mini-alone è rappresentato da 3C84 al centro dell'ammasso di Perseo; tuttavia è anche vero che ad oggi non sono stati rivelati così tante strutture riconducibili a questo tipo di radiosorgente diffusa, il che rende di conseguenza poco chiara la loro origine. In ogni caso, l'emissione di sincrotrone dei mini-aloni è circa 50 volte maggiore di quella degli aloni, quindi è necessaria una quantità extra di elettroni relativistici, i quali potrebbero provenire dalla radiogalassia centrale, oppure avere un'origine secondaria.

### 3.3 Radiazione di sincrotrone

L'emissione di sincrotrone è prodotta da particelle relativistiche in moto in un campo magnetico. Le particelle, salvo nel caso molto particolare in cui le loro velocità siano parallele alle linee del campo magnetico, sperimenteranno un moto elicoidale, come rappresentato in Figura 3.10 a pagina 71: infatti, la componente della velocità parallela alle linee di campo non sarà disturbata, mentre quella perpendicolare cambierà direzione a causa della forza di Lorentz; è proprio l'accelerazione centripeta dovuta a questa forza che determina l'emissione della radiazione.

Le equazioni del moto di un elettrone di massa  $m_e$  in moto a velocità  $\vec{v}$  in un campo magnetico  $\vec{B}$  sono:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e \vec{v}) = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.2)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e c^2) = e \vec{v} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.3)$$

Dall'ultima equazione segue che  $\gamma$  è costante o, equivalentemente, che lo è  $\|\vec{v}\|$ , perciò:

$$\gamma m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.4)$$

Scomponendo ora la velocità dell'elettrone nelle due componenti parallela  $\vec{v}_{\parallel}$  e perpendicolare  $\vec{v}_{\perp}$  rispetto al campo  $\vec{B}$ , l'equazione precedente fornisce le due seguenti espressioni:

$$\frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{e\vec{v}_{\perp}}{\gamma m_e c} \times \vec{B} = \vec{a}_{\perp} \quad (3.6)$$

Si ricava quindi che  $\vec{v}_{\parallel}$  è costante, ed essendo anche  $\|\vec{v}\|$  costante, ma non  $\vec{v}_{\perp}$ , la soluzione di queste equazioni rappresenta un moto circolare uniforme nel piano perpendicolare a  $\vec{B}$  e un moto rettilineo uniforme nel piano parallelo a  $\vec{B}$ , ossia un moto elicoidale in direzione parallela alle linee del campo, come già suggerito in precedenza. La pulsazione è detta *girazione* e vale:

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma m_e c^2} = \frac{\vec{v}_{\perp}}{r} \quad (3.7)$$

mentre la curvatura dell'orbita si ricava dalla formula:

$$\vec{r} = \frac{mc}{qB} \vec{v}_\perp \gamma \quad (3.8)$$

La radiazione emessa presenta uno spettro continuo con un picco attorno ad una frequenza critica  $\nu_{sync}$ :

$$\nu_{sync} = \frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} (B \sin \theta) E^2 \quad (3.9)$$

in cui  $\theta$  è l'angolo di inclinazione tra la direzione della velocità dell'elettrone e la direzione del campo magnetico, mentre vale  $E = \gamma m_e c^2$ . La potenza di sincrotrone emessa da una singola particella è data da:

$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4}{3m_e^4 c^7} (B \sin \theta)^2 E^2 \quad (3.10)$$

La radiazione è racchiusa in un cono di apertura  $\sim 1/\gamma$  attorno alla sua velocità istantanea. Il fascio radioattivo risulta pertanto concentrato lungo la direzione del moto della particella e l'emissione maggiore si ha se il moto della particella e la direzione del campo sono perpendicolari.

In conclusione, come ricavato sopra, la potenza di sincrotrone  $P$  emessa da un elettrone relativistico dipende dalla sua energia  $E$  (dunque dal suo fattore di Lorentz  $\gamma$ ), dall'intensità del campo magnetico  $B$  e dall'inclinazione  $\theta$  tra velocità e campo magnetico. In particolare, maggiore è il campo, minore è il fattore di Lorentz richiesto per produrre emissione ad una data frequenza; inoltre, l'emissione massima si ha se la velocità è perpendicolare al campo e sarà invece minima se è parallela ad esso. Il caso di interesse astrofisico è quello in cui la popolazione di elettroni sia omogenea, isotropa e con distribuzione di energia a legge di potenza:

$$N(E) dE = N_0 E^{-\delta} dE \quad (3.11)$$

in cui  $\delta$  è appunto l'indice di distribuzione dell'energia degli elettroni. Inoltre, se il plasma è otticamente sottile (come nelle sorgenti radio diffuse), l'emissione di sincrotrone è caratterizzata dai seguenti aspetti:

**Emissività e  
indice spettrale**

1. L'emissività è legata alla densità di elettroni e all'intensità del campo magnetico e l'emissività monocromatica totale  $J_\nu$  segue una legge di potenza

con indice spettrale  $\alpha$  legato all'indice  $\delta$  di distribuzione in energia degli elettroni dalla relazione  $\alpha = (\delta - 1)/2$ :

$$J_\nu \propto N_0 (B \sin \theta)^{1+\alpha} \nu^{-\alpha} \quad (3.12)$$

Gli spettri radio tipici osservati sono

$$\alpha \approx 0.7 - 0.8 \quad (3.13)$$

ossia valori di  $\delta \approx 2.5$ .

2. Le perdite di energia delle particelle emettenti producono, col passare del tempo, un cambiamento nella distribuzione totale dell'energia e pertanto nello spettro radio emesso. In particolare, lo spettro mostra un *cut-off* per frequenze maggiori di una certa frequenza critica  $\nu_{sync}$  (3.9), legata alla vita delle particelle. In altre parole, le radiosorgenti vecchie presentano uno spettro curvato e/o uno spettro più ripido di  $0.7 - 0.8$  come invece indicato precedentemente. **Cut-off oltre una frequenza critica**
3. La radiazione da parte di una popolazione di elettroni relativistici in un campo magnetico uniforme è polarizzata linearmente, con il vettore di polarizzazione perpendicolare alla proiezione del campo magnetico sul piano del cielo. Il grado di polarizzazione intrinseca dipende dalla distribuzione di energia delle particelle ed è **Polarizzazione lineare**

$$\sim 75 - 80\% \quad (3.14)$$

per i valori tipici dell'indice spettrale. Se i campi magnetici sono complessi e disordinati, il grado di polarizzazione osservato è minore. In altre parole, il grado di polarizzazione della radiazione di sincrotrone è un indicatore dell'uniformità e struttura del campo magnetico.

4. L'energia totale  $U_{tot}$  in una sorgente radio di sincrotrone è data dalla somma del contributo energetico delle particelle relativistiche  $U_e$  (elettroni e protoni) e dei campi magnetici  $U_B$  (considerando la frazione di volume occupata dai campi magnetici, ossia il fattore di riempimento o *filling factor*  $\phi$ ). Dai **Contributi energetici e condizione di equipartizione**

dati radio è possibile ricavare il minimo valore dell'energia totale  $U_{tot_{min}}$ , il quale si verifica quando i due contributi di energia dati dalle particelle relativistiche e dai campi magnetici sono approssimativamente uguali:

$$U_{tot} = U_{tot_{min}} \quad \text{se} \quad U_e \sim U_B \quad (3.15)$$

In realtà, l'esatto valore minimo di energia totale si avrebbe per  $U_e = \frac{4}{3}U_B$ ; ad ogni modo, questa condizione prende il nome di “condizione di equipartizione” (*equipartition condition*) e il corrispondente valore del campo magnetico si chiama *campo di equipartizione*  $B_{eq}$ .

Riassumendo, l'emissione di sincrotrone risulta un importante indice dell'intensità dei campi magnetici nell'ICM, mentre il grado di polarizzazione suggerisce l'omogeneità e la struttura dei campi stessi. Inoltre, l'emissione sarà massima quando le particelle relativistiche sono in moto perpendicolarmente alle linee di campo e sarà invece minima quando lo sono parallelamente. Ipotizzando valori rispettivamente per i campi magnetici e per fattori di Lorentz

$$B \sim 1 \mu\text{G} \quad (3.16)$$

$$\gamma \sim 10^4 \quad (3.17)$$

si giustificano le frequenze nella banda radio osservate, sia provenienti da zone estese degli ammassi (radiosorgenti diffuse), sia dai getti espulsi dagli AGN (radiosorgenti discrete).

### 3.3.1 Origine dei campi magnetici

L'emissione di sincrotrone osservata per le radiosorgenti discrete oppure diffuse, rispettivamente associata a singole galassie oppure all'ICM che permea gli ammassi di galassie richiede la presenza sia di particelle relativistiche, sia di campi magnetici in cui queste particelle siano in moto. Vediamo ora di capire quali siano le origine di questi due necessari ingredienti.

Per quanto riguarda la natura dei campi magnetici a grande scala che permeano gli ammassi di galassie, sono stati formulati alcuni principali scenari [7]:

- Natura *primordiale*: i campi magnetici degli ammassi non sarebbero altro che il frutto di campi magnetici primordiali, cioè generatisi fin dalle prime fasi di vita dell'Universo, pertanto già presenti prima della ricombinazione. Un possibile meccanismo di formazione è in questo caso dato dall'effetto a batteria di Biermann. I valori dei campi seme (*seed fields*) sarebbero dell'ordine di  $\sim 10^{-21}$  G .
- Natura *protogalattica*: i campi magnetici si sarebbero formati durante fasi di vita successive dell'Universo, in particolare le fasi iniziali di formazione delle strutture, come le protogalassie.
- Natura *galattica*: espulsione di particelle da parte di venti galattici, galassie normali, galassie attive o galassie starburst, iniettate nell'ICM.

A sostegno della natura galattica dei campi magnetici vi è la natura galattica dell'ICM stesso, in quanto in esso è presente una grande quantità di metalli; tuttavia, spesso i campi magnetici negli ammassi hanno intensità ed estensione comparabile, se non addirittura maggiore, a quella dei campi galattici. Pertanto, sembra plausibile che l'origine dei campi negli ammassi sia primordiale. In ogni caso, l'intensità dei campi oggi osservati negli ammassi è molto maggiore di quella dei campi seme, quindi è necessaria una qualche amplificazione. I principali meccanismi responsabili di ciò potrebbero risiedere nella *dinamo galattica*, data dal moto di un conduttore elettrico in un campo magnetico originario che ne risulta così amplificato, e nel *collasso* dell'ammasso, responsabile di urti, turbolenze MHD, flussi di taglio e compressione del gas durante i processi di merger.

Per ottenere informazioni indirette sull'intensità e sulla geometria di questi campi è possibile studiare la rotazione Faraday delle radiogalassie situate all'interno e all'esterno dell'ammasso, oppure ricorrere ad altri metodi come analizzare i dati ai raggi X provenienti dai fronti freddi e i dati dell'emissione a raggi X non termica per Compton inverso, in particolare per effetto Sunyaev-Zel'dovich. La misura della rotazione di Faraday, indicata con *RM (Rotation Measure)*, consiste nell'analisi della radiazione di sincrotrone delle sorgenti radio poste sullo sfondo degli ammassi di galassie o al loro interno. Dato che questa radiazione è polarizzata linearmente e che un'onda di lunghezza d'onda  $\lambda$  subisce uno sfasamento

$\Delta\chi$  delle componenti polarizzate circolarmente mentre viaggia all'interno di un mezzo magnetizzato, è possibile valutare tale sfasamento con la formula

$$\Delta\chi = RM \lambda^2 \quad (3.18)$$

La misura di rotazione Faraday è legata al campo magnetico dalla seguente espressione:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e \vec{B} \cdot d\vec{l} \quad (3.19)$$

In unità pratiche, la  $RM$  è legata alla densità degli elettroni  $n_e$  (in  $\text{cm}^{-3}$ ) e al campo magnetico lungo la linea di vista  $B_{\parallel}$  (in  $\mu\text{G}$ ) dalla relazione:

$$RM = 812 \int_0^L n_e B_{\parallel} dl \quad \text{rad m}^{-2} \quad (3.20)$$

con  $l$  lunghezza del percorso (in kpc). Per convenzione,  $RM$  è positiva per un campo magnetico diretto verso l'osservatore, negativa in caso contrario. Quindi, misurando lo sfasamento  $\Delta\chi$  del fronte d'onda e la lunghezza d'onda  $\lambda$  della radiazione è possibile risalire all'ordine di grandezza del campo magnetico, pur tenendo presente che possano intervenire alcuni fattori particolari come l'effetto Compton inverso, la struttura filamentosa del campo e aspetti del teorema di equipartizione. Comunque, i valori tipici della  $RM$  per sorgenti sullo sfondo o all'interno di un ammasso sono dell'ordine di  $10 - 1000 \text{ rad m}^{-2}$ , che corrispondono a valori di  $B$  dell'ordine del  $\mu\text{G}$  che pervade l'ICM. Dalla periferia verso il centro dell'ammasso, però, il valore aumenta a causa del moto del plasma verso il core stesso e può raggiungere le decine di  $\mu\text{G}$ , in quanto risulta  $B \propto \rho^{2/3}$ , ovvero una proporzionalità più che lineare del campo con la densità del gas, data dalla conservazione del flusso.

### 3.3.2 Origine delle particelle relativistiche

Oltre a campi magnetici a grande scala, per giustificare l'emissione di sincrotrone diffusa osservata è necessaria la presenza di particelle relativistiche in essi in moto. In particolare, il caso degli aloni è quello più problematico, in quanto la loro elevata dimensione rende la vita delle particelle emettenti non sufficiente per

coprirne l'intera estensione, a causa delle perdite per sincrotrone e Compton inverso. Allora, due sono i principali modelli teorici per spiegare l'origine di queste particelle:

1. Modello a elettroni primari (o modello a riaccelerazione): gli elettroni relativistici sono continuamente *accelerati* nel volume dell'ammasso.
2. Modello a elettroni secondari (o modello adronico): gli elettroni relativistici sono *prodotti* nel volume dell'ammasso mediante collisioni pp.

Gli *elettroni primari* relativistici sono presenti nel volume dell'ammasso perché sono stati iniettati da attività di AGN (quasar, radiogalassie, ...) o da formazione stellare in galassie normali (supernove, venti galattici, ...) durante la storia dinamica dell'ammasso stesso. Dato che queste particelle sperimentano forti perdite energetiche a causa della radiazione emessa per sincrotrone e per Compton inverso, è necessaria una riaccelerazione per mantenere un'energia sufficiente per produrre la radiazione osservata alle scale dei Mpc mentre percorrono i campi magnetici relativamente deboli: per questo motivo, i modelli ad elettroni primari sono anche chiamati modelli a *riaccelerazione*. Sono stati proposti due meccanismi principali per effettuare la riaccelerazione: riaccelerazione per *turbolenza magnetoidrodinamica (MHD turbulence)* e riaccelerazione per *urti (shocks)*. La riaccelerazione per turbolenza consiste in un processo di Fermi del secondo ordine, cioè legato a processi random e pertanto non molto efficiente. La turbolenza è generata, come mostrano le simulazioni, in tutto l'ammasso, su scale dei Mpc, ma il tempo in cui il processo si verifica è relativamente breve, di pochi  $10^8$  anni, dunque l'emissione radio sembrerebbe legata a merger recenti o ancora in atto. Inoltre, questi modelli prevedono un valore massimo per l'energia degli elettroni, relativa a un fattore di Lorentz  $\gamma \sim 10^5$ , il che produce un irripidimento e un *cut-off* nello spettro alle alte frequenze. La presenza di campi magnetici deboli diffusi in tutti gli ammassi, l'aspetto degli spettri radio, l'esistenza di aloni radio ultra ripidi, la correlazione tra spettri radio e temperatura, il legame tra aloni radio e il merger di ammassi e il fatto che gli aloni non sono comuni negli ammassi di galassie sono evidenze a favore dei modelli a elettroni primari. Questi modelli sarebbero dunque i favoriti per spiegare aloni e mini-aloni radio. La riaccelerazione

**Elettroni  
primari**

Riaccelerazione  
per turbolenza MHD:  
aloni e mini-aloni

**Riaccelerazione per urti:** per urti rappresenta invece un processo di Fermi del primo ordine, responsabile della riaccelerazione di particelle nei resti di supernova. In questo caso, le particelle diffondono avanti e indietro lungo l'urto, acquistando ad ogni scontro una quantità di energia proporzionale all'energia stessa; l'efficienza del processo è governata principalmente dal numero di Mach. Recenti osservazioni suggeriscono che gli urti tra gli ammassi siano strettamente legati ai relitti radio. A causa della breve vita radiativa degli elettroni, la radiazione è prodotta vicino all'onda d'urto. Tra l'altro, questi modelli predicono che il campo magnetico nel relitto sia allineato al fronte d'onda e che lo spettro radio sia più piatto verso il bordo dell'urto: ciò è consistente con la tipica forma allungata dei relitti, quasi perpendicolare all'asse di merger, e alle loro proprietà di polarizzazione.

**Elettroni secondari**      Nel modello adronico, gli elettroni secondari sono iniettati come particelle secondarie da collisioni nucleari anelastiche tra i protoni relativistici e i nuclei dell'ICM termico circostante. I protoni, che hanno vita dell'ordine del tempo di Hubble, diffondono su larga scala data la perdita trascurabile di energia e possono continuamente produrre elettroni *in situ*, per tutto il volume dell'ammasso, che perciò non necessitano di essere riaccelerati. Questo modello può funzionare per gli aloni e i mini-aloni, a patto che il campo magnetico sia almeno di alcuni  $\mu G$ , motivo per cui non può funzionare per i relitti, situati appunto alla periferia. Inoltre, si prevedono spettri di sincrotrone a legge di potenza indipendenti dalla posizione nell'ammasso, dunque senza mostrare peculiarità o irripidimento radiale, e l'indice spettrale è più piatto di  $\alpha \sim 1.5$ . Dal momento che gli elettroni radio emettenti si originerebbero dai protoni accumulati durante la formazione dell'ammasso, non ci si aspetta alcuna correlazione con gli eventi di merger recenti, bensì gli aloni dovrebbero essere virtualmente presenti in tutti gli ammassi. Per di più, si predice l'emissione di raggi  $\gamma$  e di neutrini, che invece non è stata osservata.

**Modelli ibridi**      I risultati osservativi attuali sono a favore dei modelli ad elettroni primari, cioè i modelli a riaccelerazione per fenomeni di turbolenza o urti. Tuttavia, anche modelli ibridi possono funzionare: ad una prima fase di iniezione di particelle primarie seguirebbe una seconda fase di riaccelerazione dei vecchi elettroni da parte di eventi merger e turbolenze MHD.

# Capitolo 4

## Focus sugli aloni radio

*I want you here tonight*  
*I want you here*  
*You won't believe what I've found*  
*Want you here tonight I want you here*  
*Cause nothing is taking me down, down, down..*  
Damien Rice - Barcelona PS 2015

Gli aloni radio sono sorgenti radio diffuse che possono essere presenti al centro di *merging clusters*, come dimostrato dai dati ai raggi X ed ottici, e non di *relaxed cool-core clusters*. Inoltre, solo nel 25–30% degli ammassi con luminosità in X di  $L_X > 5 \times 10^{44}$  erg/s sono stati rivelati aloni. Queste sorgenti sono caratterizzate da bassa brillantezza superficiale ( $\sim 0.1 - 1 \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$  a 1.4 GHz), intensità del campo magnetico di equipartizione di  $0.1 - 1 \mu\text{G}$ , indice spettrale molto ripido ( $\alpha \geq 1$  per frequenze comprese tra un *cut-off* a bassa frequenza di 10 MHz e un *cut-off* ad alta frequenza di 10 GHz) dipendente dalla temperatura dell'ammasso, bassa percentuale di polarizzazione ( $\sim 10\%$ ), dimensioni generalmente elevate ( $\gtrsim 1$  Mpc) e morfologia tipicamente regolare, anche se in alcuni casi sono stati rivelati aloni minori e più irregolari.

Come già accennato nella sottosezione 3.3.2, il modello più accreditato per l'origine delle particelle relativistiche negli aloni radio è rappresentato dagli elettroni secondari, ossia da meccanismi di riaccelerazione *in situ* degli elettroni. An-

che se non si possa escludere che la riaccelerazione per onde d'urto possa essere efficiente in certe regioni dell'alone, le osservazioni recenti suggeriscono che la modalità principale consista nella riaccelerazione per turbolenza. Infatti, le simulazioni numeriche indicano che gli eventi di merger possono produrre una forte turbolenza fluida su scale di  $0.1 - 1$  Mpc, paragonabile ad un processo di Fermi del secondo ordine, pertanto abbastanza inefficiente rispetto alla riaccelerazione per urti, paragonabile invece ad un processo di Fermi del primo ordine. Il tempo durante il quale il processo ha luogo è di pochi  $10^8$  anni, quindi l'emissione è da attribuire ad eventi merger recenti o ancora in atto.

## 4.1 Spettri degli aloni radio

### 4.1.1 Spettro integrato

Lo spettro radio degli aloni è ancora poco conosciuto. La difficoltà di ciò risiede nel fatto che:

- solo in pochi casi lo spettro è ottenuto con più di tre misure della densità di flusso a diverse frequenze
- per la maggior parte delle sorgenti la frequenza più elevata disponibile è 1.4 GHz, perciò è difficile determinare se sia presente un irripidimento spettrale, cruciale per discriminare diversi modelli di riaccelerazione.

In generale, gli aloni mostrano uno spettro ripido ( $\alpha \gtrsim 1$ )<sup>1</sup> e tipico di sorgenti radio vecchie. Poiché la vita radiativa delle particelle emettenti è stimata attorno ai  $10^8$  anni e la loro velocità è attorno ai 100 km/s, questa vita risulta troppo breve per permetterne la diffusione nell'intero volume dell'ammasso. Questo è il motivo per il quale gli elettroni non possano essere stati prodotti in un punto ben preciso dell'ammasso, ma debbano sperimentare la riaccelerazione, di cui si è parlato in 3.3.2. Per quanto riguarda la relazione tra aloni radio e merger degli ammassi in cui essi si trovano, è stata studiata anche la possibile correlazione tra indice spettrale radio e temperatura dell'ammasso, evidenziando come gli ammassi a maggior temperatura tendano ad ospitare aloni con uno spettro più piatto. Considerando l'indice spettrale medio  $\langle\alpha\rangle$  nel range di frequenze 0.3 – 1.4 GHz in funzione della temperatura media  $\langle T \rangle$  dell'ammasso risulta:

- $\langle\alpha\rangle = 1.7 \pm 0.2$  per aloni in ammassi con  $\langle T \rangle < 8$  keV
- $\langle\alpha\rangle = 1.4 \pm 0.4$  per aloni in ammassi con  $8 \text{ keV} < \langle T \rangle < 10$  keV
- $\langle\alpha\rangle = 1.2 \pm 0.2$  per aloni in ammassi con  $\langle T \rangle > 10$  keV

Questo andamento indica che gli ammassi più caldi ospitano probabilmente aloni radio con spettri più piatti, ossia con valori minori per l'indice spettrale, anche se

---

<sup>1</sup>Assumendo  $I(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ .

del resto la statistica è ancora limitata. In ogni caso, questo risultato è a favore dei modelli a riaccelerazione, in quanto gli ammassi più caldi sono più massivi e sperimentano merger più violenti, perciò possono fornire più energia alle particelle radioemettenti.

#### **4.1.2 Distribuzione dell'indice spettrale**

Un'immagine dell'indice spettrale è un importante strumento per capire le proprietà fisiche degli aloni radio, dato che rispecchia le variazioni della forma della distribuzione di energia degli elettroni e del campo magnetico in cui essi emettono. È probabile che le variazioni spettrali riflettano perdite/guadagni di energia degli elettroni radioattivi. Può essere mostrato che, in regioni di stesso volume e stessa luminosità radio, un appiattimento dell'indice spettrale da 1.3 a 0.8 richiede una quantità di energia iniettata nella popolazione di elettroni maggiore di un fattore di  $\sim 2.5$ . In alternativa, se gli elettroni non continuano più a guadagnare energia, uno spettro più piatto indicherebbe che l'ultima riaccelerazione sarebbe più recente. Perciò si può sostenere che lo spettro radio sia più piatto nelle regioni influenzate dai processi di merger. I dati disponibili sono finora a sostegno dei modelli di riaccelerazione degli elettroni, con energia fornita dai merger dell'ammasso. In particolare, l'aumento di pendenza radiale nello spettro viene interpretato come dovuto all'effetto combinato della diminuzione radiale dell'intensità del campo magnetico dell'ammasso e della presenza di una rottura ad alte energie nella distribuzione energetica della popolazione di elettroni riaccelerati.

## 4.2 Dimensione degli aloni radio

Gli aloni radio classici sono sorgenti radio giganti, della dimensione di circa 1 Mpc o più. Negli ultimi anni, però, sono stati osservati anche aloni di dimensioni inferiori, di poche centinaia di kpc, grazie al miglioramento della sensibilità e risoluzione angolare degli strumenti. E' possibile stabilire una correlazione tra la massima dimensione lineare (*Largest Linear Size* o LLS) degli aloni radio e la potenza radio totale, che risulta continua dagli aloni piccoli a quelli giganti. Inoltre, l'emissività<sup>2</sup> degli aloni radio è molto simile da uno all'altro, nonostante le scale di lunghezza abbastanza differenti, in accordo col fatto che aloni maggiori mostrino una potenza radio maggiore. Pertanto, eccetto pochi casi particolari, la correlazione tra potenza radio a frequenza 1.4 GHz e dimensione radio LLS alla stessa frequenza presenta solo una piccola dispersione, confermando che aloni giganti e aloni piccoli appartengano alla stessa classe di oggetti: gli aloni di poche centinaia di kpc mostrano le stesse proprietà degli aloni dell'ordine del Mpc, il che significa un'origine e un meccanismo fisico comune per entrambi.

**Aloni giganti e aloni piccoli**

**Correlazione tra potenza radio e dimensione lineare**

---

<sup>2</sup>Si ricordi che l'emissività è l'energia emessa per unità di tempo, frequenza e volume)



### 4.3 Correlazione radio - raggi X

Le proprietà radio degli aloni sono connesse alle proprietà dell'ammasso. La probabilità di rivelare aloni radio è maggiore negli ammassi con luminosità in X maggiore; inoltre, la potenza radio monocromatica a 1.4 GHz è connessa alla luminosità in X, alla massa e alla temperatura dell'ammasso. Tuttavia, la correlazione tra potenza radio a 1.4 GHz e luminosità in X vale solo per gli ammassi in fase di merger e non può essere generalizzata a tutti gli ammassi. Inoltre, dal momento che la luminosità a raggi X degli ammassi è legata alla massa, è possibile che tale relazione rifletta anche una dipendenza della potenza radio alla massa dell'ammasso; Si osserva che la relazione tra luminosità radio e a raggi X vale per aloni giganti e regolari, mentre è possibile uno scostamento significativo dell'emissione radio dall'emissione a raggi X negli aloni più irregolari e asimmetrici.

Come già accennato, esiste un legame tra i processi di merging degli ammassi e la presenza in essi di aloni radio. In altre parole, gli aloni radio sono presenti solo all'interno di ammassi in fase di merger e senza cooling flow, mentre sono assenti in ammassi rilassati; vero è però che esistono anche ammassi dinamici che non presentano aloni. Questa dicotomia negli ammassi in fase di merger suggerisce forse l'idea che gli aloni si formino solamente in ammassi in stato dinamico e che allo stesso tempo abbiano una massa o una temperatura superiore ad una certa soglia. I futuri dati radio con strumenti di prossima generazione (LOFAR, LWA, SKA) permetteranno la rivelazione di aloni con bassa luminosità e bassa potenza radio per chiarire se gli aloni siano presenti in tutti gli ammassi o solamente nei più massivi.

**Correlazione tra  
potenza radio e  
luminosità,  
massa,  
temperatura**

**Relazione tra  
merging e aloni**



# Capitolo 5

## Selezione e analisi dati

*And is that alright, yeah?*

*If I give my gone away when it's loaded,*

*is that alright, yeah?*

Damien Rice - Barcelona PS 2015

In questo lavoro di tesi si è provveduto ad indagare le proprietà dell'emissione radio di ammassi di galassie contenenti aloni, in particolare per quanto riguarda la potenza radio ad 1.4 GHz,  $P_{1.4}$ , in funzione della luminosità in X,  $L_X$ , e in funzione della massima dimensione lineare, LLS. Il campione di dati selezionati consiste in un significativo ampliamento dei dati raccolti in [8] fino a settembre 2011, riguardante 41 ammassi di galassie; in particolare, sono stati cercati articoli scientifici attraverso il portale SAO/NASA ADS [15] e NASA/IPAC Extragalactic Database [16], aggiungendo altri 42 ammassi, catalogati fino ad aprile 2018, a diversi valori di redshift. Quindi, la raccolta e l'analisi dei dati sono state condotte considerando valori di redshift minori,  $z < 0.30$ , e maggiori,  $z > 0.30$ , per indagare se e come l'emissione degli ammassi più vicini a noi si distingue da quella degli ammassi a distanze maggiori. I dati sono quindi stati suddivisi sulla base del loro redshift: si contano 53 ammassi a redshift  $z < 0.30$ , raccolti in Tabella 5.1 nella pagina successiva, assieme ad alcune loro proprietà ed aggiornati fino ad aprile 2018. Tutti questi ammassi mostrano processi di merger, come dimostrato dai dati a raggi X ed ottici. Similmente, la Tabella 5.2 a pagina 92 riporta 30 am-

massi di galassie ospitanti aloni radio a redshift  $z > 0.30$ , catalogati sempre fino ad aprile 2018. In entrambi i casi sono riportati il *nome* dell'ammasso, il redshift  $z$ , la massima dimensione lineare radio  $LLS$ , la luminosità  $L_X$  in X e la potenza radio  $P_{1.4}$  a 1.4 GHz.

**Tabella 5.1.** Collezione e proprietà di 53 ammassi ospitanti aloni radio a redshift  $z < 0.30$ , raccolti fino aprile 2018 (dati da [8], [15] e [16]). Intestazione colonne da sinistra a destra: nome dell'ammasso, redshift, massima dimensione lineare radio, luminosità X nella banda 0.1 – 2.4 keV in unità di  $10^{44}$ , potenza radio a 1.4 GHz.

Nome	$z$	LLS (Mpc)	$L_X$ ( $10^{44}$ erg/s)	$P_{1.4}$ ( $10^{24}$ W/Hz)
A209	0.2060	1.40	6.17	2.042
A399	0.0718	0.57	3.80	0.200
A401	0.0737	0.52	6.52	0.219
A520	0.1990	1.11	8.30	3.802
A521	0.2533	1.17	8.47	1.122
A523	0.1036	1.3	1.07	1.479
A545	0.1540	0.89	5.55	1.445
A665	0.1819	1.82	9.65	3.890
A697	0.2820	0.65	10.40	1.288
A746	0.232	0.85	3.68	3.802
A754	0.0542	0.99	2.21	0.589
A773	0.2170	1.25	7.95	1.698
A1213	0.0469	0.22	0.10	0.363
A1656	0.0231	0.83	3.99	0.631
A1689	0.1832	0.73	12.00	0.912
A1758a	0.2790	1.51	7.09	3.981
A1914	0.1712	1.28	10.42	5.129
A2034	0.1130	0.61	3.81	0.437
A2163	0.2030	2.28	22.73	18.197
A2218	0.1756	0.38	5.77	0.398
A2219	0.2256	1.72	12.19	12.023
A2254	0.1780	0.89	4.55	2.951
A2255	0.0806	0.90	2.64	0.871

*Continua nella pagina seguente*

*Continua dalla pagina precedente*

Nome	$z$	LLS (Mpc)	$L_X$ ( $10^{44}$ erg/s)	$P_{1.4}$ ( $10^{24}$ W/Hz)
A2256	0.0581	0.81	3.75	0.813
A2294	0.1780	0.54	3.90	0.513
A2319	0.0557	1.02	8.46	1.096
A3562	0.0490	0.28	1.57	0.110
RX J0107.7+5408	0.1066	1.10	5.42	1.820
CL0217+70	0.0655	0.74	0.63	0.550
1E0657-56	0.2960	2.1	22.59	21.380
RXCJ1314.4-2515	0.2439	1.60	10.75	3.548
RXCJ1514.9-1523	0.22	1.5	7.2	1.698
A800	0.2223	1.28	2.72	1.55
A1550	0.2540	1.41	3.32	1.51
A1443(c)	0.27	1.1	4.89	2.69
A1451	0.1994	0.75	6.61	0.65
A1682(c)	0.2260	0.3	5.13	0.15
A1758S	0.2790	1.6	4.18	0.78
A2061(c)	0.0784	1.70	1.88	0.27
A2065(c)	0.0726	1.10	2.12	0.44
A2069(c)	0.1160	2.80	4.26	1.00
A2142(c)	0.0909	2.20	10.69	1.29
A2261	0.224	1.2	11.89	0.69
A2390	0.228	0.8	14.81	2.95
A3411	0.1687	0.9	4.07	0.40
A3888	0.1510	0.99	6.38	1.82
CL1821+643	0.299	0.89	13.18	44.67
Z5247	0.229	0.93	3.57	0.35
Toothbrush	0.225	1.88	9.12	6.76
CIZAJ1938.3+5409	0.26	0.72	7.96	0.36
Sausage	0.192	1.8	3.77	3.47
PLCKG171.9-40.7	0.27	1.0	11.28	5.01
ZwCl0634.1+4750	0.174	0.60	4.72	0.31

*Si conclude dalla pagina precedente*

**Tabella 5.2.** Collezione e proprietà di 30 ammassi ospitanti aloni radio a redshift  $z > 0.30$ , raccolti fino aprile 2018 (dati da [8], [15] e [16]). Intestazione colonne da sinistra a destra: nome dell'ammasso, redshift, massima dimensione lineare radio, luminosità X nella banda 0.1 – 2.4 keV in unità di  $10^{44}$ , potenza radio a 1.4 GHz.

Nome	$z$	LLS (Mpc)	$L_X$ ( $10^{44}$ erg/s)	$P_{1.4}$ ( $10^{24}$ W/Hz)
A781	0.3004	1.60	4.6	5.888
A851	0.4069	1.08	5.04	2.138
A1300	0.3072	1.3	13.73	6.026
A1351	0.3224	0.84	5.47	13.183
A1995	0.3186	0.83	8.83	1.349
A2744	0.3080	1.89	12.86	17.378
CL0016+16	0.5456	0.96	19.6	6.457
MACSJ0717.5+3745	0.5458	1.5	24.46	158.489
RXCJ2003.5-2323	0.3171	1.40	9.12	12.303
A2552(c)	0.3050	0.6	10.42	0.48
MACSJ0949.8+1708	0.3826	1.04	14.90	1.74
MACSJ0416.1-2403	0.396	0.65	8.11	1.15
MACSJ0417.5-1154	0.440	1.02	29.10	11.22
MACSJ0553.4-3342	0.431	1.3	17.0	6.92
MACSJ1149.5+2223	0.544	1.3	14.47	2.51
MACSJ1752.0+4440	0.366	1.65	8.0	11.75
MACSJ2243.3-0935	0.447	0.92	11.56	3.16
El gordo	0.870	1.1	35.50	44.67
ACT-CLJ0256.5+0006	0.363	0.8	3.66	0.98
PLCKG147.3-16.6	0.645	0.9	7.16	5.13
PLCKG285.0+23.7	0.39	0.74	16.91	1.74
PLCKG287.0+32.9	0.39	1.32	17.20	10.00
MACSJ0152.5	0.413	0.620	8.6	1.58
MACSJ257.6	0.322	0.300	7.0	5.48
MACSJ0451.9	0.430	0.600	6.75	1.13
MACSJ0454.1	0.538	0.350	15.4	1.35
MACSJ0553.4	0.430	0.600	17.0	0.77
MACSJ0744	0.698	0.700	22.9	2.52
MACSJ2211.7	0.397	0.620	24.0	1.76

*Continua nella pagina seguente*

*Continua dalla pagina precedente*

Nome	$z$	LLS (Mpc)	$L_X$ ( $10^{44}$ erg/s)	$P_{1.4}$ ( $10^{24}$ W/Hz)
MACSJ2228.5	0.411	1.092	19.3	9.98

*Si conclude dalla pagina precedente*

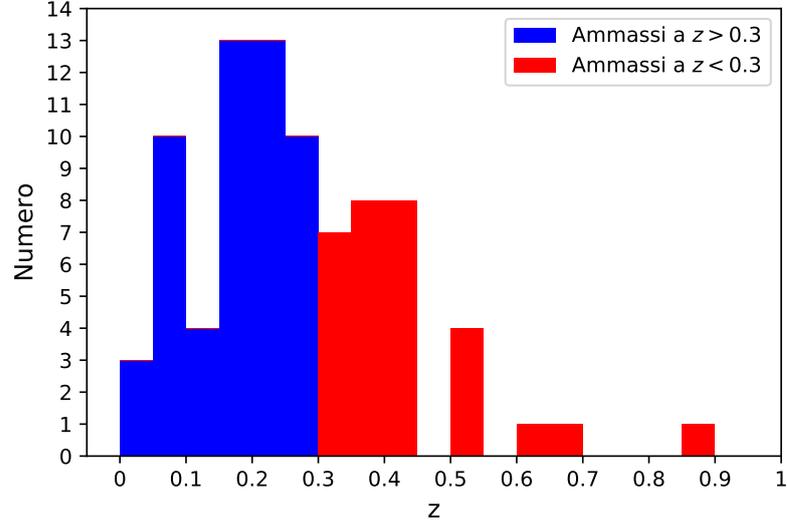
I dati delle due precedenti Tabelle sono stati elaborati per realizzare un grafico ad istogrammi, illustrato in Figura 5.1 nella pagina successiva, che rappresenta la distribuzione dei redshift degli ammassi di galassie selezionati, in colori diversi per distinguere quelli a redshift minori (in blu) da quelli a redshift maggiori (in rosso) del valore  $z = 0.30$ , con *step* di 0.05 da  $z = 0.00$  a  $z = 1.00$ . La distribuzione risulta piuttosto omogenea fino a redshift di  $z \simeq 0.45$ ; oltre questo valore sono stati rivelati pochi ammassi, a causa di limitazioni della sensibilità degli strumenti e per effetti di selezione<sup>1</sup>, anche se non può essere esclusa un'effettiva carenza di aloni radio ad alto redshift.

Come già esposto in sezione 4.3, la luminosità in X di un ammasso è legata alla probabilità di rivelare aloni radio al suo interno; la sua potenza radio monocromatica è correlata, oltre che alla luminosità in X, anche alla massa e alla temperatura dell'ammasso stesso. In particolare, la Figura 5.2 nella pagina seguente riporta la potenza radio degli ammassi con aloni radio in funzione della luminosità a raggi X, raccolti fino ad aprile 2018, comprendenti sia gli ammassi di Tabella 5.1, a  $z < 0.30$ , sia gli ammassi di Tabella 5.2, a  $z > 0.30$ , in colori diversi. Tranne pochi casi particolari, la dipendenza è a legge di potenza del tipo  $P_{1.4} \propto L_X^2$ , rispettata sia dagli ammassi a redshift minori che maggiori, ma è importante ricordare che non è valida per tutti gli ammassi, bensì solo per quelli in fase di merger.

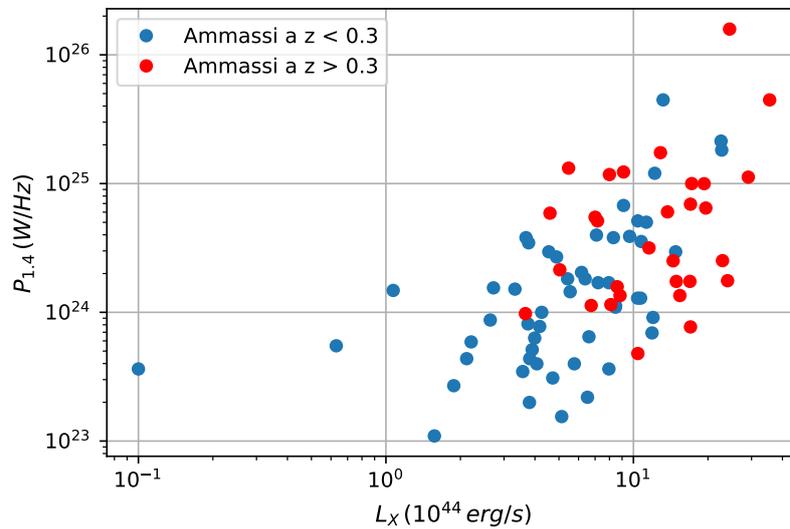
<sup>1</sup>Potrebbero cioè essere stati studiati altri ammassi di galassie ad alto redshift, anche ottici, ma meno conosciuti. Oppure, essendo gli ammassi ad alto redshift più distanti, la dimensione angolare degli aloni radio è minore e quindi possono essere spesso confusi dalla presenza di sorgenti discrete; occorrerebbero immagini ad alta risoluzione, ma la ricerca di aloni radio viene solitamente fatta a bassa risoluzione.

**Distribuzione  
dei redshift**

**Correlazione tra  
potenza radio e  
luminosità in X**



**Figura 5.1.** Distribuzione degli 83 ammassi ospitanti aloni radio, in funzione del redshift. Si noti la distribuzione abbastanza omogenea fino a valori di  $z = 0.45$ . I dati usati comprendono gli ammassi di Tabella 5.1 a  $z < 0.30$ , in blu, e di Tabella 5.2 a  $z > 0.30$ , in rosso (dati aprile 2018).



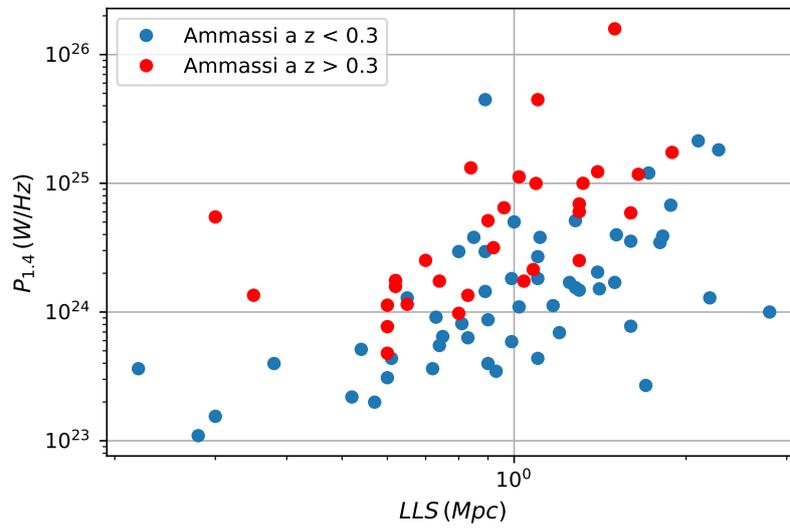
**Figura 5.2.** Potenza radio monocromatica degli 83 aloni a 1.4 GHz in funzione della luminosità in X dell'ammasso tra 0.1 e 2.4 keV, in scala logaritmica. Eccetto pochi casi, la dipendenza è del tipo  $P_{1.4} \propto L_X^2$ , valida solo per i *merging clusters*. I dati usati comprendono gli ammassi di Tabella 5.1 a  $z < 0.30$ , in blu, e di Tabella 5.2 a  $z > 0.30$ , in rosso (dati aprile 2018).

E' bene osservare che buona parte degli ammassi a basso ed alto redshift presentano potenze radio di media intensità,  $P_{1.4} \sim 10^{24} - 10^{25}$  W/Hz, pertanto molti dati sono sovrapponibili e non è possibile individuare una netta separazione tra gli ammassi a redshift minori e maggiori di 0.30. Inoltre, gli ammassi a redshift minore sono in generale distribuiti in modo piuttosto omogeneo, mentre si nota che gli ammassi a redshift maggiore sono tendenzialmente collocati in una parte più in alto e a destra del grafico: ciò significa dunque che questi sono caratterizzati da una potenza radio maggiore (quindi forse anche da massa e temperatura maggiori) e da luminosità in X maggiore, mentre solo quelli a redshift minore scendono fino a valori di potenze minori,  $P_{1.4} \sim 10^{23}$  W/Hz, e di luminosità in X minori,  $L_X \sim 1 \times 10^{44}$  erg/s. Il grafico conferma quindi l'effetto di selezione per il quale, ad alto redshift, ci si aspetta un numero maggiore di aloni di alta potenza radio e luminosità X, mentre gli aloni poco potenti si osservano solo se sono vicini. Infatti, per potenze  $P_{1.4} < 10^{24}$  W/Hz la maggior parte degli aloni sono a  $z < 0.30$ , mentre per  $P_{1.4} > 10^{25}$  W/Hz la maggioranza sono a  $z > 0.30$ .

Per quanto riguarda la correlazione tra la potenza radio e la massima dimensione lineare, anticipata in sezione 4.2, molti aloni radio presentano dimensioni tipiche del Mpc, anche se sono stati rivelati aloni di dimensioni inferiori, dell'ordine dei centinaia di kpc. I soliti dati raccolti fino ad aprile 2018 sono illustrati in Figura 5.3, in colori diversi a seconda del redshift.

In generale, salvo alcuni casi particolari, gli ammassi caratterizzati da una maggior dimensione radio presentano anche una maggior potenza radio, il che significa che la loro emissività sia molto simile, quindi aloni piccoli e giganti non presentano grandi differenze da un punto di vista fisico. I dati relativi agli ammassi a redshift minori e maggiori non presentano nemmeno in questo caso una netta separazione, bensì sono in gran parte sovrapposti. Tuttavia, vero è che solamente gli ammassi a redshift minori raggiungono valori di potenza inferiore, fino a  $10^{23}$  W/Hz; inoltre, gli ammassi a redshift maggiore sono tendenzialmente concentrati più in alto nel grafico, pertanto mostrano, a parità di massima dimensione lineare, potenze radio tendenzialmente maggiori. Ciononostante, per potenze  $P_{1.4} < 10^{24}$  W/Hz si osservano sia aloni piccoli, sia aloni giganti.

**Correlazione tra  
potenza radio e  
dimensione**



**Figura 5.3.** Potenza radio monocromatica degli 83 aloni a 1.4 GHz in funzione della massima dimensione lineare misurata alla stessa frequenza, in scala logaritmica. Si noti che, eccetto pochi casi, la correlazione presenta solo una piccola dispersione, confermando che aloni giganti e aloni piccoli appartengano alla stessa classe di oggetti. I dati usati comprendono gli ammassi di Tabella 5.1 a  $z < 0.30$ , in blu, e di Tabella 5.2 a  $z > 0.30$ , in rosso (dati aprile 2018).

# Conclusioni

*What's the point of this song? Or even singing?  
You've already gone. Why am I clinging?  
I could throw it out, I could live without, and I could do it all for you,  
I could be true you know  
Well tell me if you want me to lie, 'cause this has got to die.*  
Damien Rice - Barcelona PS 2015

In questo lavoro di tesi sono state espone alcune nozioni basilari di astrofisica, come l'organizzazione gerarchica delle aggregazioni massive dell'Universo, principalmente gruppi, ammassi e superammassi di galassie, ossia le componenti fondamentali della struttura a grande scala o ragnatela cosmica. Sono state trattate le loro principali proprietà, con un approfondimento particolare per gli ammassi di galassie, le strutture massive più estese in equilibrio viriale. In particolare, sono state illustrate le caratteristiche e i meccanismi della loro emissione termica in X - principalmente bremsstrahlung ed in misura minore Compton inverso - e della loro emissione non termica in radio - radiazione di sincrotrone da parte di radio-sorgenti discrete oppure diffuse. Per osservare questo secondo tipo di emissione è necessaria la presenza di elettroni relativistici, probabilmente riaccelerati in modo continuo per turbolenza magnetoidrodinamica e per urti, in moto in campi magnetici a grande scala. Tra le sorgenti diffuse sono stati approfonditi gli aloni radio, presenti al centro di alcuni ammassi in fase di merging ed assenti negli ammassi rilassati. Al fine di indagare meglio la correlazione tra la potenza radio  $P_{1.4}$  a 1.4 GHz, la luminosità  $L_X$  in X e la massima dimensione lineare radio LLS, sono stati presi in considerazione numerosi ammassi di galassie recentemente raccolti,

fino al 2018 (dati da [15] e [16]), ad integrazione di un precedente campione risalente al 2011 (dati da [8]). In particolare, i dati sono stati suddivisi in due grandi gruppi, ossia tra ammassi con aloni radio a redshift  $z < 0.30$  e a redshift  $z > 0.30$ , con lo scopo di studiarne le proprietà al variare della distanza da noi. La distribuzione dei redshift risulta abbastanza omogenea fino a valori di  $z \simeq 0.45$ , mentre la minoranza di aloni a redshift maggiore potrebbe essere dovuta alla sensibilità limitata degli strumenti di osservazione oppure all'effettiva mancanza di ammassi a tali redshift. Per quanto riguarda la correlazione tra potenza radio e luminosità in X, questa segue una legge di potenza del tipo  $P_{1.4} \propto L_X^2$ ; tuttavia, non è evidente una netta separazione degli aloni rispetto al redshift, anche se risulta che gli ammassi a redshift maggiori sono caratterizzati da potenze radio e luminosità in X tendenzialmente maggiori. Ciò potrebbe anche essere dovuto ad effetti di selezione, pertanto gli aloni radio poco potenti in radio e in X sono visibili solo se sono sufficientemente vicini a noi; infatti, per potenze radio  $P_{1.4} < 10^{24}$  W/Hz sono presenti solamente ammassi a redshift  $z < 0.30$ , mentre per potenze radio  $P_{1.4} > 10^{25}$  W/Hz la maggior parte degli aloni sono a redshift  $z > 0.30$ . Nemmeno per la correlazione tra potenza radio e massima dimensione lineare radio si evince una rigida separazione tra ammassi a redshift minore e maggiore; tuttavia, la maggior parte degli aloni grandi è vicina, pur non mancando aloni estesi lontani. Una possibile spiegazione di ciò potrebbe essere legata alla presenza di un mezzo intra-ammasso denso che confina gli aloni a redshift maggiori; inoltre, i merger più violenti e numerosi sono a redshift maggiori, pertanto gli aloni devono ancora accrescersi in dimensione, mentre a redshift minori gli aloni hanno già raggiunto dimensioni maggiori per l'effetto del merger.

## Sviluppi futuri

*“Perchè no?”*

La risposta di Oriana Fallaci in Libano a Paolo Nespoli, forse decisiva per fargli coltivare il sogno di astronauta.

Questo percorso di tesi offre differenti ed interessanti spunti di ricerca per sviluppi futuri. Anzitutto, è possibile procedere con un ulteriore ampliamento del campione di dati su ammassi di galassie in fase di merger contenenti aloni radio, fino ad ottenere una analisi statistica più approfondita ed accurata, per indagare meglio come il diverso redshift possa influire sulle correlazioni analizzate tra potenza radio, luminosità in X e massima dimensione lineare radio. Si potrebbero inoltre estendere le osservazioni anche a relitti e mini-aloni radio. Un ulteriore aspetto interessante è legato allo studio dell'indice spettrale dell'emissione radio in funzione di alcuni parametri, come per esempio la temperatura. Infine, i dati potrebbero essere elaborati prevedendo una suddivisione più dettagliata del redshift, non considerando solamente un unico valore di soglia ( $z = 0.30$ ) per discriminare tra redshift minori o maggiori, ma per esempio considerando più intervalli ristretti di valori.



# Bibliografia

- [1] A. Ferrari, *Stelle, galassie e universo. Fondamenti di astrofisica*, Springer Unitext (2012).
- [2] George B. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics front matter*, Haruard-Smithsonian Center for Astrophysics, p. 195-223.
- [3] F. Nicastro et al., *Observations of the Missing Baryons in the warm-hot intergalactic medium*, Nature, 2018, Vol. 558, Issue 7710, pag. 406
- [4] A. C. Fabian, *Cooling flows in clusters of galaxies*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 1994. 32: 277-318, <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Fabian3/frames.html>
- [5] George B. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics front matter*, Haruard-Smithsonian Center for Astrophysics, p. 155-166.
- [6] George B. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics front matter*, Haruard-Smithsonian Center for Astrophysics, p. 167-194.
- [7] F. Govoni, L. Feretti, *Magnetic fields in clusters of galaxies*, International Journal of Modern Physics D (2004)
- [8] L. Feretti, G. Giovannini, F. Govoni, M. Murgia, *Clusters of galaxies: observational properties of the diffuse radio emission*, Astronomy and Astrophysics Review (2012).
- [9] <http://www.astro.caltech.edu/>

- [10] <https://www.astro.princeton.edu/>
- [11] <https://www.youtube.com/watch?v=VQBzdcFkB7w>
- [12] <http://www.illustris-project.org/>
- [13] <http://www.tng-project.org/>
- [14] <https://cds.cern.ch/record/319765/files/9702050.pdf>
- [15] [http://adsabs.harvard.edu/abstract\\_service.html](http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html)
- [16] <https://ned.ipac.caltech.edu/>

# Elenco delle figure

1.1	Alcuni esempi di fenomeni di <i>merging</i> tra galassie . . . . .	13
1.2	Gruppo Locale . . . . .	16
1.3	Classificazione di Rood-Sastry per gli ammassi di galassie . . . . .	19
1.4	Ammasso irregolare della Vergine . . . . .	20
1.5	Ammasso regolare della Chioma . . . . .	20
1.6	Abell 2029 nella banda ottica e ai raggi X . . . . .	25
1.7	Composizione in massa di un ammasso di galassie . . . . .	25
1.8	Struttura a grande scala dell'Universo Locale . . . . .	29
1.9	Struttura a grande scala dell'Universo (CFA Redshift Survey) . . . . .	31
1.10	Struttura a grande scala dell'Universo (SDSS) . . . . .	31
1.11	Radiazione cosmica di fondo primordiale (CMBR) . . . . .	33
1.12	Diagramma velocità-distanza di Hubble . . . . .	35
1.13	Esempi di spettri di oggetti a distanze cosmologiche . . . . .	35
1.14	Grafico redshift-magnitudine apparente per oggetti vicini e lontani . . . . .	37
1.15	Composizione dell'Universo attuale . . . . .	37
2.1	Alcuni ammassi di galassie osservati ai raggi X . . . . .	40
2.2	Un <i>cooling flow cluster</i> vs un <i>non-cooling flow cluster</i> . . . . .	41
2.3	Schema della radiazione per <i>bremstrahlung</i> . . . . .	45
2.4	Schema della radiazione X per <i>Compton</i> inverso . . . . .	51
3.1	Galassia del Circinus (Seyfert 2) . . . . .	58
3.2	Spettro ottico delle galassie di Seyfert . . . . .	58
3.3	Le principali morfologie di radiogalassie estese . . . . .	60

3.4	Radiogalassia Centaurus A . . . . .	61
3.5	Alcuni esempi di morfologie di radiogalassie . . . . .	61
3.6	Quasar 3C 273 . . . . .	64
3.7	Modello unificato per gli AGN . . . . .	64
3.8	Alcuni esempi di ammassi con radiosorgenti diffuse . . . . .	68
3.9	Relitti allungati doppi in A 3376 . . . . .	71
3.10	Schema del meccanismo di emissione di sincrotrone . . . . .	71
5.1	Distribuzione degli ammassi ospitanti aloni radio in funzione del redshift . . . . .	94
5.2	Potenza radio degli aloni in funzione della luminosità a raggi X . .	94
5.3	Potenza radio degli aloni in funzione della massima dimensione lineare . . . . .	96

# Elenco delle tabelle

1.1	Densità di energia e numerica dei fotoni cosmici . . . . .	34
5.1	Collezione di ammassi ospitanti aloni radio a redshift minori . . .	90
5.2	Collezione di ammassi ospitanti aloni radio a redshift maggiori . .	92

