

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea in Astronomia  
Dipartimento di Fisica e Astronomia

PROPRIETÀ  
DEGLI AMMASSI  
DI GALASSIE

Elaborato Finale

Candidato:  
Federico Esposito

Relatore:  
Prof. Daniele Dallacasa

---

Sessione II  
Anno Accademico 2014/15

## Sommario

In questa tesi di laurea triennale vengono esposte le conoscenze fondamentali che descrivono gli ammassi di galassie. I galaxy clusters sono strutture gravitazionalmente legate composte di galassie, gas denominato ICM (Intra Cluster Medium) e materia oscura. Queste 3 diverse componenti sono responsabili rispettivamente del 5%, 15% e 80% circa della massa totale dell'ammasso; per la maggior parte degli ammassi  $M_{tot} \gtrsim 10^{14 \div 15} M_{\odot}$ .

Nella prima parte della tesi si illustrano brevemente queste 3 componenti e le si inquadrano nelle diverse classificazioni morfologiche degli ammassi.

Nella seconda parte ho passato in rassegna alcune delle funzioni più importanti per descrivere un ammasso di galassie.

Nella terza ed ultima parte sono esposti i principali meccanismi grazie ai quali conosciamo gli ammassi di galassie.

# Indice

<b>1</b>	<b>Morfologia</b>	<b>1</b>
1.1	Galassie . . . . .	1
1.1.1	BCG e cD . . . . .	1
1.1.2	Galassie a spirale, S0 ed ellittiche . . . . .	1
1.2	Intracluster medium . . . . .	2
1.3	Materia oscura . . . . .	2
1.4	Ricchezza di un ammasso . . . . .	3
1.5	Classificazione morfologica . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Proprietà</b>	<b>5</b>
2.1	Funzione di luminosità . . . . .	5
2.2	Distribuzione di velocità . . . . .	6
2.3	Massa . . . . .	7
2.4	Distribuzione spaziale delle galassie . . . . .	7
2.5	Distribuzione del gas . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Meccanismi di emissione</b>	<b>10</b>
3.1	Bremsstrahlung . . . . .	10
3.2	Sincrotrone . . . . .	11
3.3	Rotazione di Faraday . . . . .	13
3.4	Effetto Sunyaev-Zel'dovich . . . . .	13
	<b>Bibliografia</b>	<b>16</b>

# 1 Morfologia

## 1.1 Galassie

La prima cosa che caratterizza, soprattutto otticamente, un ammasso di galassie è il suo contenuto galattico. La maggior parte delle galassie, almeno quelle più vicine a noi, appartengono ad un ammasso di galassie o ad un gruppo; la Via Lattea ad esempio sta nel Gruppo Locale insieme a circa 50 galassie. Le galassie che non appartengono ad un gruppo o ad un ammasso vengono dette galassie *di campo*. Un tipico ammasso di galassie (di seguito con il termine ammasso si intenderà sempre un ammasso di galassie) contiene centinaia di galassie, ha una massa di  $10^{14 \div 15} M_{\odot}$  (di cui le galassie sono responsabili per circa il 5%) ed occupa una regione dell'ordine del Mpc ( $1 \text{ pc} \simeq 3.086 \times 10^{18} \text{ cm}$ ).

### 1.1.1 BCG e cD

Al centro degli ammassi più compatti e regolari si trova spesso una gigantesca galassia ellittica che domina la dinamica dell'ammasso. Questa galassia viene chiamata Brightest Cluster Galaxy (BCG). Molte BCGs hanno due o più nuclei; se i nuclei sono immersi in uno stesso alone si parla di *dumbbell galaxy*, cioè galassia a manubrio. Le galassie cD (dette *central dominant*, nonostante il nome cD venga dalla classificazione delle galassie effettuata da Morgan, dove D sta per diffuse) sono BCG con un alone diffuso ed asimmetrico con bassa brillantezza superficiale. Queste galassie stanno al centro della buca di potenziale dell'ammasso perlopiù ferme. Il profilo di brillantezza superficiale nelle regioni centrali della galassia è ben descritto dalla legge di De Vaucouleurs (anche nota come legge  $R^{1/4}$ ):

$$I(R) = I(0) \exp \left\{ -7.67 \left[ \left( \frac{R}{R_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \right\} \quad (1.1)$$

$R_e$  prende il nome di raggio effettivo, cioè il raggio della circonferenza che contiene metà della luce dell'immagine della galassia;  $I(0)$  è il valore in magnitudine di brillantezza superficiale al centro (dove  $R = 0$ ).  $I$  viene espressa in  $L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . L'alone esteso devia da questa semplice legge: si ha un eccesso (rispetto a De Vaucouleurs) di brillantezza nelle regioni più esterne.

### 1.1.2 Galassie a spirale, S0 ed ellittiche

Le galassie ellittiche ed S0 (lenticolari) sono più comuni delle spirali nelle regioni centrali degli ammassi regolari e compatti, mentre negli irregolari e fuori dagli ammassi è in generale vero il contrario. Una teoria (Spitzer e Baade, 1951) alla base di questa suddivisione parte dalla constatazione che le galassie a spirale contengono molto più gas, e che nel momento in cui perdono questo gas diventano S0 o ellittiche. La perdita di gas potrebbe avvenire in seguito a collisioni tra spirali o più efficacemente (e più frequentemente) per effetto della ram pressure sull'ICM. La ram pressure (pressione d'ariete) è la pressione che subisce un corpo in moto relativo rispetto al fluido in cui è immerso:

$$P_{ram} = \rho v^2 \quad (1.2)$$

dove  $\rho$  è la densità del fluido e  $v$  è la velocità relativa del corpo rispetto al fluido.

Un altro meccanismo di rimozione del gas dalle spirali, funzionante anche a basse velocità (la ram pressure dipende dalla velocità) è l'evaporazione. L'ICM, che come vedremo ha una temperatura  $T \approx 10^{7\div 8}$  K scalda per conduzione il gas galattico (ISM): il mezzo interstellare ha infatti temperature tra i  $10^2$  (regioni HI) e  $10^4$  (regioni HII) K, decisamente più fredde dell'ICM. Se l'ISM viene scaldato più velocemente di quanto riesca a raffreddarsi questo aumenta la sua temperatura, quindi la sua energia, fino a fuggire dalla galassia.

Una prova che avvenga questa perdita di gas ci viene dalle osservazioni della riga dell'idrogeno neutro a 21 cm fatte su galassie a spirale negli ammassi: queste galassie risultano effettivamente anemiche a confronto con le loro omonime di campo, confermando questa spoliazione.

Osservando inoltre le galassie a spirale in ammassi ad alto redshift ( $z \approx 0.4$ ) si è notato che queste sono in media più blu (effetto Butcher-Oemler), il che significa che in quelle galassie si ha formazione stellare (le stelle blu hanno vita breve, quindi la loro presenza ci dice che sono nate da poco delle stelle in quella regione). Formazione stellare significa presenza di gas freddo (regioni HI) e quindi questa può essere una prova che le galassie in passato avessero più gas anche all'interno degli ammassi e che l'abbiano perso nel tempo.

## 1.2 Intracluster medium

L'intracluster medium (ICM) è il gas che compone la maggior parte della massa barionica (non oscura) di un tipico ammasso di galassie. Si stima che la sua massa sia  $5 \div 10$  volte quella delle stelle ma che sia meno del 20% della massa totale dell'ammasso. Questo gas emette principalmente in banda X per bremsstrahlung (vedi sezione 3.1), e da misurazioni in X e da considerazioni sulla sua distribuzione possiamo dire che la sua temperatura sia di  $T \approx 10^{7\div 8}$  K (corrispondente ad un'energia termica di  $1 \div 10$  keV), il che ci assicura che l'ICM contenga principalmente elettroni separati dai nuclei atomici. La densità dell'ICM si attesta sui  $10^{-2} \div 10^{-4}$   $\text{cm}^{-3}$ , da cui si può stimare il libero cammino medio di elettroni e ioni nel plasma:

$$\lambda_e = \lambda_i \approx 23 \text{ kpc} \left( \frac{T_g}{10^8 \text{K}} \right)^2 \left( \frac{n_e}{10^{-3} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (1.3)$$

Poiché  $\lambda$  è minore della dimensione dell'ammasso possiamo considerare l'ICM un fluido collisionale ed usare le equazioni dell'idrodinamica (sezione 2.5) per descrivere la distribuzione di materia al suo interno.

L'abbondanza di metalli (elementi più pesanti dell'elio) nell'ICM è all'incirca un terzo di quella solare: questa osservazione ha portato a pensare che buona parte di questo gas debba essere stato processato nelle stelle e rilasciato tramite esplosioni di supernovae. La sua origine sembra quindi essere galattica, anche se ci sono teorie che sostengono che buona parte dell'ICM venga dall'esterno dell'ammasso e sia stato semplicemente catturato dalla sua buca di potenziale.

## 1.3 Materia oscura

Tramite le osservazioni in banda X, le considerazioni dinamiche su gas e galassie che lo compongono e gli effetti di lensing gravitazionale si è trovato che il  $75 \div 85\%$  circa della



Figura 1: L'ammasso 1E 0657-56, anche noto come bullet cluster. A sinistra l'ammasso visto da Chandra in banda X, a destra all'immagine ottica è stata sovrapposta l'emissione in banda X in rosa e la distribuzione di materia oscura, calcolata tramite lensing gravitazionale, in blu. (X-ray: NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al.; Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al., [11])

massa totale di un ammasso tipico non è stata vista in nessuna banda dello spettro elettromagnetico. Questa massa mancante è stata chiamata materia oscura a causa della sua assente interazione elettromagnetica. Per quello che sappiamo finora la materia oscura interagisce solo gravitazionalmente, ed ha una sezione d'urto molto piccola. In figura 1 il cosiddetto *bullet cluster* è il risultato di uno scontro tra 2 ammassi: si pensa che un ammasso più piccolo abbia colliso con uno più grande attraversandolo quasi interamente. L'immagine a sinistra è stata fatta usando le osservazioni in banda X effettuate dal telescopio Chandra: come indicato in figura, sul lato destro della struttura si può notare la forma a proiettile del primo ammasso; il gas ha assunto questa conformazione subendo effetti di resistenza idrodinamica (*drag force*), muovendosi ad alta velocità all'interno di un altro fluido (l'ICM dell'ammasso più grande). A destra del "bullet" si vede una discontinuità a forma d'arco: questa è il fronte dell'onda d'urto provocata dalla velocità ( $v \approx 3500$  km/s) relativa dei due fluidi. Questi effetti sono però dovuti all'interazione elettromagnetica delle componenti, ionica ed elettronica, dei 2 plasmi. La materia oscura invece non interagisce in questo modo, ed infatti vediamo, in blu nell'immagine a destra della figura 1, come le due nubi di materia oscura associate ai due ammassi non abbiano praticamente risentito di questo passaggio, se non per i suoi effetti gravitazionali.

## 1.4 Ricchezza di un ammasso

La ricchezza di un ammasso è una misura statistica della sua popolazione galattica. È un valore più facilmente stimabile dell'esatto numero di galassie appartenenti ad un dato ammasso a causa della continua presenza di galassie sul fondo nelle osservazioni.

Zwicky (1961-1968) definisce la ricchezza come il numero totale di galassie visibili all'interno del contorno dell'ammasso meno il numero atteso di galassie di background;

Zwicky per il suo catalogo definisce il contorno del cluster come l'isopleta in cui la densità superficiale di galassie è il doppio della densità locale di fondo.

Abell (1958) divide invece gli ammassi in classi di ricchezza definite secondo un criterio quasi indipendente dalla distanza (quindi meno preferenziale di quello di Zwicky): la ricchezza è il numero di galassie contenute in un cerchio di raggio  $R_A = 1.7/z$  arcminuti. In alcuni casi individuali la definizione di ricchezza di Abell si è rivelata portatrice di errori o leggermente dipendente dalla distanza, ma è tuttora la più utile per effettuare studi statistici sulle galassie d'ammasso.

## 1.5 Classificazione morfologica

Abell (1965) divide gli ammassi in una sequenza unidimensionale, che va dai *regolari* agli *irregolari*, con la tesi che gli ammassi regolari siano dinamicamente più evoluti e rilassati di quelli irregolari.

Zwicky et al. (1961-1968) li classifica in *compatti*, *medio-compatti* ed *aperti*.

Bautz e Morgan (1970) si concentrano invece sul contenuto galattico: gli ammassi sono di *Tipo I* se dominati da una singola cD centrale, di *Tipo II* se la galassia più brillante è una via di mezzo tra una cD ed una normale gigante ellittica e di *Tipo III* se non c'è una galassia dominante.

Rood e Sastry (1971) vanno oltre e propongono una classificazione biforcata come indicata in alto in figura 2, che riprende la sequenza da *regolari* (cD, B) agli *irregolari* (F, I); le sei classi sono (tra parentesi alcuni esempi):

- cD: ammasso dominato da una galassia cD (A2199)
- B (binary): dominato da un paio di galassie luminose (Coma)
- L (line): almeno 3 delle galassie più brillanti appaiono allineate (Perseus)
- C (core): almeno 4 delle 10 galassie più brillanti formano un nucleo compatto (Corona Borealis)
- F (flat): distribuzione appiattita delle galassie più brillanti (Hercules)
- I (irregular): distribuzione irregolare (A400)

Struble e Rood (1982) propongono una rivisitazione della classificazione Rood-Sastry in un diagramma lineare, come in basso in figura 2.

Morgan (1961) divide semplicemente *type i* (grande numero di spirali) da *type ii* (poche spirali), mentre Oemler (1974) distingue tra ammassi *spiral-rich* (prevalenza di spirali), *spiral-poor* (prevalenza di S0) e *cD* (dominati da una cD, prevalenza di ellittiche o S0).

Tutti questi sistemi di classificazione sono strettamente correlati: un ammasso *regolare* tende ad essere *compatto*, *Type I-II*, *cD* o *B*, *type ii* e *spiral-poor/cD*. C'è quindi una correlazione tra lo stato dinamico dell'ammasso ed il suo contenuto galattico. Inoltre un ammasso regolare è sempre ricco, mentre uno irregolare può essere o non essere ricco (per la definizione di ricchezza vedere sezione 1.4).

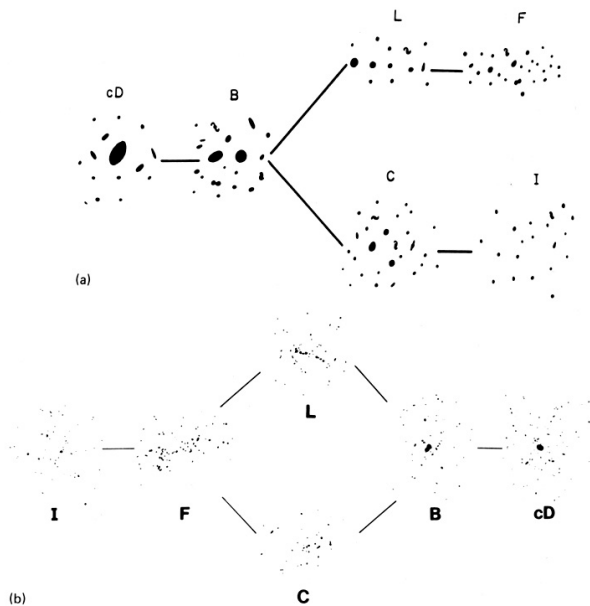


Figura 2: Classificazioni di Rood-Sastry (a - Rood and Sastry, 1971, [7]) e Struble-Rood (b - Struble and Rood, 1982, [8])

## 2 Proprietà

### 2.1 Funzione di luminosità

La funzione di luminosità fornisce informazioni sul modo in cui le galassie in un ammasso si distribuiscono rispetto alla loro luminosità. La funzione differenziale  $n(L) dL$  specifica il numero di galassie con luminosità compresa tra  $L$  e  $L + dL$ . Il suo integrale

$$N(L) = \int_L^{\infty} n(L) dL \quad (2.1)$$

è il numero di galassie con luminosità maggiore di  $L$ , da cui  $n(L) = -N(L)/dL$ .

La funzione di luminosità di Schechter (1976), ricavata analiticamente, è quella che meglio si accorda con le osservazioni di ammassi se si escludono BCG/cD

$$n(L)dL = N^*(L/L^*)^{-\alpha} e^{-(L/L^*)} d(L/L^*) \quad (2.2)$$

dove  $L^*$  è una luminosità caratteristica ed  $\alpha$  è la pendenza della curva per  $L < L^*$ ; valori tipici sono  $\alpha \approx 1.2 \sim 1.3$  e  $L^* \approx 10^{11} L_{\odot}$ .  $N^*$  ha le dimensioni di una densità ed è usato per normalizzare la funzione, che è una legge di potenza di indice  $\alpha$  per le galassie più deboli con un break a  $L^*$  ed un cut-off esponenziale a  $L > L^*$ . Se la funzione risulta essere un'adeguata approssimazione allora il calcolo di  $N^*$  tramite il fitting dei dati ci dovrebbe dare una misura più accurata della ricchezza dell'ammasso piuttosto che il conteggio delle galassie.

La funzione di Schechter integrale è

$$N(L) = N^* \Gamma(1 - \alpha, L/L^*) \quad (2.3)$$

dove  $\Gamma(\alpha, x)$  è la funzione gamma incompleta di Eulero. Nonostante il numero di galassie diverga a basse  $L$ , il calcolo della luminosità totale  $L_{tot} = N^* \Gamma(2 - \alpha) L^*$ , dove  $\Gamma(\alpha)$  è la funzione gamma di Eulero, dà un valore finito.



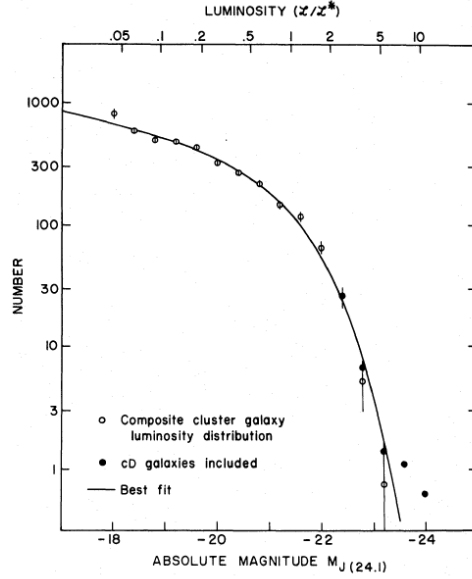


FIG. 2.—Best fit of analytic expression to observed composite cluster galaxy luminosity distribution. Filled circles show the effect of including cD galaxies in composite.

Figura 3: Funzione di luminosità di Schechter: fitting di dati sperimentali (Schechter, 1976, [9])

## 2.2 Distribuzione di velocità

Per sapere le velocità peculiari delle galassie all'interno di un ammasso dobbiamo prima sottrarre la velocità propria dell'ammasso: dato  $\langle z \rangle$  il redshift galattico medio, calcoliamo la componente radiale della velocità  $v_r$  di una galassia con redshift  $z$  e la dispersione di velocità radiale  $\sigma_r$  dell'ammasso:

$$v_r = (z - \langle z \rangle) c \quad (2.4)$$

$$\sigma_r = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{1/2} \quad (2.5)$$

Ora  $p(v_r) dv_r$  è la probabilità di trovare una galassia con velocità radiale compresa tra  $v_r$  e  $v_r + dv_r$ . Questa probabilità, se si escludono le velocità tali che  $|v_r - \langle v_r \rangle| > 3\sigma_r$ , risulta essere ben approssimata da una distribuzione Gaussiana:

$$p(v_r) dv_r = \frac{1}{\sigma_r \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{v_r^2}{2\sigma_r^2}\right) dv_r \quad (2.6)$$

Una distribuzione Gaussiana per una componente della velocità corrisponde ad un sistema di particelle distinguibili in equilibrio termodinamico, che porta in generale ad una distribuzione di Maxwell-Boltzmann delle velocità delle galassie; secondo questa famosa distribuzione  $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_r^2$  poiché in generale  $\langle v^2 \rangle = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2$ , da cui

$$\frac{3}{2}kT = \frac{\langle m \rangle}{2} \langle v^2 \rangle = \frac{3\langle m \rangle}{2} \sigma_r^2 \implies \sigma_r = \sqrt{\frac{kT}{\langle m \rangle}} \quad (2.7)$$

dove  $T$  rappresenta la “temperatura” ed  $\langle m \rangle$  la massa media delle galassie, mentre  $k$  è la costante di Boltzmann. Gli ammassi non sono in realtà completamente rilassati all'e-

quilibrio termodinamico: le galassie non hanno tutte la stessa temperatura  $T$ , ma la loro dispersione di velocità è quasi indipendente dalla massa e dalla posizione nell'ammasso.

Alcune variazioni di  $\sigma_r$  sono comunque osservate: negli ammassi Coma e Perseus ad esempio le galassie più luminose hanno una dispersione più piccola delle meno luminose. Inoltre, dal momento che gli ammassi sono sistemi finiti e legati, la dispersione diminuisce allontanandosi dal centro.

## 2.3 Massa

Dalla dispersione di velocità di un ammasso di galassie si può usare il teorema del viriale per ottenere una prima stima della massa totale dell'ammasso nel caso in cui la struttura sia virializzata, cioè sia dinamicamente stabile. Ciò significa che le galassie interagiscono tra di loro nell'ammasso, ma questo non si espande né contrae. Con queste premesse vale il teorema del viriale, che all'ordine zero sostiene che  $2T + W = 0$ , dove

$$T = \frac{1}{2} M_{tot} \sigma_V^2 \quad (2.8)$$

è l'energia cinetica, mentre

$$W = -\frac{GM_{tot}^2}{r_g} \quad (2.9)$$

è l'energia potenziale gravitazionale. Nella (2.8)  $\sigma_V$  è la dispersione di velocità viriale, che in caso di simmetria sferica e di distribuzione isotropica di velocità è semplicemente  $\sigma_V^2 = 3\sigma_r^2$ . Nella (2.9) invece  $r_g$  è il raggio gravitazionale, dato da

$$r_g = 2 \left( \sum_i m_i \right)^2 \left( \sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}} \right)^{-1} \quad (2.10)$$

dove  $m_i$  è la massa di una galassia e  $r_{ij}$  è la separazione tra due galassie. Ciò che si ottiene infine è

$$M_{tot} = \frac{3r_g \sigma_r^2}{G} = 7 \times 10^{14} M_\odot \left( \frac{\sigma_r}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{r_g}{\text{Mpc}} \right) \quad (2.11)$$

Confrontando la massa ottenuta con queste considerazioni con la luminosità ottica prodotta dalle galassie di alcuni ammassi, già nel 1933 Zwicky si rese conto che circa il 90% della massa non era dovuta alle galassie.

## 2.4 Distribuzione spaziale delle galassie

La maggior parte degli ammassi regolari mostra una distribuzione della densità galattica crescente avvicinandosi al centro dell'ammasso; tale distribuzione può essere approssimata a simmetria sferica, a meno che l'ammasso non sia molto ellittico. Data  $n(r)$  la densità galattica dell'ammasso, la sua proiezione sulla volta celeste è

$$\Sigma(R) = 2 \int_R^{R_{max}} \frac{r n(r) dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (2.12)$$

dove  $R$  è la distanza dal centro della proiezione  $\Sigma$  (cioè il raggio cilindrico dell'ammasso);  $R_{max}$  si assume spesso a  $\infty$ . La formula di inversione di Abel ci permette, data la simmetria del problema, di ricostruire il volume dell'ammasso come in una struttura a cipolla, e di ottenere quindi  $n(r)$  data la sua proiezione  $\Sigma(R)$  :

$$n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{d\Sigma}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}} \quad (2.13)$$

Nella sezione 2.2 avevamo posto le componenti del nostro ipotetico ammasso in condizioni tali da seguire abbastanza bene la distribuzione di Maxwell-Boltzmann, cioè in equilibrio termico; qui assumiamo che la distribuzione spaziale delle galassie segua un modello a sfera isoterma. Cominciamo imponendo l'equilibrio idrodinamico:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \quad (2.14)$$

dove  $\Phi$  identifica il potenziale gravitazionale. Esplicitando  $M(r) = 4\pi \int_0^r \rho r' r'^2 dr'$  e differenziando la (2.14) otteniamo

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{dP}{dr} \right) + 4\pi G \rho r^2 = 0 \quad (2.15)$$

Per la legge dei gas perfetti  $P = nkT$ , dove  $n(r) = \rho(r)/\langle m \rangle$  è la densità numerica, e ricordando l'equazione (2.7) possiamo quindi riscrivere il gradiente di pressione come

$$\frac{dP}{dr} = \frac{kT}{\langle m \rangle} \frac{d\rho}{dr} = \sigma_v^2 \frac{d\rho}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \quad (2.16)$$

La (2.16) con la (2.15) danno

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{\sigma_v^2 r^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) + 4\pi G \rho r^2 = 0 \quad (2.17)$$

L'equazione (2.17) non si può risolvere analiticamente, anche se ne esiste una soluzione particolare, chiamata *sfera isoterma singolare*:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2} \quad (2.18)$$

Questa distribuzione ha una densità divergente per  $r \rightarrow 0$  ed una massa totale infinita  $M(r) \propto r$ .

Un modello largamente utilizzato è quello di King:

$$n(r) = n_0 \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (2.19)$$

$$\Sigma(R) = \Sigma_0 \left[ 1 + \left( \frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.20)$$

dove  $r_c$  è il raggio del nucleo dell'ammasso (tipicamente  $r_c \sim 0.2$  Mpc), definito come il raggio al quale la densità proiettata è metà di quella centrale, e  $\Sigma_0 = 2n_0 r_c$ , con  $n_0$  la densità centrale. L'equazione (2.19) è in realtà un'approssimazione analitica dei modelli di King, valida solo per le regioni centrali dell'ammasso. Questi modelli risolvono parzialmente il problema della massa infinita con un cut-off alle alte velocità della distribuzione di Maxwell; parzialmente perché anche nella (2.19) la massa totale risulta infinita, anche se è una divergenza logaritmica.

## 2.5 Distribuzione del gas

Il modello di distribuzione del gas più utilizzato è il cosiddetto  $\beta$  model, che afferma che sia il gas che le galassie si distribuiscono isotermicamente ed in equilibrio idrostatico nel potenziale gravitazionale dell'ammasso.

Vediamo intanto se l'equilibrio idrostatico può sorreggere una struttura dal diametro di 1 Mpc. La velocità del suono nell'ICM è

$$c_s \approx \sqrt{\frac{P}{\rho_g}} = \sqrt{\frac{nkT_g}{\rho_g}} = \sqrt{\frac{nkT_g}{\mu m_p}} \sim 1000 \text{ km/s} \quad (2.21)$$

dove  $P$ ,  $\rho_g$ ,  $n$  e  $T_g \approx 10^8$  K sono rispettivamente la pressione, la densità, la densità numerica e la temperatura del gas, mentre  $\mu$  indica la massa molecolare media e per una mistura chimica simile a quella solare (cioè con abbondanze tipiche da ICM) si ha  $\mu \approx 0.63$ . Il tempo che impiega un'onda sonora ad attraversare un ammasso di diametro  $2R_A \approx 1$  Mpc è

$$t_{s,cross} = \frac{2R_A}{c_s} \approx 10^9 \text{ yr} \quad (2.22)$$

cioè un tempo più breve dell'età dell'ammasso, approssimabile a quella dell'universo ( $10^{10}$  yr).  $t_{s,cross}$  è il tempo in cui le deviazioni dall'equilibrio idrostatico vengono appianate, quindi possiamo ora ragionevolmente supporre tale equilibrio. Dall'equazione (2.14) esprimiamo la pressione in funzione della temperatura usando la legge dei gas perfetti  $P = \rho_g k T_g / (\mu m_p)$ , e così ricaviamo la massa in funzione della distanza radiale  $M(r)$ ; le uniche incognite rimangono così i profili di temperatura e di densità in funzione di  $r$ :

$$M(r) = -\frac{kT_g(r)r^2}{G\mu m_p} \left( \frac{d \ln \rho_g}{dr} + \frac{d \ln T}{dr} \right) \quad (2.23)$$

Ora l'assunzione di distribuzione isoterma ci semplifica la vita, poiché ovviamente si può semplificare  $T(r) = T_g$ , il che ci porta a

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} = -\frac{\mu m_p}{kT_g} \frac{GM}{r^2} \quad (2.24)$$

Ricordando le equazioni per la densità totale  $\rho(r)$  (2.14) e (2.16) si ottiene

$$\frac{d \ln \rho}{dr} = -\frac{1}{\sigma_v^2} \frac{GM}{r^2} \quad (2.25)$$

Combinando le (2.24) e (2.25) si ottiene

$$\frac{d \ln \rho_g}{dr} \propto \frac{d \ln \rho}{dr} \Rightarrow \rho_g(r) \propto [\rho(r)]^\beta \quad (2.26)$$

dove

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma_v^2}{kT_g} \quad (2.27)$$

L'indice  $\beta$  dipende dal rapporto tra la temperatura dinamica, misurata da  $\sigma_v$ , e la temperatura del gas  $T_g$ . Inserendo questo risultato nell'approssimazione analitica dei modelli di King (2.19)

$$\rho_g(r) = \rho_g(0) \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (2.28)$$

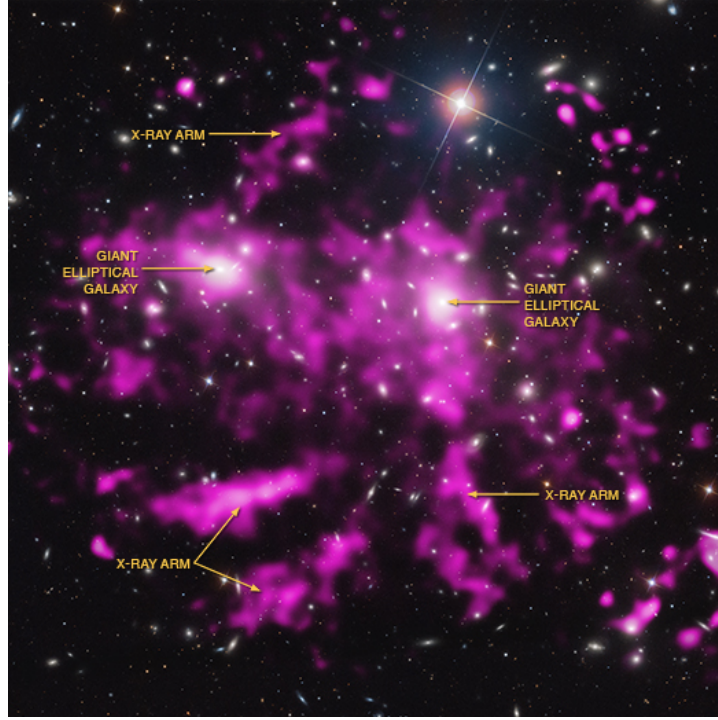


Figura 4: Il Coma cluster in un'immagine composta: in viola l'emissione in banda X sovrapposta all'immagine ottica dell'ammasso (X-ray: NASA/CXC/MPE/J.Sanders et al, Optical: SDSS)

mentre il profilo di emissione del gas (in banda X, come si vedrà in sezione 3.1) è ben descritto da

$$I(R) \propto \left[ 1 + \left( \frac{R}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta+1/2} \quad (2.29)$$

### 3 Meccanismi di emissione

#### 3.1 Bremsstrahlung

In banda X ( $10^{16} \lesssim \nu \lesssim 10^{19}$  Hz) gli ammassi sono la sorgente più comune nell'universo, con una luminosità  $L_X = 10^{43 \div 45}$  erg/s. Ciò che osserviamo è emissione nel continuo dovuta all'intracluster medium diffuso posto ad una temperatura  $T \approx 10^8 K$  con una densità di atomi  $n \approx 10^{-3} cm^{-3}$ . Con queste caratteristiche, il principale meccanismo di emissione risulta essere la bremsstrahlung termica. La bremsstrahlung termica è l'emissione dovuta al frenamento di particelle cariche, principalmente elettroni, dovuto al campo coulombiano generato da una carica opposta, principalmente ioni positivi, cioè protoni nel caso dell'idrogeno. L'emissività specifica, cioè l'energia emessa nell'unità di tempo, di frequenza e di volume, di uno ione di carica  $Z$  in un plasma con una temperatura elettronica  $T$  a causa della bremsstrahlung è

$$\epsilon_\nu \equiv \frac{dL}{dV d\nu} = \frac{32\pi e^6}{3m_e c^3} \left( \frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{1/2} Z^2 n_e n_i g(Z, T, \nu) T^{-1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (3.1)$$

dove  $n_i$  e  $n_e$  sono rispettivamente la densità numerica degli ioni e degli elettroni, e  $g(Z, T, \nu)$  è il fattore di Gaunt, che rappresenta le correzioni dovute agli effetti quantistici ed alle collisioni distanti. L'emissività bolometrica è data da

$$\epsilon = \int \epsilon_\nu d(h\nu) \propto T_e^{1/2} n_e n_i \quad (3.2)$$

e la luminosità totale in banda X è

$$L_X = \int \epsilon dV \quad (3.3)$$

Le osservazioni combaciano abbastanza bene con lo spettro predetto dall'equazione (3.1), compreso il cutoff esponenziale atteso a frequenze  $E \approx 10 \text{ keV}$ . Il fatto che ci sia emissione di bremsstrahlung termica implica che l'ICM sia all'equilibrio termico, cioè che abbia un'unica temperatura  $T$ , ricavabile dallo spettro X.

Una delle prove più evidenti che l'ICM sia all'equilibrio termico è l'osservazione di forti righe di emissione in banda X, specialmente la riga del Fe a 7 keV. L'esistenza di questa riga è permessa da un'abbondanza chimica dei metalli simile a quella solare e dall'equilibrio termico del gas. La composizione chimica dell'ICM suggerisce che buona parte di questo gas sia di origine stellare, in quanto il ferro può essere prodotto solo dalle stelle ed espulso durante i fenomeni di supernovae (soprattutto SNIa).

È utile definire un tempo scala di raffreddamento per l'ICM dovuto alla bremsstrahlung. Se il gas si raffredda isobaricamente, il cooling time è dato da:

$$t_{cool} = 8.5 \times 10^{10} \text{ yr} \left( \frac{n_i}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{T}{10^8 \text{ K}} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Nella quasi totalità dei casi si tratta di un tempo superiore all'età dell'universo, cosa che permette l'equilibrio idrostatico nonostante le perdite di energia (che precedentemente non avevamo considerato).

Al centro di alcuni ammassi tuttavia, dove aumenta la densità,  $t_{cool}$  può essere minore del tempo di Hubble, e questo può portare ai cosiddetti cooling flows. Raffreddandosi il gas diminuisce la sua pressione ( $P \propto T$  per un gas perfetto), e questo porta il gas esterno più caldo (e quindi con pressione maggiore) a fluire al centro dell'ammasso; così facendo aumenta ancora la densità del gas al centro ed il meccanismo si autoalimenta in questo modo. Purtroppo le osservazioni ci dicono che il gas al centro di certi ammassi è più freddo di quello circostante, ma non arbitrariamente più freddo come ci si aspetterebbe da questo meccanismo. La spiegazione più quotata è che al centro dell'ammasso il gas venga scaldato dai getti radio di un AGN (Active Galactic Nuclei), nucleo galattico alimentato dal disco di accrescimento attorno ad un buco nero supermassiccio di  $10^{8 \div 10} M_\odot$ .

## 3.2 Sincrotrone

In banda radio ( $10^7 \lesssim \nu \lesssim 10^{11}$  Hz) ciò che vediamo dagli ammassi è principalmente emissione di sincrotrone causata dall'interazione di una popolazione non termica di elettroni relativistici con un campo magnetico. Tale emissione è governata da uno spettro di potenza di intensità specifica  $I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , dove  $\alpha$  è l'indice spettrale ed  $I_\nu$  si misura in

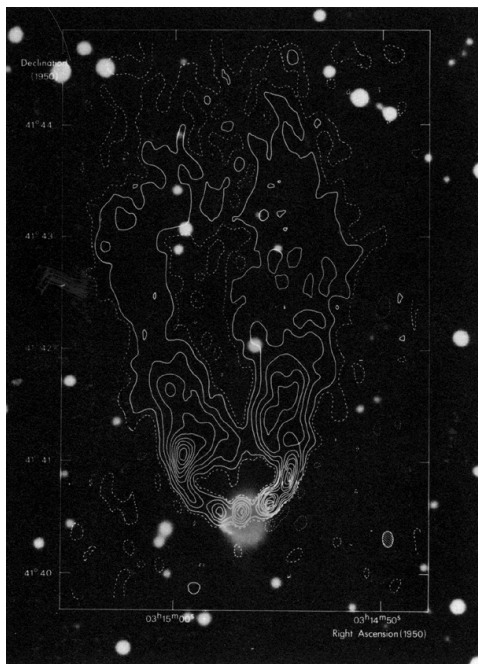


Figura 5: Mappa radio a 5 GHz della sorgente head-tail associata a NGC1265 nell'ammasso Perseus; le linee continue sono superfici di uguale brillantezza radio, sovrapposte all'immagine ottica (Wellington *et al.*, 1973, [10])

$\text{erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Tipicamente le sorgenti radio extragalattiche hanno  $\alpha \approx 0.8$ , mentre negli ammassi tendono ad irripidirsi ( $\alpha \gtrsim 1$ ).

L'emissione radio degli ammassi è dovuta primariamente all'emissione radio delle singole galassie che compongono l'ammasso. Si è notato inoltre che i tipi di ammasso più evoluti nella classificazione di Rood-Sastre (cD, B, C e L) ed in quella di Bautz-Morgan (tipi I, I-II) tendono ad avere un'emissione radio più persistente. Le più potenti sorgenti radio si trovano spesso al centro degli ammassi, associate con le galassie dominanti nell'ottico, quali le cD.

Tendenzialmente le galassie isolate hanno una struttura radio abbastanza semplice e simmetrica: un'emissione compatta associata col nucleo della galassia, ed una più estesa e diffusa, di solito a forma di 2 lobi equidistanti dal nucleo che giacciono su una linea passante per quest'ultimo. Questi lobi sono generati dall'incontro di getti di plasma che fuoriuscendo dal nucleo galattico ad un certo punto incontrano una quantità di gas intergalattico tale da far convertire la loro energia cinetica in energia termica e nel moto caotico di particelle di plasma relativistiche: questo plasma non termico è il responsabile dell'emissione dei lobi.

Negli ammassi le strutture radio delle galassie sono più complesse e tendono a non essere così simmetriche: si va da sorgenti in cui i 2 lobi non sono allineati col nucleo galattico (*bent-doubles* o *wide-angle-tails*) ad altre in cui si ha solo una coda che parte dal nucleo, come una cometa (*head-tail* o *narrow-angle-tail*). La spiegazione più accettata per le *head-tail* è che siano normali radio-galassie che si muovono ad alta velocità in un gas statico: i getti radio vengono così decelerati dalla ram pressure del gas circostante e formano la coda della galassia. La ram pressure (vedi equazione (1.2)) dipende linearmente dalla densità del gas dell'ammasso (ICM); tale densità è consistente con

le osservazioni dell'ICM in banda X per bremsstrahlung. Le *wide-angle-tails* sono più frequenti in galassie otticamente dominanti, come le cD. Il fatto che queste galassie si muovano a velocità inferiore rispetto alle galassie che ospitano *head-tails* può essere una conferma del modello con la ram pressure.

Un'altra struttura radio presente in alcuni ammassi di galassie è un alone diffuso più grande del nucleo dell'ammasso ma più piccolo dell'ammasso stesso (stimabile con il suo raggio di Abell). Non sono fenomeni molto comuni, ed emettono per sincrotrone con uno spettro molto ripido ( $\alpha \approx 1.2$ ). Sono state proposte diverse teorie sull'origine di questi aloni, o meglio sull'origine di questa popolazione non termica di elettroni relativistici. La spiegazione più semplice e quotata è quella per cui questi elettroni provengano dalle sorgenti radio galattiche più forti dell'ammasso, e che si muovano in un campo magnetico  $B \approx 1\mu G$ , consistente con le osservazioni in banda X.

### 3.3 Rotazione di Faraday

La rotazione di Faraday è un effetto che modifica la polarizzazione di un'onda elettromagnetica quando questa attraversa un mezzo immerso in un campo magnetico. Nel nostro caso la radiazione polarizzata (linearmente) è quella di sincrotrone già vista nella sezione 3.2, ed il mezzo è ovviamente l'ICM. L'effetto consiste nella rotazione del piano di polarizzazione dell'onda, dovuta alla diversa velocità di propagazione nel mezzo magnetizzato della componente destrorsa e di quella sinistrorsa dell'onda. All'uscita del mezzo le 2 componenti saranno fuori fase, e ciò causa una rotazione dell'oscillazione del vettore campo elettrico  $\vec{E}$  di un angolo  $\phi = RM \lambda^2$ .  $RM$  è detta misura di rotazione (rotation measure) ed è data da

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int n_e B_{\parallel} dl \quad (3.5)$$

dove  $B_{\parallel}$  è la componente del campo magnetico parallela alla direzione di propagazione dell'onda,  $l$  è la lunghezza del percorso effettuato nel mezzo magnetizzato e  $n_e$  è la densità elettronica. La misura di rotazione, noti  $l$  ed  $n_e$  ci dà quindi il valore di una componente del campo magnetico: poiché  $|\vec{B}| \geq B_{\parallel}$  quest'ultimo ci dà un valore minimo per  $B = |\vec{B}|$ .

Poiché spesso le misure di rotazione effettuate implicavano campi magnetici troppo deboli ( $\lesssim 0.1 \mu G$ , mentre da osservazioni sugli aloni radio sappiamo che  $B \gtrsim 1 \mu G$ ) si è ipotizzato che i campi magnetici negli ammassi siano composti di celle all'interno delle quali il campo magnetico è disposto ordinatamente, di dimensione  $l_B$ , ma che queste celle siano orientate in maniera casuale lungo la linea di integrazione  $l$ . Si pensa che queste celle, probabilmente di  $l_B \approx 10 \div 20$  kpc, vengano create e spostate da onde di turbolenza generate dal moto delle galassie nell'ICM.

### 3.4 Effetto Sunyaev-Zel'dovich

L'effetto Sunyaev-Zel'dovich (SZ) consiste in una modifica dello spettro di corpo nero della radiazione cosmica di fondo (CMB: Cosmic Microwave Background) dovuta all'interazione tra i fotoni della CMB e gli elettroni dell'ICM. La CMB consiste in una radiazione di corpo nero posto a  $T = 2.725$  K, con uno spettro dato da

$$I_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.6)$$



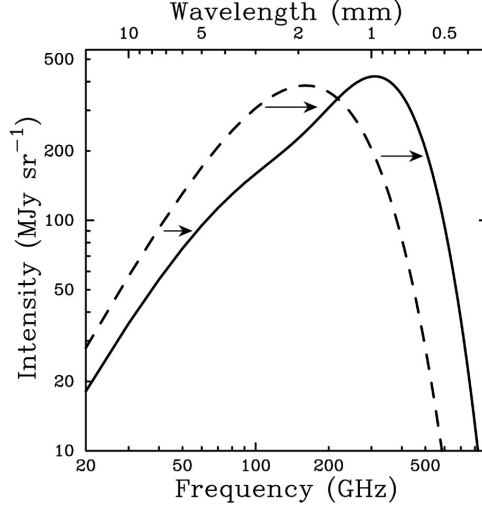


Figura 6: Lo spettro della CMB (linea tratteggiata) distorto dall'effetto SZ (linea continua). L'effetto qui mostrato è per un ammasso fittizio 1000 volte più massivo di un tipico ammasso di galassie (Reese, 2004, [6])

Lo spessore ottico dell'ICM è dato da

$$d\tau = \sigma_T n_e dl \quad (3.7)$$

dove  $n_e$  è la densità numerica degli elettroni e

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = 6.652 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (3.8)$$

è la sezione d'urto Thomson per gli elettroni. I tipici valori per l'ICM sono  $n_e \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  e  $l \approx 1 \text{ Mpc}$ , da cui, integrando la (3.7) lungo la linea di vista,

$$\tau = \int \sigma_T n_e dl \approx 10^{-2} \quad (3.9)$$

cioè 1% di probabilità di scattering. Poiché l'energia degli elettroni è maggiore dell'energia dei fotoni ( $kT_e \gg h\nu$ ) il meccanismo principale di scattering è l'inverse Compton: i fotoni guadagnano energia dagli elettroni e cambiano la loro frequenza:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \quad (3.10)$$

dove  $T_e$  è la temperatura degli elettroni dell'ICM. Si ha così uno spettro di corpo nero distorto.

Calcoliamo il cambiamento in termini di temperatura di brillantezza  $T_b$ , cioè la temperatura che avrebbe un corpo nero avente la stessa intensità di radiazione  $I_\nu$ :

$$\frac{\Delta T_b}{T_b} = \frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \frac{d \ln T_b}{d \ln I_\nu} = [x \coth(x/2) - 4] \int \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e dl \quad (3.11)$$

dove  $x \equiv h\nu/kT_b$ . Questa espressione è valida solo per  $x \lesssim 10$ . Lo spettro ha una diminuzione di intensità per  $x < 3.83$  ed un aumento per frequenze maggiori. Il crossover

è a  $\lambda_0 = 0.14(2.7K/T_b)$  cm. Il fatto che lo spettro al di sotto di una certa frequenza (o al di sopra di una certa lunghezza d'onda) diminuisca di intensità è perché l'inverse Compton conserva il numero dei fotoni, e sposta quelli a più bassa energia ad energie maggiori.

A basse frequenze (cioè  $x \ll 1$ ) possiamo usare l'approssimazione di Rayleigh-Jeans:

$$T_b \equiv \frac{I_\nu c^2}{2k\nu^2} \quad (3.12)$$

La distorsione dello spettro della CMB è in questo regime:

$$\frac{\Delta T_b}{T_b} = - \int \frac{2kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e dl \quad (3.13)$$

Poiché il crossover si trova nella regione delle microonde ( $\nu \approx 218$  GHz) la diminuzione dello spettro a frequenze più basse viene detta *microwave diminution*. Non è facile osservare in dettaglio questo meccanismo: l'effetto è molto piccolo ( $\Delta T_b/T_b \approx 10^{-3}$ ) ed è disturbato dalle sorgenti radio interne all'ammasso.

Le osservazioni dell'effetto SZ in combinazione con quelle in banda X possono essere usate per calcolare la distanza di un ammasso di galassie. Ipotizzando che l'ammasso sia di forma sferica il suo spessore identifica anche il suo diametro, e possiamo quindi stimare la distanza di diametro angolare  $D_A$  dell'ammasso data la sua dimensione angolare  $\theta$ :

$$\Delta l \simeq D_A \theta \quad (3.14)$$

Ora essendo la distanza lineare  $D_L = (1+z)^2 D_A$  ed il volume ovviamente  $\Delta V \propto \theta^3 D_A^3$ , passiamo a confrontare le espressioni dell'effetto SZ e del flusso a raggi X  $f_X$ . Dalle equazioni (3.3) e (3.13) otteniamo (si è posto per semplicità  $n_e n_i \approx n_e^2$ ):

$$\frac{\Delta T_b}{T_b} \propto T_e n_e \Delta l \simeq T_e n_e D_A \theta \quad (3.15)$$

$$f_X \equiv \frac{L_X}{4\pi D_L^2} \propto \frac{n_e^2 T_e^{1/2} \Delta V}{D_L^2} \propto \frac{n_e^2 T_e^{1/2} \theta^3 D_A}{(1+z)^4} \quad (3.16)$$

Si ottiene così

$$D_A \propto \left( \frac{\Delta T_b}{T_b} \right)^2 \frac{\theta}{f_X T_e^{3/2} (1+z)^4} \quad (3.17)$$

A basso redshift  $D_A \simeq cz/H_0$  quindi questa formula ci dà anche una stima della costante di Hubble  $H_0$ .

## Riferimenti bibliografici

- [1] C.L. Sarazin, *X-ray Emission from Clusters of Galaxies*, 1988, Cambridge University Press.
- [2] Peter Schneider, *Extragalactic Astronomy and Cosmology. An Introduction*, 2006, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [3] Carlo Nipoti *Dispense del corso di Ammassi di Galassie - A.A. 2009/2010*, 2009
- [4] L. Sparke and J. Gallagher, *Galaxies in the Universe: an Introduction. Second Edition*, 2007, Cambridge University Press.
- [5] A. Biviano, *From Messier to Abell: 200 Years of Science with Galaxy Clusters*, 2000, arXiv:astro-ph/0010409v1.
- [6] Erik D. Reese, *Measuring the Hubble Constant with the Sunyaev-Zel'dovich Effect*, 2003, arXiv:astro-ph/0306073v1.
- [7] Herbert J. Rood, Gummuluru N. Sastry, “*Tuning Fork*” *Classification of Rich Clusters of Galaxies*, 1971, Bibcode: 1971PASP...83..313R
- [8] M.F. Struble, H.J. Rood, *Morphological classification (revised RS) of Abell clusters in  $D \leq 4$  and an analysis of observed correlations*, 1982, Bibcode: 1982AJ.....87....7S
- [9] P. Schechter, *An analytic expression for the luminosity function for galaxies*, 1976, Bibcode: 1976ApJ...203..297S
- [10] K.J. Wellington, G.K. Miley, H. van der Laan, *High Resolution Map of NGC1265*, 1973, Bibcode: 1973Natur.244..502W
- [11] Douglas Clowe, Anthony Gonzalez, Maxim Markevitch *Weak lensing mass reconstruction of the interacting cluster 1E0657-558: Direct evidence for the existence of dark matter*, 2003, arXiv:astro-ph/0312273v1.