

ALMA MATER STUDIORUM – UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Proprietà degli ammassi di galassie

Tesi di laurea

Presentata da:

Emmanuele Casadei

Relatore:

**Chiar.ma Prof.ssa Marcella
Brusa**

Anno accademico 2025–2026

INDICE

Introduzione	2
1 Classificazione e morfologia	3
2 Composizione e struttura	3
2.1 Distribuzione spaziale delle galassie	4
2.1.1 BCG e galassie cD	4
2.1.2 Dinamica degli ammassi e sfera isoterma di gas	5
2.2 Funzione di luminosità per gli ammassi di galassie	8
3 Il mezzo intracluster	8
3.1 Emissione X	9
3.1.1 Bremsstrahlung termica e spettro X continuo	9
3.1.2 Misurazione della massa tramite osservazioni X	9
3.1.3 Righe di emissione da metalli ionizzati	10
3.2 Cenni al <i>cooling flow problem</i> e al <i>feedback</i> da AGN	10
3.3 Effetto Sunyaev–Zeldovich	12
4 Lensing gravitazionale	13
4.1 Deflessione da massa puntiforme	14
4.2 Deflessione da massa estesa	15
Bibliografia	17

INTRODUZIONE

Le galassie raramente possono essere considerate veramente isolate, esse infatti tendono ad aggregarsi in strutture più o meno grandi a causa dell'interazione gravitazionale. Questo fenomeno avviene su tutte le scale e le associazioni di galassie vanno dai piccoli gruppi composti da pochi membri, fino a strutture contenenti centinaia o migliaia di galassie.

Gli ammassi di galassie, in particolare, sono le più grandi strutture gravitazionalmente legate dell'Universo: hanno raggi dell'ordine del Mpc e masse tipicamente comprese tra 10^{14} e $10^{15} M_{\odot}$, e possono contenere fino a qualche migliaio di galassie con dispersione di velocità dell'ordine di 1000 km s^{-1} .



Figura 1: L'Ammasso della Chioma osservato da Hubble. Crediti: NASA, ESA

Questa tesi è divisa in quattro macrosezioni e ha lo scopo di illustrare le principali proprietà di questi oggetti. La prima sezione introduce in maniera schematica le diverse tipologie di ammassi, seguendo la loro suddivisione storica e illustrandone i tratti morfologici essenziali. Dalla seconda sezione, invece, inizia la descrizione fisica vera e propria degli ammassi, con un'introduzione sulla loro composizione, per poi passare alla dinamica e a come si distribuiscono le galassie all'interno. L'ultima sottosezione è dedicata alla funzione di luminosità delle galassie.

La terza sezione è dedicata al gas intracluster e si sofferma principalmente sulla sua emissione X e su come questa ci permetta di studiare l'ammasso. Una parte di questa sezione è dedicata a un approfondimento (molto ristretto) sul tema del *cooling flow problem* e del *feedback* da parte degli AGN negli ammassi, mentre l'ultima parte è dedicata all'effetto Sunyaev-Zeldovich. Nell'ultima sezione vengono presentate le basi del lensing gravitazionale e viene spiegato come questo spettacolare effetto possa rivelarsi utile per stimare la massa degli ammassi.

1) CLASSIFICAZIONE E MORFOLOGIA

Nel corso degli anni sono stati elaborati diversi cataloghi e sistemi di classificazione per gli ammassi di galassie, dai più vecchi, che si limitavano a un’analisi morfologico-descrittiva, fino a quelli più recenti, basati sullo stato fisico e dinamico dell’ammasso.

Il primo importante catalogo venne realizzato da Abell (1958), che classificò gli ammassi secondo classi di ricchezza definite in base al numero N di galassie con magnitudine compresa tra quella della terza galassia più brillante dell’ammasso, m_3 , e $m_3 + 2$, entro un raggio fisso, detto raggio di Abell (tipicamente 2 Mpc). Si è visto che la ricchezza di un ammasso è proporzionale al numero di galassie di quest’ultimo. Questo fatto risulta essere non banale, infatti, se considerassimo due ammassi con lo stesso numero di galassie, ma con distribuzioni di luminosità differenti, la ricchezza dei due ammassi potrebbe essere significativamente diversa, dal momento che in uno dei due potremmo avere poche galassie molto brillanti vicine al valore m_3 e tantissime galassie deboli, e nell’altro una distribuzione più “piatta”, con molte galassie di luminosità simile. In quest’ultimo caso si otterrebbe una classe di ricchezza più alta. Ciò non accade dal momento che, in generale, la distribuzione di luminosità delle galassie degli ammassi è descritta abbastanza bene dalla legge di Schechter (si veda la Sez. 2.2).

Abell (1962) introdusse anche la distinzione tra *ammassi regolari* e *irregolari*. Gli ammassi regolari sono caratterizzati da una simmetria quasi sferica, un’alta concentrazione di galassie nel centro dell’ammasso e nessuna sottostruttura importante, mentre gli ammassi irregolari presentano una forma amorfa e possono avere piccole sottostrutture multiple. Un esempio di ammasso regolare è l’Ammasso della Chioma, mentre tra quelli irregolari troviamo l’Ammasso di Ercole o quello della Vergine.

Un’ulteriore classificazione, basata sul tipo di galassie contenute nell’ammasso, è stata proposta da Oemler (1974) che identificò tre tipi principali di ammassi: gli ammassi *spiral-rich*, in cui le spirali sono comuni, gli ammassi *cD*, dominati da un’unica galassia cD (si veda la Sez. 2.1.1), molto ricchi di ellittiche e S0, e gli ammassi *spiral-poor*, intermedi tra i cD e gli *spiral-rich*. Uno schema riassuntivo dei diversi tipi di ammassi è riportato in Tab. 1.

Tabella 1: Le diverse tipologie di ammassi di galassie (adattato da Bahcall, 1977)

Proprietà/classe	Regolare	Intermedia	Irregolare
Contenuto di galassie	Ricco di ellittiche/S0	Povero di spirali	Ricco di spirali
Percentuali E/S0 : S	80% : 20%	70% : 30%	50% : 50%
Simmetria	Sferica	Intermedia	Forma irregolare
Concentrazione centrale	Alta	Moderata	Molto bassa

2) COMPOSIZIONE E STRUTTURA

La massa di un ammasso (10^{14} – $10^{15} M_{\odot}$) è costituita per la maggior parte da materia oscura, che rappresenta circa l’84–90% del totale, mentre la componente barionica costituisce solo il restante 10–16%. La frazione barionica della massa degli ammassi si divide a sua volta tra massa del gas caldo intracluster (*intracluster medium* o ICM),

che ne rappresenta la frazione più consistente, e massa delle stelle, che contribuiscono solo per l'1–5% della massa totale dell'ammasso.

I primi ad accorgersi del cosiddetto “problema della massa mancante”, che venne poi spiegato introducendo la materia oscura, furono Zwicky (1933) e Smith (1936), i quali mostrarono che se gli ammassi sono sistemi gravitazionalmente legati, allora la loro massa totale deve superare notevolmente la somma delle masse delle galassie. Questo eccesso di massa può essere quantificato attraverso il rapporto massa–luminosità $M_{\text{tot}}/L_{\text{tot}}$, espresso in unità di $M_{\odot}$ e $L_{\odot}$, che confronta la massa totale dell'ammasso con la luminosità della sola materia che emette radiazione. Per gli ammassi di galassie tale rapporto vale $\approx 10^2 M_{\odot}/L_{\odot}$ (Faber e Gallagher, 1979), confermando dunque che, come detto prima, solo una piccola componente della massa è composta da materia che emette radiazione.

2.1 – Distribuzione spaziale delle galassie

Un problema importante nello studio degli ammassi di galassie consiste nel comprendere come le galassie siano distribuite al loro interno. Abell fu il primo a notare l'esistenza di una correlazione tra la struttura dell'ammasso e il tipo di galassie contenute dentro di esso. Nel caso degli ammassi regolari o degli ammassi cD, per esempio, la distribuzione delle galassie somiglia a quella delle stelle all'interno di un ammasso globulare, mentre negli ammassi irregolari e in quelli *spiral-rich* la distribuzione non è simmetrica e la concentrazione di galassie è generalmente più bassa.

Nelle prossime due sottosezioni viene fatto un breve approfondimento sulle galassie cD e una trattazione quantitativa della distribuzione delle galassie all'interno degli ammassi regolari.

2.1.1 BCG e galassie cD

Le *brightest cluster galaxies* (BCGs) sono un tipo particolare di galassie ellittiche giganti che si trovano nelle regioni centrali degli ammassi. La loro massa può arrivare fino a $10^{13} M_{\odot}$ e la loro luminosità a $10^{12} L_{\odot}$, rendendole le galassie più luminose dell'Universo. In molti casi le BCGs sono circondate da un alone molto esteso di bassa brillantezza superficiale e in questo caso prendono il nome di *galassie cD*.

Le proprietà strutturali e cinematiche di queste galassie, per esempio il fatto che spesso presentino due o più nuclei (picchi di brillantezza superficiale), suggeriscono che esse siano state modificate da particolari processi dinamici avvenuti nell'ammasso. L'ipotesi più accreditata è quella del cosiddetto “cannibalismo galattico” (Ostriker e Hausman, 1977) che prevede che le cD si siano formate tramite *merging* di galassie massicce nel nucleo dell'ammasso, dopo esservi “cadute” a causa della frizione dinamica¹.

Un processo di questo tipo spiegherebbe simultaneamente sia la posizione della galassia risultante al centro dell'ammasso, quasi a riposo rispetto agli altri membri, sia la sua elevatissima luminosità osservata.

¹La frizione dinamica è un processo per cui un corpo massiccio (ad esempio un SMBH o una BCG) che si muove all'interno di un sistema di particelle autogravitante perde progressivamente energia cinetica a causa delle interazioni gravitazionali con le altre particelle.



Figura 2: La galassia cD NGC 6086 (in basso al centro). Crediti: Schulman Telescope, Mount Lemmon SkyCenter.

2.1.2 Dinamica degli ammassi e sfera isoterma di gas

Come accennato nei paragrafi precedenti, gli ammassi regolari presentano una densità di galassie che aumenta verso la regione centrale (*core*) dell'ammasso e decresce stabilmente andando verso l'esterno. Per descrivere questo comportamento sono stati proposti diversi modelli, ma qui ci limiteremo a trattare quello della sfera di gas isoterma, in cui l'energia cinetica media, ovvero la temperatura², delle particelle (in questo caso le galassie) è costante all'interno dell'ammasso e la distribuzione delle loro velocità è Maxwelliana con la stessa dispersione di velocità in tutto l'ammasso.

Prima di esporre questo modello è necessario fare alcune precisazioni sulla dinamica dell'ammasso. Infatti, sebbene si possa affermare che, al momento della sua formazione, l'ammasso si sia virializzato relativamente in fretta (*violent relaxation*³), il tempo necessario per raggiungere lo stato di equilibrio termodinamico attraverso incontri gravitazionali a due corpi è molto più lungo. Possiamo effettuare una stima (piuttosto grossolana) di questo tempo approssimando il tempo di rilassamento a due corpi come:

$$t_{2b} \sim \frac{0.1N}{\ln N} t_{\text{cross}} \quad \text{con} \quad t_{\text{cross}} \sim \frac{2R}{\sigma} \quad (1)$$

dove N è il numero di galassie, R è il raggio dell'ammasso e σ la dispersione di velocità delle galassie. Come valori indicativi possiamo assumere $N \sim 10^3$, $R \sim 1$ Mpc e $\sigma \sim 1000$ km/s da cui otteniamo $t_{2b} \approx 28$ Gyr già maggiore dell'età dell'Universo. Si tratta peraltro di un limite inferiore, infatti la stima assume che l'intera massa del sistema risieda nelle galassie, mentre queste ne contengono solo una piccola frazione come già discusso a inizio sezione.

² $\frac{3}{2}kT = \frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle$.

³La *violent relaxation* è il meccanismo con cui un sistema autogravitante di particelle, che interagiscono solo gravitazionalmente e per cui il rilassamento a due corpi è trascurabile, raggiunge comunque l'equilibrio (virializzazione) su tempi scala brevi. Consiste nella ridistribuzione delle energie delle particelle dovuta a un potenziale gravitazionale che varia fortemente nel tempo, non tramite scambi di energia per incontri individuali tra particelle (come nel rilassamento a due corpi), ma tramite l'evoluzione collettiva e rapida del potenziale stesso durante fasi come il collasso gravitazionale o un merger.

L'ipotesi di isoterma non può quindi essere giustificata da una termalizzazione per incontri a due corpi, tuttavia il modello della sfera isoterma può essere usato come modello di riferimento da confrontare con le osservazioni.

Partendo dall'equilibrio idrostatico si ha:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2} \quad (2)$$

$$M = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr' \quad dM = 4\pi r^2 \rho(r) dr \quad (3)$$

Riordinando e differenziando:

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

Ora sfruttiamo l'equazione di stato dei gas perfetti $p = \rho kT/m$, in cui m è la massa della particella (o della galassia in questo caso), per ottenere:

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) + \frac{4\pi G m}{kT} r^2 \rho = 0 \quad (5)$$

In generale l'Eq. (5) deve essere risolta numericamente, tuttavia esiste una soluzione analitica per grandi valori di r con la seguente espressione per la densità:

$$\rho(r) = \frac{2}{Ar^2}, \quad A \equiv \frac{4\pi G m}{kT} \quad (6)$$

Tuttavia questa distribuzione di massa diverge linearmente per $r \rightarrow \infty$ come si vede inserendo l'Eq. (6) nell'Eq. (3) e dunque in questo tipo di modello è necessario troncare la distribuzione a un dato valore grande del raggio. Operare questo troncamento è lecito per almeno due motivi fisici: il primo è che a grande distanza il tempo necessario per la termalizzazione diventa molto grande (la densità di galassie diventa molto bassa). Il secondo è che le galassie nelle regioni più esterne vengono strappate via dall'ammasso per interazioni con i sistemi vicini, permettendo di definire un raggio mareale r_t per l'ammasso.

Convien ora riscrivere l'Eq. (5) in forma adimensionale, ponendo $\rho = \rho_0 y$, dove ρ_0 è la densità centrale, e introducendo una lunghezza strutturale caratteristica del sistema a definita da:

$$a \equiv \frac{1}{(A\rho_0)^{1/2}} \quad (7)$$

Quindi l'Eq. (5) diventa:

$$\frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{d \ln y}{dx} \right) + x^2 y = 0 \quad (8)$$

dove $x = r/a$ è la distanza adimensionale. Il vantaggio dell'adimensionalizzazione è che ora il problema non contiene più alcun parametro fisico e dunque ammette un'unica soluzione universale $y(x)$ che può essere tabulata e poi riscalata con il valore opportuno di a per l'ammasso considerato.

Tramite un integrale di proiezione di Abel⁴ è possibile ricavare la distribuzione delle galassie proiettata sul piano del cielo $N(q)$, dove q è la distanza proiettata dal centro:

$$N(q) = 2 \int_q^\infty \frac{y(x) x}{(x^2 - q^2)^{1/2}} dx \quad (9)$$

Dalla soluzione tabulata si osserva che la densità superficiale, normalizzata al valore centrale $N(0) = 1$, scende a metà del suo valore per $q = 3$ e quindi possiamo definire operativamente un *raggio di core* dell'ammasso $R_c = 3a$, che fornisce una misura conveniente dell'estensione della regione centrale dell'ammasso. Il range per i raggi di core degli ammassi è circa $150 \text{ kpc} < R_c < 400 \text{ kpc}$ (Longair, 2023).

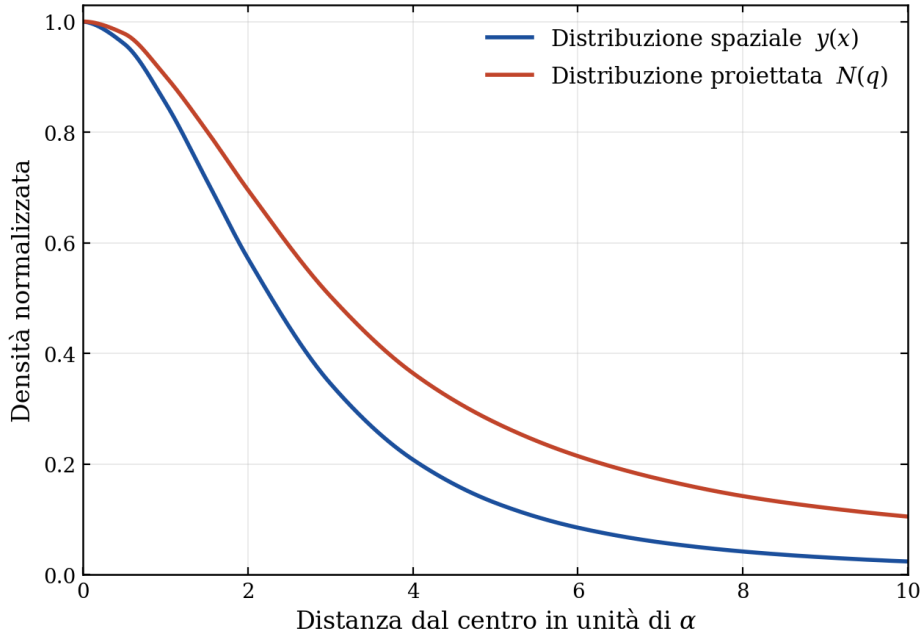


Figura 3: Distribuzione spaziale $y(x)$ e proiettata $N(q)$ normalizzate in funzione della distanza dal centro in unità di a .

Una volta noto R_c possiamo risalire al valore della densità centrale dell'ammasso ρ_0 se conosciamo la dispersione di velocità delle galassie. Dalla definizione di a e dall'equipartizione abbiamo:

$$a^2 = \frac{1}{A\rho_0} = \frac{kT}{4\pi G m \rho_0} = \frac{\langle v^2 \rangle}{12\pi G \rho_0} \quad (10)$$

Tuttavia l'unica componente osservabile di $\langle v^2 \rangle$ è quella lungo la linea di vista, che possiamo identificare con $v_{\parallel}$. Se assumiamo che la distribuzione delle velocità sia isotropa possiamo scrivere:

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle = 3\langle v_{\parallel}^2 \rangle \quad (11)$$

Che ci permette di invertire l'Eq. (10) e di scrivere ρ_0 in termini di quantità osservabili:

⁴Niels Henrik Abel, il matematico, da non confondere con George Abell

$$\rho_0 = \frac{9 \langle v_{\parallel}^2 \rangle}{4\pi G R_c^2} \quad (12)$$

Alcuni studi (si veda, per esempio, Bahcall 1977) hanno mostrato che la distribuzione osservata delle galassie in un ammasso regolare può essere descritta abbastanza bene da un modello di sfera isoterma troncata, tuttavia un buon fit dei dati osservati non costituisce di per sé una prova della validità fisica del modello (il quale presenta anche delle ipotesi piuttosto irrealistiche come visto sopra).

2.2 – Funzione di luminosità per gli ammassi di galassie

La funzione di luminosità delle galassie fornisce la distribuzione numerica della luminosità delle galassie e, in particolare, in forma differenziale $n(L) dL$ fornisce il numero di galassie la cui luminosità è compresa tra L e $L + dL$.

La funzione di luminosità per le galassie all'interno degli ammassi è abbastanza ben descritta dalla legge empirica di Schechter (1976), a patto che si escludano le BCGs (Sez. 2.1.1). Data la loro luminosità, infatti, sarebbero estremamente rare se l'Eq. (13) fosse valida. In effetti numerosi test statistici hanno mostrato che queste galassie non possono essere estratte da una normale funzione di luminosità (Sandage, 1976; Tremaine e Richstone, 1977). La funzione di Schechter ha la seguente forma:

$$n(L) dL = N^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{L}{L^*}\right) d\left(\frac{L}{L^*}\right). \quad (13)$$

Questa legge ha la forma di una legge di potenza con un *cut-off* esponenziale alle alte luminosità. Il parametro α rappresenta la pendenza della legge di potenza, L^* indica la luminosità caratteristica di break, mentre N^* è un fattore di normalizzazione. Il numero di galassie con luminosità $L > L^*$ è dato da

$$N(> L^*) = N^* \Gamma(1 - \alpha, 1). \quad (14)$$

dove $\Gamma(a, x)$ è la funzione Gamma incompleta superiore⁵.

I primi due parametri risultano essere quasi universali e per essi si possono assumere i valori $\alpha \approx 1.25$ e $L^* \approx 10^{10} L_{\odot}$.

Si noti che se la funzione di Schechter costituisce un'approssimazione adeguata, un fit della funzione di luminosità consente di ricavare il valore di N^* , che può fornire una misura della ricchezza dell'ammasso.

3) IL MEZZO INTRACLUSTER

Il mezzo intracluster è un plasma totalmente ionizzato con temperatura 10^7 – 10^8 K che permea il volume dell'ammasso. La sua densità numerica varia da ammasso ad ammasso, ma è tipicamente compresa tra 10^{-3} e 10^{-1} cm^{-3} . In questa sezione vengono illustrate le sue caratteristiche principali, con particolare attenzione al ruolo che esso ricopre nel determinare osservativamente le proprietà degli ammassi.

⁵La funzione Gamma incompleta superiore è definita come $\Gamma(a, x) = \int_x^{\infty} t^{a-1} \exp(-t) dt$.

3.1 – Emissione X

L'osservazione in banda X degli ammassi di galassie ebbe inizio nel 1966 con la rilevazione di emissione X dall'ammasso della Vergine ed ebbe poi un grande sviluppo nel 1972 con il satellite Uhuru, che rivelò la presenza di intensa radiazione X proveniente da diversi altri ammassi. In effetti, l'ICM è responsabile dell'emissione X diffusa negli ammassi di galassie, che sono tra le sorgenti X extragalattiche più comuni, con luminosità X di 10^{43} – 10^{45} erg s⁻¹. Gli ammassi sono sorgenti estese e, inoltre, la loro emissione X non varia nel tempo (a differenza, ad esempio, di molte sorgenti stellari).

3.1.1 Bremsstrahlung termica e spettro X continuo

Il principale meccanismo responsabile dell'emissione X degli ammassi è la bremsstrahlung termica, il processo radiativo che si verifica quando un elettrone libero in un plasma ionizzato viene deflesso e decelerato dal campo elettrico di uno ione durante un incontro ravvicinato, causando l'emissione di un fotone.

L'emissività⁶ a frequenza ν in un plasma a temperatura T è data da (in unità cgs):

$$\epsilon_{\text{br}}(\nu, T) = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/(kT)} n_e n_Z Z^2 g(\nu, T) \quad (15)$$

con n_e e n_Z densità numeriche di elettroni e ioni di carica Z rispettivamente e g fattore di Gaunt, che è dell'ordine dell'unità e tiene conto degli effetti quantistici, con una debole dipendenza da frequenza e temperatura. Lo spettro quindi è circa piatto fino alla frequenza di *cut-off* $\nu_{\text{cut}} = kT/h$, oltre la quale decade esponenzialmente. Tramite misurazioni spettrali è quindi possibile determinare la frequenza di *cut-off* e, di conseguenza, la temperatura del plasma.

Se si considera il gas otticamente sottile e a simmetria sferica, lo spettro X permette di ricavare anche la densità del gas. Misurando la brillantezza superficiale, infatti, è possibile ricavare l'emissività tramite la formula di deproiezione di Abel:

$$\epsilon_{\text{br}}(\nu, r) = -\frac{4}{r} \frac{d}{dr} \int_r^\infty \frac{I_\nu(b) b}{(b^2 - r^2)^{1/2}} db \quad (16)$$

dove b è il raggio proiettato dal centro dell'ammasso e r il raggio della sfera. Nota l'emissività in funzione del raggio e ottenuta la temperatura del plasma dalla misura indipendente di ν_{cut} , è possibile ricavare $n_e(r)$ invertendo l'Eq. (15).

3.1.2 Misurazione della massa tramite osservazioni X

Nella sezione precedente si è mostrato come le osservazioni X possano fornire una misura della temperatura e della densità del gas. Utilizzando queste due quantità è possibile stimare la massa dell'ammasso, se si assume che questo abbia simmetria sferica e che il gas sia in equilibrio idrostatico con il potenziale gravitazionale generato dalla massa totale $M(\leq r)$ racchiusa entro un raggio r . Dall'equilibrio idrostatico e dalla legge dei gas perfetti si ha:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(\leq r)\rho}{r^2} \quad p = \frac{\rho kT}{\mu m_H} \quad (17)$$

⁶Energia emessa per unità di tempo, volume e frequenza.

con μ peso medio molecolare, ρ densità e T temperatura del gas. Differenziando la seconda relazione dell'Eq. (17) rispetto a r e inserendo nella prima si ottiene:

$$\frac{\rho k T}{\mu m_H} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right) = - \frac{GM(\leq r)\rho}{r^2} \quad (18)$$

E isolando $M(\leq r)$:

$$M(\leq r) = - \frac{k T r^2}{G \mu m_H} \left[\frac{d \ln \rho}{dr} + \frac{d \ln T}{dr} \right] \quad (19)$$

Quindi conoscendo come variano densità e temperatura del gas in funzione del raggio si può calcolare la massa dell'ammasso. Per ottenere il profilo della temperatura $T(r)$ si utilizza spettroscopia spazialmente risolta, in questo modo si può misurare il cut-off a diversi raggi e, conseguentemente, determinare le diverse temperature.

3.1.3 Righe di emissione da metalli ionizzati

In aggiunta al continuo di bremsstrahlung, lo spettro X degli ammassi presenta righe di emissione dovute alla presenza di metalli altamente ionizzati. La feature in assoluto più importante di questi spettri è il complesso di righe a 7 keV del ferro, che è una combinazione di righe di emissione della shell K del ferro in vari stati di ionizzazione (principalmente Fe^{+24} e Fe^{+25}) e righe più deboli da ioni di nickel. In genere nello spettro sono presenti anche altre righe a energie più basse dovute a elementi ionizzati più leggeri del ferro (C, N, O, Mg, Si), ad eccezione dei sistemi più caldi dove tali elementi sono totalmente ionizzati.

Dal momento che le righe dipendono dall'abbondanza dei metalli del gas, mentre la parte continua dello spettro è dovuta principalmente all'idrogeno e all'elio, il rapporto tra l'intensità di una data riga e quella del continuo è proporzionale all'abbondanza dell'elemento responsabile della riga e può essere quantificato tramite la larghezza equivalente, definita come:

$$W = \int \frac{F_\lambda - F_{\lambda,\text{cont}}}{F_{\lambda,\text{cont}}} d\lambda \quad (20)$$

dove F_λ è il flusso alla lunghezza d'onda λ , $F_{\lambda,\text{cont}}$ è il flusso medio del continuo e l'integrale è calcolato su un intervallo di lunghezza d'onda che contiene la riga. In questo modo si può quindi determinare la metallicità dell'ICM.

L'abbondanza di ferro, per esempio, assume tipicamente valori compresi tra un terzo e la metà di quella solare, suggerendo che una porzione significativa del gas sia stata processata dalle stelle e successivamente espulsa nell'ICM.

3.2 – Cenni al *cooling flow problem* e al *feedback* da AGN

Come visto nelle sezioni precedenti, il gas intracluster emette raggi X per bremsstrahlung e questo meccanismo rappresenta anche il principale canale di perdita di energia del gas. Il tempo scala di raffreddamento del gas può essere calcolato dal rapporto tra la densità di energia termica totale del gas $E_{\text{tot}} = 3/2(n_e + n_p)kT$ e l'emissività bolometrica, cioè il rate a cui il plasma rilascia energia per unità di volume. Si ottiene che:

$$t_{\text{cool}} \simeq 10^4 \frac{T^{1/2}}{n_e} \text{ anni} \quad (21)$$

dove n_e è espresso in cm^{-3} . Dunque se consideriamo temperature dell'ordine di 10^7 o 10^8 K, il tempo di raffreddamento può essere minore di 10^{10} anni se la densità è maggiore di circa 3×10^{-3} – 10^{-2} cm^{-3} .

Queste condizioni sono sicuramente soddisfatte all'interno di alcuni ammassi di galassie (in particolare nei core, dove le densità centrali arrivano fino a 10^{-2} – 10^{-1} cm^{-3}), e dunque ci si aspetta di osservare un *cooling flow*, infatti il gas che si raffredda perde pressione e di conseguenza cade verso il centro del potenziale. A partire dalla luminosità X osservata e dalla temperatura del gas è possibile ricavare il flusso di massa dalla seguente formula:

$$\dot{M} = \frac{2}{5} \frac{\mu m_H L_X}{kT} \quad (22)$$

Se assumiamo, per esempio, $T = 7 \times 10^7$ K, $L_X = 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ e $\mu = 0.6$ otteniamo $\dot{M} \approx 660 M_\odot/\text{yr}$. In generale $\dot{M}$ può arrivare anche fino a $1000 M_\odot/\text{yr}$ (Peterson e Fabian, 2006).

Ci si aspetterebbe dunque di trovare una grande quantità di gas freddo con un'intensa attività di formazione stellare nella BCG, tuttavia si è visto che la temperatura del gas scende tipicamente solo di un fattore ~ 3 e che lo *star formation rate* (SFR) osservato risulta essere anche due ordini di grandezza inferiore rispetto a quanto previsto (Peterson e Fabian, 2006).

Il secondo problema del modello classico di cooling flow è dato dallo spettro X, infatti se il raffreddamento fosse efficace bisognerebbe osservare spettri con righe di emissione X a energie decrescenti dovute agli stadi di ionizzazione via via più bassi del gas. In particolare sarebbe molto marcato il complesso delle righe del Fe^{+16} , che costituiscono la firma più caratteristica del gas che ha raggiunto le temperature più basse dell'intervallo X, queste righe però non vengono osservate o sono molto deboli se confrontate con quelle predette dal modello. Questa differenza tra osservazioni e modello è mostrata chiaramente in Fig. 4, dove vengono paragonati lo spettro X osservato per l'ammasso di galassie Sérsic 159-03 e quello predetto da un modello di cooling flow.

È evidente dunque che il modello classico di cooling flow non sia in grado di spiegare le osservazioni, dando origine a quello che viene comunemente indicato come *cooling flow problem*.

Il meccanismo oggi ritenuto più plausibile per contrastare il raffreddamento radiativo dell'ICM è il *feedback* degli AGN⁷, in cui i getti relativistici prodotti dal nucleo galattico attivo interagiscono con il gas circostante.

Questi getti possono gonfiare delle cavità di bassa densità riempite da plasma relativistico che sono osservabili come depressioni nella brillantezza superficiale X e sono associate ad emissione radio. Dal momento che queste bolle sono meno dense del gas circostante, esse risentono di una forza di galleggiamento e quindi risalgono progressivamente a raggi maggiori dal centro dell'ammasso, trasferendo energia all'ICM attraverso diversi

⁷L'AGN *feedback* è l'insieme dei processi attraverso i quali l'energia, meccanica e/o radiativa, associata all'attività di accrescimento sul buco nero supermassiccio centrale viene trasferita al mezzo circostante, modificandone lo stato fisico.

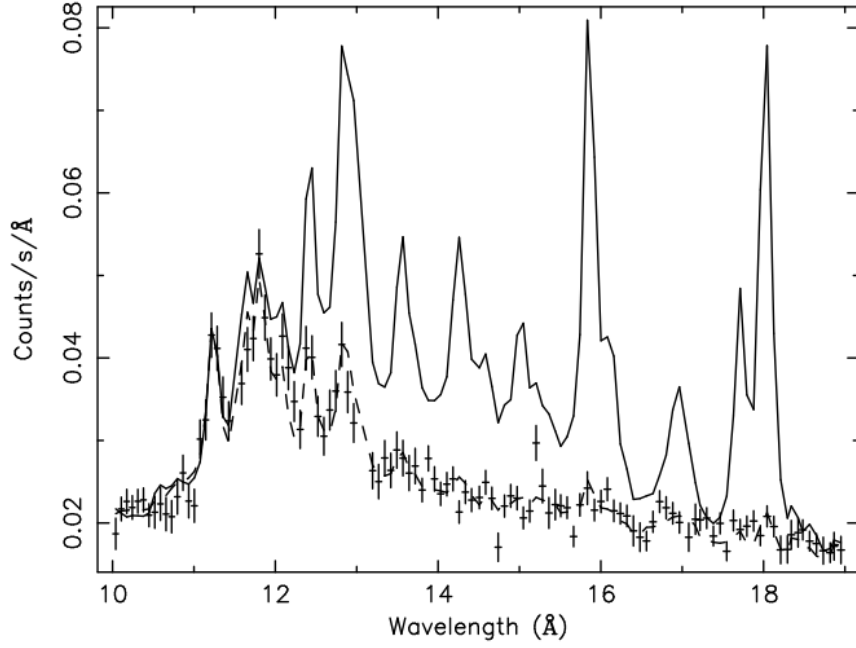


Figura 4: Confronto tra lo spettro X osservato dell’ammasso Sérsic 159-03, rilevato dal satellite ESA XMM-Newton, e lo spettro previsto (linea continua) da un modello standard di *cooling flow* senza riscaldamento. Le righe attese dal gas più freddo, come quelle degli ioni Fe^{+16} , sono assenti, indicando la mancanza di gas freddo nell’ammasso (de Plaa et al., 2005)

processi, per esempio tramite il lavoro meccanico $p dV$ associato alla loro espansione. Le osservazioni e la teoria suggeriscono che il riscaldamento da parte degli AGN sia in grado di bilanciare le perdite energetiche dovute al raffreddamento radiativo, infatti in diversi casi le energie dei due processi risultano confrontabili (si veda, per esempio, McNamara e Nulsen, 2007).

3.3 – Effetto Sunyaev–Zeldovich

L’ICM può essere studiato anche nella banda delle microonde attraverso un effetto di distorsione della radiazione cosmica di fondo (CMB) chiamato effetto Sunyaev-Zeldovich. La CMB è la radiazione elettromagnetica residua del Big Bang ed è osservabile nella banda delle microonde in tutte le direzioni, con uno spettro di corpo nero quasi perfetto a $T_{\text{CMB}} = 2.7 \text{ K}$.

Gli elettroni del gas intracluster sono molto più caldi dei fotoni della CMB e quindi una frazione di questi fotoni interagisce con gli elettroni tramite *inverse Compton scattering*, modificando quindi lo spettro osservato della CMB nella direzione dell’ammasso. La profondità ottica del gas è data da:

$$\tau = \int \sigma_T n_e dl \quad (23)$$

dove $n_e \approx 10^{-3}$ – 10^{-2} cm^{-3} è la densità numerica di elettroni del gas, $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ è la sezione d’urto Thomson dell’elettrone e l’integrale è fatto sulla dimensione del cluster lungo la linea di vista, quindi $l \approx 1 \text{ Mpc}$. Con questi valori otteniamo $\tau \approx 10^{-2}$ – 10^{-3} , quindi circa un fotone su 100–1000 viene scatterato a seconda della

densità dell'ammasso.

Durante lo scattering, un fotone di frequenza iniziale ν subisce in media una variazione di frequenza che dipende dalla frequenza iniziale ed è pari a

$$\Delta\nu = \frac{4kT_e}{m_e c^2} \nu \quad (24)$$

dove T_e è la temperatura degli elettroni del gas. Per descrivere gli effetti sullo spettro, si introduce convenzionalmente la temperatura di brillantezza T_b come misura dell'intensità della radiazione. Essa è definita come la temperatura di un corpo nero che, alla frequenza considerata, emette radiazione con la stessa intensità di quella osservata (quindi $T_b = T_{\text{CMB}}$). Si può scrivere il cambiamento di temperatura di brillantezza della radiazione a causa dell'interazione con il gas come:

$$\frac{\Delta T_b}{T_b} = \left[x \coth\left(\frac{x}{2}\right) - 4 \right] y \quad \text{con} \quad y = \int \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e dl \quad x = h\nu/kT_b \quad (25)$$

Il parametro y prende il nome di parametro Compton e fornisce l'entità della distorsione spettrale. Come si può vedere anche in Fig. 5, la temperatura di brillantezza diminuisce per $\nu < 217$ GHz e aumenta per $\nu > 217$ GHz.

Dal momento che il numero di fotoni si conserva durante lo scattering, lo spostamento di questi ultimi da frequenze più basse a frequenze più alte causa una diminuzione di intensità alle basse frequenze e quindi l'effetto di riscaldamento della radiazione di fondo provoca paradossalmente una diminuzione della sua temperatura di brillantezza nel regime di Rayleigh-Jeans.

Poiché lo scattering comporta una variazione relativa della temperatura di brillantezza della radiazione, un'importante proprietà di questo effetto è che non dipende dal redshift dell'ammasso, se si assume che il gas abbia le stesse proprietà a tutti i redshift.

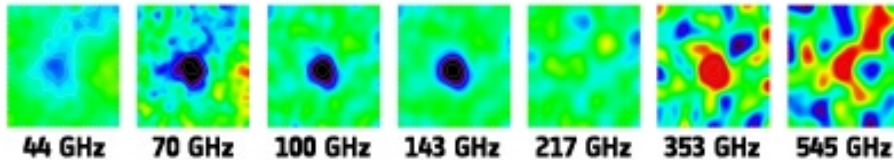


Figura 5: Osservazione multibanda dell'ammasso Abell 2319. Sotto la frequenza di soglia si misura una diminuzione dell'intensità, mentre sopra si registra un aumento. A 217 GHz l'effetto è nullo. Crediti: ESA

4) LENSING GRAVITAZIONALE

Il lensing gravitazionale è un effetto per cui la luce viene deviata, in modo analogo a quanto succede con una lente ottica, a causa della presenza di una massa, dal momento che quest'ultima provoca una curvatura dello spazio-tempo. Questo fenomeno venne inizialmente predetto nel 1915 da Einstein con la teoria della relatività generale e venne poi osservato nel 1919.

Gli ammassi di galassie sono ottimi deflettori gravitazionali e, oltre a produrre immagini spettacolari a forma di archi delle galassie in background, possono essere studiati anche attraverso questo fenomeno, che permette di fornire una stima della loro massa.

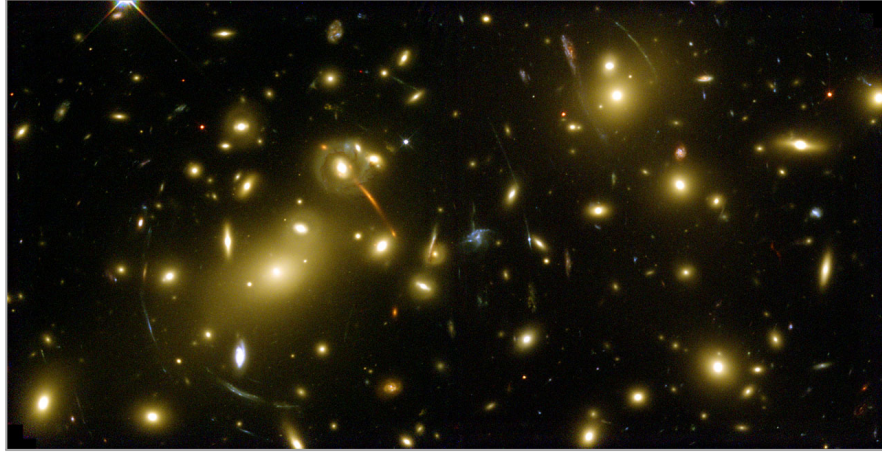


Figura 6: L'effetto di lensing gravitazionale dell'ammasso Abell 2218. Crediti: NASA/ESA.

4.1 – Deflessione da massa puntiforme

Einstein mostrò che l'entità della deflessione per un raggio di luce che passa a distanza ξ da una lente gravitazionale puntiforme di massa M dovuta alla curvatura dello spazio-tempo è:

$$\tilde{\alpha} = \frac{4GM}{\xi c^2} \quad (26)$$

Se la sorgente in background è perfettamente allineata con la lente, il risultato della deflessione della luce sarà un anello circolare centrato sulla lente, il cosiddetto *Einstein ring*.

In realtà, la sorgente e la lente non sono mai precisamente allineate e a ciò si aggiunge il fatto che gli ammassi non sono sferici e il loro potenziale gravitazionale non è esattamente a simmetria sferica, quindi si osservano archi multipli invece che un singolo anello di Einstein circolare, come in Fig. 6.

Se consideriamo angoli piccoli e indichiamo rispettivamente con D_S , D_L e D_{LS} le distanze di diametro angolare⁸ della sorgente, della lente e quella relativa tra le due, possiamo scrivere l'espressione del raggio angolare osservato dell'*Einstein ring* θ_E come:

$$\theta_E = \tilde{\alpha} \frac{D_{LS}}{D_S} = \frac{4GM}{\xi c^2} \frac{D_{LS}}{D_S} \quad (27)$$

Uno schema che illustra geometricamente la deflessione è rappresentato in Fig. 7.

Definendo $D = D_S D_L / D_{LS}$ e usando $\xi = \theta_E D_L$ otteniamo:

⁸La distanza di diametro angolare è quella distanza che, se usata nella semplice relazione euclidea “dimensione = distanza $\times$ angolo”, riproduce correttamente la dimensione fisica reale della sorgente a partire dalla sua dimensione angolare osservata, anche se l'Universo non è euclideo.

dove $M(\leq \xi)$ è la massa totale proiettata entro il raggio proiettato ξ dal centro della lente. Possiamo applicare questo risultato a una distribuzione di massa del tipo sfera isoterma analoga a quella vista per la distribuzione di galassie nella Sez. 2.1.2:

$$\rho(r) = \frac{2}{Ar^2}, \quad A = \frac{4\pi Gm}{kT} = \frac{4\pi G}{\langle v_{\parallel}^2 \rangle} \quad (31)$$

dove abbiamo ulteriormente assunto l'isotropia per le velocità. La densità superficiale $\Sigma(\xi)$ si ottiene dalla proiezione lungo la linea di vista nella direzione z :

$$\Sigma(\xi) = 2 \int_0^\infty \rho(r) dz = \frac{4}{A} \int_0^\infty \frac{dz}{\xi^2 + z^2} \quad (32)$$

L'integrale può essere risolto operando la sostituzione $z = \xi \tan \theta$ con $dz = \xi \sec^2 \theta d\theta$ da cui si ottiene:

$$\Sigma(\xi) = \frac{\langle v_{\parallel}^2 \rangle}{\pi G \xi} \int_0^{\pi/2} d\theta = \frac{\langle v_{\parallel}^2 \rangle}{2G\xi} \quad (33)$$

A questo punto la massa proiettata totale entro la distanza ξ è data da:

$$M(\leq \xi) = \int_0^\xi \Sigma(\xi') 2\pi \xi' d\xi' = \frac{\pi \langle v_{\parallel}^2 \rangle \xi}{G} \quad (34)$$

Quindi dall'Eq. (30) otteniamo:

$$\tilde{\alpha} = \frac{4GM(\leq \xi)}{\xi c^2} = \frac{4\pi \langle v_{\parallel}^2 \rangle}{c^2} \quad (35)$$

E l'espressione per il raggio dell'Einstein ring è:

$$\theta_E = \frac{4\pi \langle v_{\parallel}^2 \rangle}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_S} \quad (36)$$

Notiamo che la deflessione dei raggi è indipendente dalla distanza di passaggio ξ dal centro della lente e quindi dalla misura di un unico θ_E per un singolo arco possiamo ricavare $\langle v_{\parallel}^2 \rangle$ e di conseguenza la massa entro un qualunque ξ invertendo l'Eq. (35).

BIBLIOGRAFIA

- [1] Abell, G. O. (1958). *The Distribution of Rich Clusters of Galaxies*. ApJS.
- [2] Abell, G. O. (1962). In *Problems of Extra-Galactic Research*, a cura di G. C. McVittie, IAU Symposium No. 15. Chicago: University of Chicago Press.
- [3] Bahcall, N. A. (1977). *Clusters of Galaxies*. ARA&A.
- [4] Cimatti, A., Fraternali, F., & Nipoti, C. (2019). *Introduction to Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [5] de Plaa, J., Kaastra, J. S., Méndez, M., Tamura, T., Bleeker, J. A. M., Peterson, J. R., Paerels, F. B. S., Bonamente, M., & Lieu, R. (2005). *The Temperature Structure in the Core of Sérsic 159-03*. Advances in Space Research.
- [6] Faber, S. M., & Gallagher, J. S. (1979). *Masses and Mass-to-Light Ratios of Galaxies*. ARA&A.
- [7] Longair, M. S. (2023). *Galaxy Formation*, 3^a ed. Berlin: Springer.
- [8] McNamara, B. R., & Nulsen, P. E. J. (2007). *Heating Hot Atmospheres with Active Galactic Nuclei*. ARA&A.
- [9] Oemler, A., Jr. (1974). *The Systematic Properties of Clusters of Galaxies. Photometry of 15 Clusters*. ApJ.
- [10] Ostriker, J. P., & Hausman, M. A. (1977). *Cannibalism Among the Galaxies: Dynamically Produced Evolution of Cluster Luminosity Functions*. ApJ.
- [11] Peterson, J. R., & Fabian, A. C. (2006). *X-ray Spectroscopy of Cooling Clusters*. Physics Reports.
- [12] Sandage, A. (1976). *The Absolute Magnitude of First-Ranked Cluster Galaxies as a Function of Cluster Richness*. ApJ.
- [13] Sarazin, C. L. (1988). *X-ray Emission from Clusters of Galaxies*. Cambridge: Cambridge University Press.
- [14] Schechter, P. (1976). *An Analytic Expression for the Luminosity Function for Galaxies*. ApJ.
- [15] Smith, S. (1936). *The Mass of the Virgo Cluster*. ApJ.
- [16] Sunyaev, R. A., & Zel'dovich, Ya. B. (1972). *The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies*. Comments on Astrophysics and Space Physics.
- [17] Tremaine, S. D., & Richstone, D. O. (1977). *A Test of a Statistical Model for the Luminosities of Bright Cluster Galaxies*. ApJ.
- [18] Wambsganss, J. (1998). *Gravitational Lensing in Astronomy*. Living Reviews in Relativity.
- [19] Zwicky, F. (1933). *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. Helvetica.