

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”



Laurea triennale in Fisica

La massa dell'ammasso Abell 1835 attraverso osservazioni in banda X

Relatore:

Prof. Maurizio Paolillo

Candidato:

Alessia Garofalo

Matricola N85000859

A.A. 2017/2018

Ai miei genitori

INDICE

INTRODUZIONE	4
1 GLI AMMASSI DI GALASSIE	5
1.1 COMPOSIZIONE MORFOLOGICA E FUNZIONE DI LUMINOSITÀ	5
1.2 CATALOGHI E CLASSIFICAZIONE DEGLI AMMASSI	9
1.3 COMPONENTI DEGLI AMMASSI DI GALASSIE	11
1.4 EVOLUZIONE	12
2 IL GAS INTRA-CLUSTER	14
2.1 MECCANISMO DI EMISSIONE	16
2.2 STATO FISICO DELL'ICM	18
2.3 MODELLI ANALITICI	20
2.4 METODI PER LA STIMA DELLA MASSA DI UN AMMASSO	23
3 ABELL 1835: PROFILO DI MASSA E DARK MATTER	26
3.1 OSSERVAZIONE	27
3.2 ANALISI DATI	28
3.3.1 Estrazione del profilo di brillantezza	28
3.3.2 Tecnica di deproiezione	30
3.3.3 Profilo di massa	33
CONCLUSIONI	36
BIBLIOGRAFIA	37

Introduzione

Con la presente tesi, ho voluto dimostrare l'esistenza della dark matter studiando l'emissione X di un ammasso di galassie.

Nel primo capitolo sono racchiuse tutte le generalità degli ammassi di galassie, con particolare attenzione ai componenti. Inoltre, ho brevemente descritto la classificazione e i cataloghi degli ammassi di galassie, le proprietà delle galassie che li compongono e la loro evoluzione.

Nel secondo capitolo ho studiato dettagliatamente il mezzo intracluster, descrivendone le condizioni fisiche, il meccanismo di emissione ed in più alcuni metodi per la derivazione della massa.

Nel terzo capitolo, infine, ho derivato la massa dell'ammasso di galassie *Abell 1835* attraverso osservazioni in banda X e altre proprietà come la densità e la massa dell'ICM.

1 Gli ammassi di galassie

1.1 Composizione morfologica e funzione di luminosità

Gli ammassi di galassie sono sistemi gravitazionalmente legati, composti da un numero variabile di galassie. Un tipico ammasso di galassie ha una estensione spaziale compresa tra 1 e 10 Mpc (1 parsec $\approx 3,086 \times 10^{18}$ cm) e può contenere da 50 a 1000 galassie, valore che rappresenta la *ricchezza*, una misura statistica della sua popolazione. Le galassie che li compongono hanno una dispersione di velocità che può arrivare fino a 1000 km/s. Lo spazio tra le galassie è occupato dall' "Intercluster Medium" (ICM), un gas che si trova in uno stato ionizzato che supera i 70 milioni di gradi. La massa di un ammasso è circa $10^{14 \div 15} M_{\odot}$ (dove $M_{\odot} = 1,989 \times 10^{33}$ g è la massa del sole), di cui il 5% è costituito dalla massa delle stelle nelle galassie, circa il 15% dalla massa del gas intra-cluster e la restante parte dalla materia oscura. Nella regione dello spettro della luce visibile, la luminosità degli ammassi è dell'ordine di $L_{\text{tot}} \approx 10^{13} L_{\odot}$ dove $L_{\odot} = 3,83 \times 10^{33}$ erg/s è la luminosità solare.

Le galassie si classificano in ellittiche, spirali e irregolari e vengono storicamente raggruppate nella "Sequenza di Hubble" (Fig. 1.1). Le galassie ellittiche [E] hanno la forma di un ellissoide più o meno schiacciato. Esse sono costituite principalmente da stelle anziane, non presentano polveri interstellari e nubi di gas. Le stelle si sono formate tutte nelle prime fasi di vita di queste galassie, consumando quasi tutto il gas disponibile; il resto è stato espulso dalla galassia dopo essersi riscaldato a causa di processi violenti. Non presentano bracci. Le galassie a spirale [S] sono composte da un nucleo di forma leggermente oblata detto anche "bulge", da cui partono tangenzialmente due o più bracci. Tra queste si distinguono le galassie a spirale barrate [SB], cioè caratterizzate da una barra centrale formata da stelle e materia

diffusa, e da bracci che sono quasi di forma circolare. Le galassie lenticolari [S0] (galassie a disco, intermedie tra una ellittica e una a spirale) sono sistemi con una ridotta presenza o totale assenza di polvere interstellare e poco soggetti all'attività di formazione stellare, infatti sono costituiti per lo più da stelle anziane. Le galassie irregolari [Irr], vengono divise in due sottogruppi (indici I e II). A differenza delle altre non possiedono alcuna struttura regolare o simmetria riconoscibile. Al contrario, le loro forme sono tra le più strane e disparate. In genere presentano una grande quantità di gas e polvere interstellare nonché una intensa attività di formazione stellare.

In base alla tipologia di galassie che compongono un ammasso, questi ultimi possono suddividersi in due categorie: gli ammassi regolari, composti da galassie ellittiche, spirali e lenticolari; ammassi irregolari, composti da qualsiasi tipo di galassia.

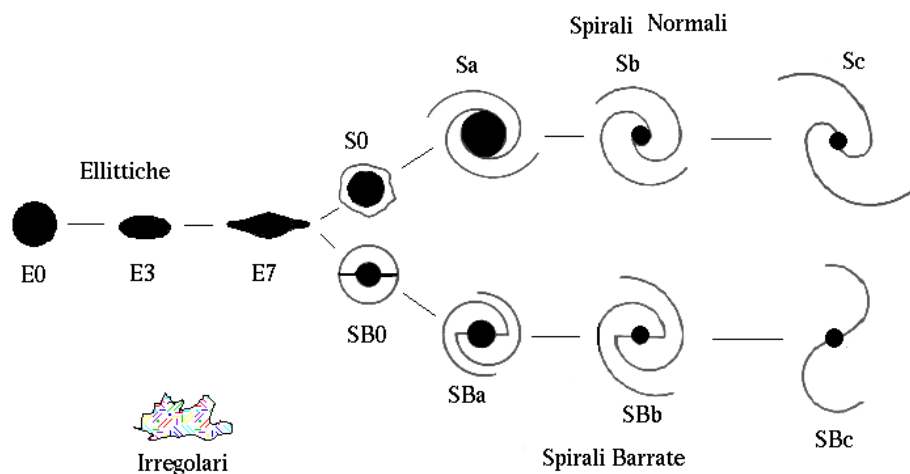


Figura 1.1 Sequenza di Hubble, [1]

Gli ammassi *regolari* o *rilassati* sono ricchi, mostrano una alta concentrazione centrale e una simmetria approssimativamente sferica. Essi presentano nel centro una galassia più grande e brillante denominata Brightest Cluster Galaxy (BCG), una galassia ellittica che si ritiene si formi attraverso fenomeni come il cooling flow¹, il cannibalismo galattico o le fusioni tra galassie. Le galassie BCG che presentano un alone galattico sono dette cD “central Dominant”, galassie supergiganti, con una

¹ Quando il mezzo intracluster emette raggi X, si raffredda. Il processo di raffreddamento è più veloce al centro dell'ammasso poiché è più forte l'emissione X. In alcuni ammassi, la velocità di raffreddamento centrale è così rapida che la condizione di equilibrio idrostatico porta ad un afflusso di materia verso il centro dell'ammasso: il gas diminuisce la sua pressione raffreddandosi e questo porta il gas esterno più caldo a fluire verso il centro. Tale afflusso è detto *cooling flow*.

bassa brillantezza superficiale. Un esempio di ammasso regolare è l'Ammasso della Chioma di Berenice (o Coma Cluster, Fig. 2.1).



Figura 2.1 Coma Cluster, esempio di ammasso regolare. [2]

Diversamente da quanto appena scritto, gli ammassi *irregolari* presentano poca o nessuna simmetria nonché una concentrazione centrale poco apprezzabile; essi possono contenere un numero variabile di galassie di qualsiasi tipo, tra cui le galassie a spirale, che costituiscono il 50 per cento della popolazione. Un esempio è l'Ammasso della Vergine (Fig. 3.1).



Figura 3.1 Virgo Cluster, esempio di ammasso irregolare. [2]

Un modo di studiare la distribuzione in luminosità delle galassie è attraverso la *funzione di luminosità*. Essa rappresenta il numero di galassie per intervallo di luminosità. Schechter (1976) propose la seguente forma funzionale:

$$N_{Schechter}(x) = \phi^* \int_0^{\infty} x^\alpha e^{-x} dx \quad (1.1)$$

dove ϕ^* è il fattore di normalizzazione, $x = \frac{L}{L^*}$ in cui L è la luminosità delle galassie ed $\alpha \simeq \frac{5}{4}$. Il valore L^* è un valore caratteristico per il quale la funzione di luminosità subisce un brusco cambiamento di pendenza, indipendente dalla ricchezza dell'ammasso (Fig. 4.1). Esso corrisponde ad una magnitudine assoluta²:

$$M_V^* \cong -21.9 + 5 \log_{10} h_{50} \quad (1.2)$$

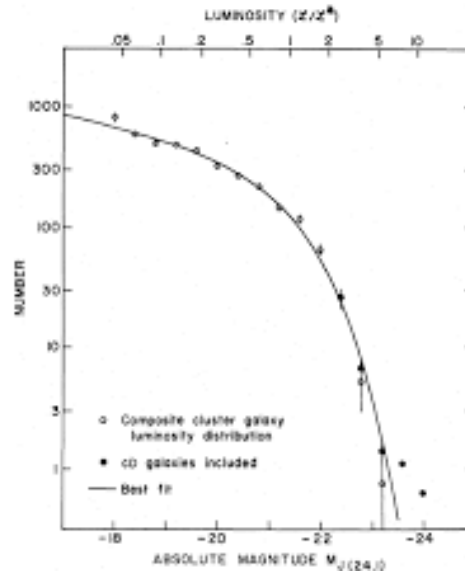


Figura 4.1 Funzione di luminosità di Schechter. I punti sono i dati osservati e la linea è il modello di best-fit della funzione di Schechter. (Schechter, 1976, [3])

² La magnitudine assoluta è definita come $M = -2.5 \log L + C$ dove C è una costante che dipende dal sistema fotometrico utilizzato.

1.2 Cataloghi e classificazione degli ammassi

Nel corso del tempo, gli astronomi hanno assemblato diversi cataloghi di ammassi di galassie basati su *criteri di identificazione* diversi e diverse definizioni di ricchezza.

Per primo il *Catalogo di Abell* (1958) classifica come ammasso un addensamento di galassie solo se:

- contiene almeno 50 galassie con magnitudine compresa tra la magnitudine della terza galassia più luminosa e quella più debole di due magnitudini;
- la ricchezza è il numero di galassie distribuite entro un raggio denominato raggio di Abell

$$R_{Abell} = \frac{1,7}{z} \text{ arcmin} \quad (1.3)$$

dove z è il redshift³ dell'ammasso di galassie.

Secondo il *Catalogo di Zwicky* (1968), un ammasso può essere considerato tale se:

- il confine spaziale dell'ammasso è determinato dall'isopleta, curva che unisce zone ad egual numero di elementi per superficie, dove la densità superficiale di galassie scende al doppio del valore di quella delle galassie di fondo;
- tale curva deve contenere almeno 50 galassie entro due magnitudini da quella più brillante;
- la ricchezza è il numero di galassie visibili all'interno dell'ammasso meno il numero atteso di galassie di background.

Il primo catalogo (Abell) include ammassi molto ricchi e fornisce una stima più corretta della ricchezza mentre il secondo (Zwicky) contiene un numero maggiore di ammassi poveri. Abell divide gli ammassi in regolari e irregolari; Zwicky li classifica in compatti, medio-compatti e aperti.

³ Per redshift si intende qualsiasi effetto di spostamento verso frequenze minori di una generica onda, dal suono alla luce, ovvero la differente posizione di una sua determinata riga di emissione e/o assorbimento. Una causa del redshift è l'effetto Doppler per cui lo spettro dei corpi celesti manifesta uno spostamento verso il rosso (se si allontanano) direttamente proporzionale alla componente radiale della velocità. Un'altra causa è l'espansione dell'universo: in Cosmologia per la cosiddetta "Legge di Hubble-Hemaitre" il redshift è proporzionale alla distanza delle galassie da noi.

Morgan e Bautz (1970) si concentrano sul contenuto galattico: ammassi di Tipo I che presentano una galassia dominante cD al centro, di Tipo II che presentano una gigante ellittica centrale e di Tipo III se non c'è una galassia dominante.

Rood e Sastry (1971) invece propongono una classificazione suddivisa in sei classi (Fig. 5.1):

- cD (central Dominant): ammasso dominato da una galassia cD
- B (Binary): ammasso dominato da due galassie brillanti al centro che formano un sistema binario
- L (Line): le galassie più brillanti appaiono allineate
- F (Flat): le galassie più brillanti hanno una distribuzione uniforme
- C (Core): la distribuzione delle galassie appare concentrata centralmente
- I (Irregular): la distribuzione è irregolare

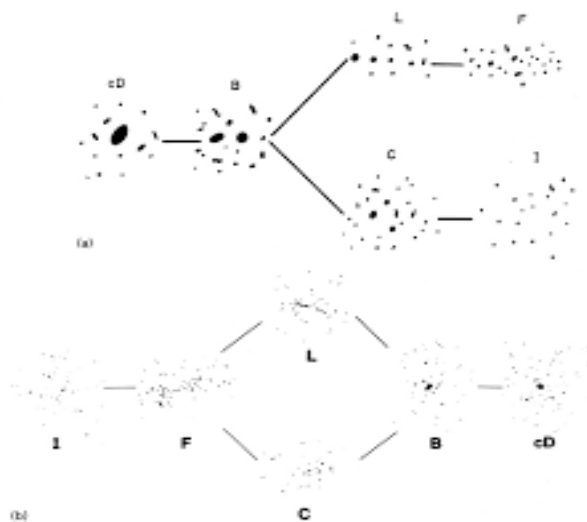


Figura 5.1 Classificazione degli ammassi di galassie (a - Rood e Sastry, 1971, b - Rood, 1982). [16]

Oemler e Morgan (1974) distinguono gli ammassi di galassie dal loro diverso contenuto: Classe I ammassi ricchi di galassie a spirale, Classe II ammassi contenenti poche galassie a spirale, ma maggiormente ricchi di S0 ed ellittiche e Classe cD cioè con le galassie cD al centro. Infine, *Struble e Rood* (1985) propongono un'interpretazione in chiave dinamico-evolutiva, che riordina gli ammassi dal tipo Irregular al tipo cD. Questa interpretazione si basò sul confronto tra questi tipi di ammassi con simulazioni numeriche ad N corpi del collasso gravitazionale degli ammassi.

I sistemi di classificazione sono riassunti nella Tabella 1.

Sistemi di classificazione	Ammassi regolari	Ammassi con proprietà intermedie	Ammassi irregolari
Zwicky	Compatti	medio-compatti	aperti
Bautz-Morgan	I, I-II, II	II, II-III	II-III, III
Rood-Sastry	cD, B, L, C	L, C, F	F, I
Morgan-Oemler	cD, poveri di spirali	poveri di spirali	ricchi di spirali

Tabella 1 – Principali sistemi di classificazione degli ammassi di galassie

1.3 Componenti degli ammassi di galassie

Oltre alla massa stellare raccolta nelle galassie, gli altri componenti fondamentali degli ammassi di galassie sono l'ICM (IntraCluster Medium) ossia il gas intra-cluster, che compone la maggior parte della massa barionica (verrà descritto in maniera più dettagliata nel Capitolo 2) e la *materia oscura*. Quest'ultima compone circa il 75% della massa totale ed è anche detta massa “mancante” poiché non è visibile in alcuna banda dello spettro elettromagnetico e la sua esistenza è tutt'ora dibattuta. Essa interagisce solo gravitazionalmente e dunque avrebbe una sezione d'urto molto piccola. La presenza di materia oscura spiegherebbe la formazione di galassie e ammassi di galassie nel tempo calcolato dal Big Bang e l'integrità delle galassie dato che la materia visibile, costituita da barioni, non sarebbe in grado di sviluppare un'attrazione gravitazionale sufficiente.

Una potenziale prova dell'esistenza della materia oscura è rappresentata dal cosiddetto “*Bullet Cluster*” (Fig. 6.1), risultato dello scontro tra due ammassi: si pensa che questa struttura abbia avuto origine dalla collisione tra un ammasso più piccolo ed un ammasso più grande. L'immagine sotto, a sinistra, mostra il Bullet Cluster osservato in banda X dal telescopio spaziale Chandra: sul lato destro della struttura si può notare la conformazione a proiettile dell'ammasso minore (da cui prende il nome) dovuta al fronte di shock prodotto dal moto supersonico del gas che si muove all'interno dell'ICM dell'ammasso più grande. A destra, invece, è presente la stessa immagine con la sovrapposizione della distribuzione di materia oscura. Le zone centrali, in rosa, sono le nubi di gas intra-cluster dei due ammassi mentre le macchie ai lati, di colore blu, rappresentano zone in cui l'effetto di lensing

gravitazionale è maggiore e quindi sono zone in cui si trova la maggior parte della materia. Il fatto che gli effetti gravitazionali non siano centrati laddove è presente la maggior parte della materia barionica indica la presenza di una componente invisibile che non risente di effetti collisionali.



Figura 6.1 L'ammasso 1E 6057-558, noto anche come Bullet Cluster. A sinistra l'ammasso visto in banda X da Chandra. A destra, all'immagine è stata sovrapposta l'emissione in banda X (rosa) e la distribuzione di materia oscura calcolata attraverso il lensing gravitazionale (blu). [2]

1.4 Evoluzione

All'inizio della sua vita, un ammasso di galassie è irregolare e dinamicamente instabile. Esso ha un aspetto filamentare, le galassie appaiono distanti le une dalle altre e contengono gas e polvere. Il potenziale dell'ammasso è poco profondo e il gas è freddo e non distribuito uniformemente. A causa della forza di attrazione gravitazionale, col passare del tempo, le galassie cadono verso il centro dell'ammasso e alcune collidono con altre galassie. Attraverso tali incontri vengono generate le forze di marea che provvedono a rimuovere gas e stelle dalle galassie e distribuirli nello spazio intergalattico. All'espulsione del gas contribuiscono inoltre le esplosioni di supernovae. A questo punto il gas comincia a riscaldarsi a causa di shock, il potenziale gravitazionale dell'ammasso diventa più profondo, e la maggior parte delle galassie si accumula verso il centro: l'ammasso è rilassato, cioè ha raggiunto uno stato stazionario dove la distribuzione della materia non cambia apprezzabilmente nel tempo. Il processo che porta a questa configurazione quasi-

finale è detto *rilassamento violento*: le galassie interagiscono con un cambiamento del potenziale generato dalle galassie vicine che risulta estremamente rapido rispetto alla scala temporale di altri processi (per questo motivo è detto violento). Dopo di ciò, il potenziale è vicino al suo punto di equilibrio.

La velocità di evoluzione dipende dalla massa: gli ammassi più massicci evolvono più velocemente. Gli ammassi regolari attuali sono probabilmente nati con una densità abbastanza alta da essere più avanti nel processo evolutivo rispetto agli attuali ammassi irregolari. Tuttavia, i tempi di rilassamento sono comparabili con l'età dell'universo, così lunghi che tutti gli ammassi osservabili appaiono ancora in evoluzione. Sapendo che gli ammassi di galassie hanno tipicamente un diametro medio di circa 8 Mpc e supponendo che una galassia si muova all'interno di un ammasso a circa 1000 km/s, essa impiegherà circa 10^9 anni per attraversare il nucleo dell'ammasso e circa 10^{10} anni per percorrere la sua intera estensione.

2 Il gas intra-cluster

Come già accennato nel primo capitolo, l'*Intercluster Medium* (ICM) è il plasma surriscaldato che permea un ammasso di galassie (Fig. 1.2). Negli ammassi ricchi, l'ICM rappresenta la componente barionica dominante in grado di fornire informazioni su una ricca varietà di fenomeni: l'evoluzione di un ammasso, la struttura e la distribuzione della massa, il ruolo della galassia centrale. Esso ha una temperatura pari circa a 10^8 K, una densità di circa 10^{-3} particelle per cm^3 ed è formato principalmente da idrogeno ionizzato, elio e da alcuni elementi più pesanti come il ferro. A temperature così elevate, il gas emette in banda X tramite il processo di Bremsstrahlung termico (Par. 2.1).

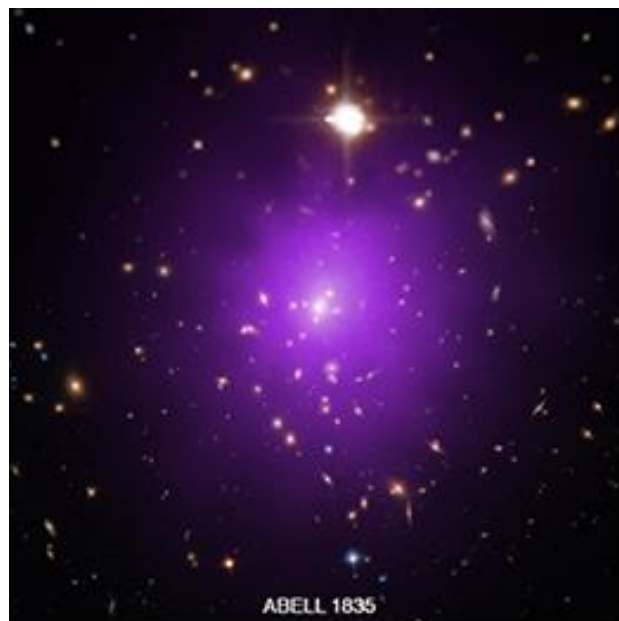


Figura 1.2 Distribuzione del gas in Abell 1835, ammasso di galassie. Immagine composta di un'immagine ottica più una a raggi X. Il gas è rappresentato dal colore viola. [2]

Le prime osservazioni nei raggi X di ammassi di galassie, intorno agli anni '60, sembravano suggerire che l'emissione fosse ascrivita alle singole galassie e non all'ammasso nel complesso. Solo esaminando il Coma Cluster, successivamente, l'emissione totale risultò molto più forte di quella prevista dalla somma delle singole galassie all'interno dell'ammasso: era dunque da attribuire ad un'altra sorgente. Una ulteriore conferma arrivò negli anni '70 dall'ammasso di Perseo, dove fu scoperta l'emissione della linea di ferro (Fig. 2.2), che confermò il meccanismo di emissione dei raggi X come Bremsstrahlung termico dovuto ad un gas con una temperatura di circa 10^8 K. Inoltre, la presenza di ferro fornisce un indizio prezioso sull'origine del gas: se il gas fosse primordiale, quindi creato al momento del Big Bang, sarebbe costituito solamente da idrogeno ed elio; la presenza di ferro a circa metà dell'abbondanza solare significa che gran parte del gas è stato elaborato da stelle ed espulso dalle galassie.

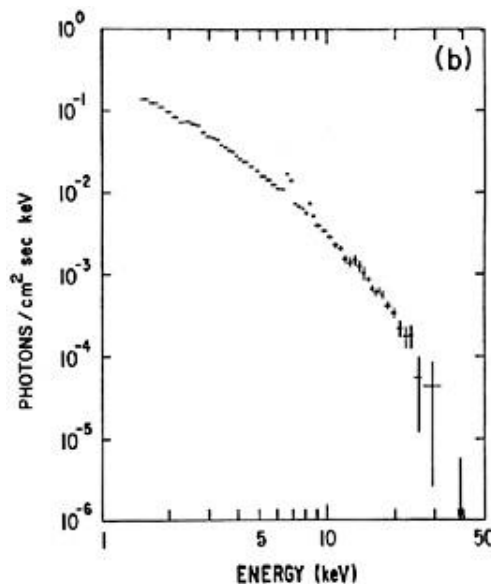


Figura 2.2 Questo spettro a raggi X dell'ammasso di Perseo fu ottenuto con il satellite Ariel V. Una caratteristica di emissione è visibile a circa 7keV, a causa del Fe XXV e Fe XXVI. Questa funzione fornisce evidenza che l'emissione è Bremsstrahlung termico. [4]

L'ICM è otticamente sottile e trasparente alla sua stessa radiazione. Tutti gli elementi del gas sono in equilibrio di ionizzazione: l'energia cinetica degli ioni positivi e degli elettroni sono entrambe descritte dalla stessa temperatura in tutte le regioni.

Gli ammassi rilassati generalmente hanno un nucleo freddo, una zona intermedia calda e una temperatura decrescente nelle zone esterne (Fig. 3.2); gli ammassi irregolari invece hanno un profilo di temperatura ancora più complesso.

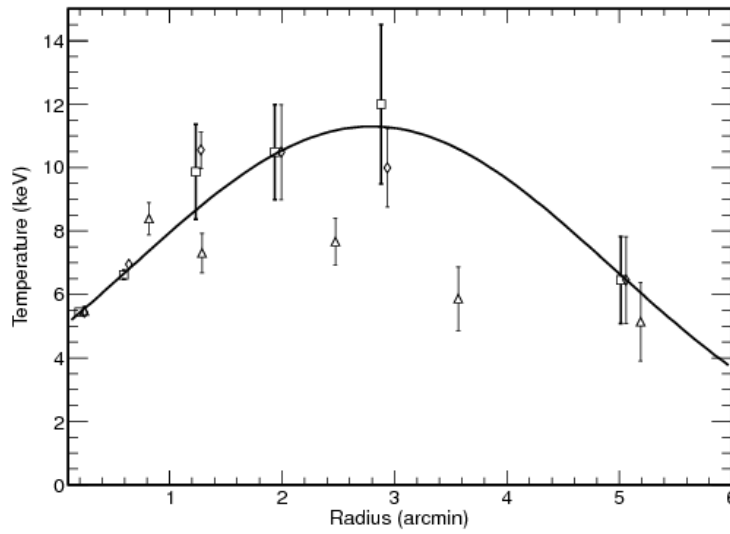


Fig. 3.2 Profilo di temperatura di Abell 1835. I quadrati rappresentano la temperatura deproiettata estratta con Chandra; i triangoli, invece, con XMM-NEWTON. La linea continua è il best-fit del profilo di temperatura. [19]

2.1 Meccanismo di emissione

Come già detto in precedenza, un ammasso rappresenta una sorgente di raggi X, con una luminosità di circa $10^{43 \div 45} \text{ erg/s}$. Ciò che si osserva è emissione nel continuo dovuta al gas intra-cluster. Il principale meccanismo di emissione è rappresentato dal *Bremsstrahlung termico* ('bremsen' frenare e 'strahlung' radiazione) ovvero l'emissione dovuta al frenamento delle particelle cariche, principalmente gli elettroni, a causa del campo coulombiano generato da ioni positivi (protoni nel caso dell'idrogeno). Se si considera un plasma uniforme con elettroni distribuiti secondo la distribuzione di Maxwell-Boltzmann a temperatura T , l'energia emessa (emissività) in unità di tempo, di frequenza e di volume di uno ione di carica Z è

$$\epsilon_\nu = \frac{32\pi e^6}{3m_e c^3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k} \right)^{1/2} Z^2 n_e n_i g(Z, T, \nu) T^{-1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (2.1)$$

n_e ed n_i sono rispettivamente la densità degli elettroni e degli ioni e $g(Z, T, \nu) \sim 1$ è un fattore dovuto agli effetti quantistici e alle collisioni distanti. L'emissività bolometrica è data dall'integrale dell'emissività ϵ_ν

$$\epsilon = \int_0^\infty \epsilon_\nu d(h\nu) = n_e n_i \Lambda(Z, T) \propto n_e n_i T^{1/2} \quad (2.2)$$

$\Lambda(Z, T)$ è detta “funzione di raffreddamento” (Fig. 3.2) e rappresenta l’emissività per ciascuna coppia elettrone-ione.

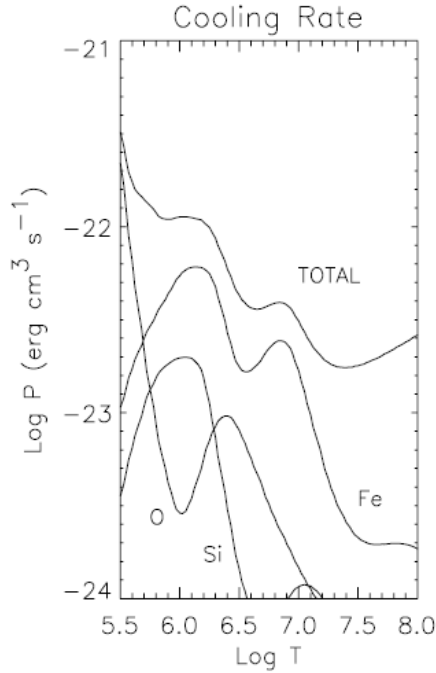


Figura 3.2 Potenza irradiata da un plasma a bassa densità in funzione della temperatura (Raymond et al. 1976).

La luminosità totale in banda X sarà

$$L_X = \int_0^{V_{ammasso}} \epsilon dV \quad (2.3)$$

Le osservazioni combaciano con lo spettro predetto dall’equazione (2.1) in cui compare anche il cut-off esponenziale a $\sim 10 \text{ keV}$. L’emissione di Bremsstrahlung termica implica che il gas sia all’equilibrio termico ed è evidente dall’osservazione di forti righe di emissione in banda X, e il tempo di raffreddamento dell’ICM (2.4) che spesso è superiore all’età dell’universo.

$$t_{cool} \sim 8.5 \times 10^{10} \left(\frac{T_g}{10^8 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_i}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ years} \quad (2.4)$$

2.2 Stato fisico dell'ICM

L'ICM può essere trattato in tre approssimazioni indipendenti: un fluido ideale, in equilibrio idrostatico e a temperatura singola.

Considerando l'ICM un *fluido ideale* è possibile ricavare il libero cammino medio di un elettrone:

$$\lambda_e = \frac{\text{distanza percorsa}}{\text{numero di collisioni}} \sim \frac{v_e t}{n \sigma v_e t} \sim \frac{1}{n \sigma} \quad (2.5)$$

dove v_e è la velocità dell'elettrone, n rappresenta la densità degli ioni, t è l'intervallo di tempo e σ la sezione d'urto. Una collisione forte avviene quando l'energia cinetica dell'elettrone è confrontabile con quella potenziale:

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 \sim \frac{q e}{4 \pi \epsilon_0 r} \quad (2.6)$$

dove q è la carica dello ione, e è la carica dell'elettrone, r è la distanza tra le due cariche ed ϵ_0 è la permittività dello spazio. La sezione d'urto per collisioni forti sarà quindi data da

$$\sigma = \pi r^2 \approx \frac{q^2 e^2}{4 \pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_e^4} \quad (2.7)$$

dove r è ricavato dalla (2.6).

Una volta che il gas ha raggiunto l'equilibrio termico, per il principio di equipartizione:

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 \sim \frac{1}{2} m_{ion} v_{ion}^2 \sim \frac{3}{2} k_B T_g \quad (2.8)$$

si ottiene la seguente relazione per descrivere il libero cammino medio di elettroni e ioni nel plasma:

$$\lambda_e \approx \lambda_i \approx 20 \text{ kpc} \left(\frac{T_g}{10^8 \text{ K}} \right)^2 \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (2.9)$$

dove k_B è la costante di Boltzmann e T_g rappresenta la temperatura del gas intra-cluster trattato come un fluido collisionale. Pertanto, gli ioni vanno soggetti a collisioni multiple in un ammasso di decine di Mpc di diametro e l'ICM all'*equilibrio idrostatico*. Esso varia ad una velocità determinata dalla velocità del suono. La velocità del suono v_s in un gas ideale monoatomico è:

$$v_s \sim \sqrt{\frac{5k_B T}{3\mu m_p}} \quad (2.10)$$

dove μ è il peso molecolare del gas, m_p è la massa del protone. Il tempo di attraversamento t_s di un ammasso di diametro d di un'onda sonora sarà dunque dato da:

$$t_s \sim \frac{d}{v_s} \sim 7 \times 10^8 \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^{-1/2} \left(\frac{d}{1 \text{ Mpc}} \right)^{-1} \text{ years} \quad (2.11)$$

Dato che $t_s \ll t_{cool}$ il gas risulterà in equilibrio idrostatico (la pressione del gas equilibra la gravità). Per una distribuzione sferica di massa la condizione di equilibrio idrostatico è:

$$\frac{1}{\rho_{gas}} \frac{dP}{dr} = - \frac{dV}{dr} = - \frac{GM(r)}{r^2} \quad (2.12)$$

dove $M(r)$ è la massa totale contenuta entro il raggio r , P è la pressione e ρ_{gas} è la densità del gas. Se dunque l'ammasso è antico e non è più in evoluzione, il gas è in equilibrio idrostatico nella buca di potenziale dell'ammasso e dalla sua distribuzione si può ricavare la distribuzione della massa. (Par. 2.4).

Infine, l'ICM può essere considerato *a temperatura singola*. Quando avviene una collisione tra un elettrone e uno ione, c'è uno scambio di energia. Questo porta ad una distribuzione Maxwelliana delle velocità. Il tempo per la ridistribuzione dell'energia tra gli elettroni sarà:

$$t(e, e) \sim \frac{\lambda_e}{v_e} \sim 3 \times 10^5 \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^{3/2} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ years} \quad (2.13)$$

mentre il tempo per raggiungere l'equilibrio termico per gli ioni e gli elettroni

$$t(e, i) \sim \frac{m_p}{m_e} t(e, e) \sim 6 \times 10^8 \left(\frac{T_g}{10^8 K} \right)^{3/2} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ years} \quad (2.14)$$

Dato che $t \ll t_{cool}$ il gas intra-cluster può essere caratterizzato da una singola temperatura T_g sia per gli elettroni che per gli ioni.

2.3 Modelli analitici

Di seguito verranno esaminati alcuni modelli analitici per spiegare la distribuzione spaziale del gas. Il primo modello esaminato è il *Modello della sfera isoterma*. Esso si basa su una approssimazione a simmetria sferica. Dal paragrafo 2.2, esplicitando $M(r) = 4\pi \int_0^r \rho r'^2 dr'$ e differenziando la (2.12) si ottiene

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

Per la legge dei gas perfetti $p = nkT$ dove $n(r) = \frac{\rho(r)}{\langle m \rangle}$ è la densità dell'ammasso. L'equazione (2.15) non può essere risolta analiticamente anche se esiste una soluzione particolare chiamata sfera isoterma singolare:

$$\rho(r) = \frac{\xi^2}{2\pi G r^2} \quad (2.16)$$

dove $\xi = \frac{kT}{\langle m \rangle}$.

Questa distribuzione ha una densità divergente per $r \rightarrow 0$ ed una massa totale infinita $M(r) \propto r$. Un modello che risolve in maniera parziale questo problema con un cut-off ad alte velocità della distribuzione di Maxwell è il *Modello di King*. Il modello prevede che la densità sia

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (2.17)$$

e la sua proiezione:

$$\sigma(r) = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.18)$$

dove r_c è il raggio del nucleo dell'ammasso (tipicamente 0.2 Mpc) definito come il raggio al quale la densità proiettata è metà della densità centrale n_0 e $\sigma_0 = 2n_0r_c$. L'equazione (2.17) è una approssimazione valida per le regioni centrali dell'ammasso.

Il secondo modello è il cosiddetto β model che afferma che sia il gas che le galassie si distribuiscono isotermicamente ed in equilibrio idrostatico nel potenziale gravitazionale dell'ammasso. Data l'equazione (2.10) è ragionevole supporre tale equilibrio poiché il tempo di attraversamento di un'onda sonora in un ammasso è minore dell'età dell'ammasso (approssimabile all'età dell'universo). Per la legge dei gas perfetti, $p_{gal} = \frac{kT\rho_{gal}}{\mu m_p}$ dove $\mu = 0,6$ è il peso molecolare medio per le abbondanze cosmiche ed m_p è la massa del protone, è possibile riscrivere l'equazione (2.12) in maniera seguente, correlando la distribuzione del gas e delle galassie:

$$\frac{1}{n_{gas}} \frac{d((kT/\mu m_p)n_{gas})}{dr} = -\frac{dV}{dr} = \frac{1}{\rho_{gal}} \frac{d(\sigma_r^2 \rho_{gal})}{dr} \quad (2.19)$$

dove T è la temperatura e del gas e σ_r è la dispersione di velocità delle galassie, supposta isotropa. Assumendo il modello della sfera isoterma ($\sigma_r = cost$) e il modello di King, il quale tronca la divergenza della massa totale, l'equazione (2.19) si riduce alla seguente:

$$n_{gas}(r) = [\rho_{gal}(r)]^\beta \quad (2.20)$$

dove

$$\beta \equiv \frac{\mu m_p \sigma_r^2}{kT} \quad (2.21)$$

L'indice β esprime il rapporto tra l'energia cinetica delle galassie e l'energia cinetica specifica delle molecole del gas. Inserendo tale risultato nell'approssimazione dei modelli di King si ottiene la seguente distribuzione di densità:

$$\rho_{gal}(r) = \rho_{gal}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (2.22)$$

quindi il gas seguirà una distribuzione del tipo:

$$n_{gas}(r) = n_{gas}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (2.23)$$

Inoltre, anche la brillantezza superficiale proiettata (di cui si discuterà ampiamente nel Capitolo 3) segue il β model: per $r = r_c$, la brillantezza diminuisce del 10-30 per cento rispetto al suo valore centrale.

$$S = S(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta + 1/2} \quad (2.24)$$

La Figura 4.2 illustra un eccellente fit ottenuto applicando questo modello a dati in X:

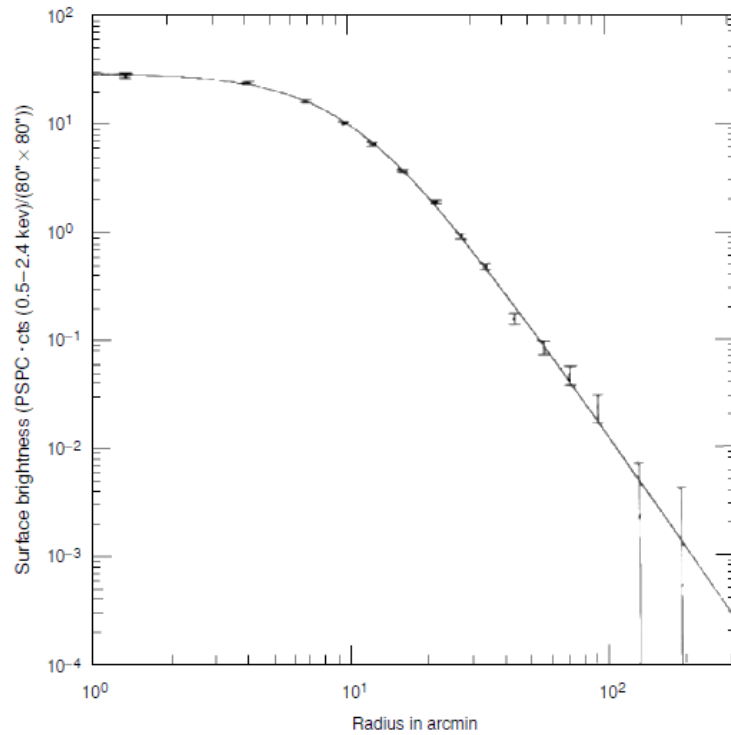


Figura 4.2 Brillanza superficiale del Coma Cluster misurato da ROSAT PSPC (0.5-2.4 keV). La curva rappresenta un fit basato sul β model. (Briel et al. 1992).

Il β model ha il grande vantaggio di essere semplice, poiché utilizza pochi parametri. Per la maggior parte degli ammassi, $\beta = 0.5 - 1.0$ valore che indica che al crescere del raggio, la densità del gas decresce rapidamente rispetto alla densità della materia oscura.

2.4 Metodi per la stima della massa di un ammasso

In questo paragrafo verranno trattati più modi per stimare la massa di un ammasso.

Il primo è il *Teorema del Viriale*. Le masse delle galassie che compongono gli ammassi possono essere misurate a partire dalla loro luminosità, mentre le dispersioni di velocità sono ricavate dalle misure spettroscopiche del redshift. Tali grandezze forniscono una stima dell'energia cinetica totale dell'ammasso $\mathbb{T}$, mentre le stesse masse e le posizioni forniscono l'energia potenziale $\mathbb{V}$ del sistema. La relazione che lega cinetica $\mathbb{T}$ e $\mathbb{V}$ è la seguente:

$$2\langle\mathbb{T}\rangle - \langle\mathbb{V}\rangle = 0 \quad (2.25)$$

Per un gruppo di punti massivi che interagiscono gravitazionalmente è possibile scrivere l'equazione (2.25) nel modo seguente:

$$2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} m_i v_i^2 - \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{G m_i m_j}{r_{ij}} = 0 \quad (2.26)$$

In cui v_i è la velocità dell' i -esima particella e r_{ij} è la distanza tra la i -esima particella e la j -esima particella. È possibile semplificare la trattazione considerando N galassie di massa m . Moltiplicando il primo fattore della (2.26) per N/N e il secondo per N^2/N^2 (tenendo conto di un fattore $1/2$ per evitare il doppio conteggio delle coppie), essi conterranno, per N molto grande rispettivamente N ed $N(N-1) \approx N^2$ termini.

$$\frac{Nm}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2 - \frac{G(Nm)^2}{2N^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{1}{r_{ij}} = 0 \quad (2.27)$$

Considerando la dispersione di velocità lungo la linea di vista $\sigma_r^2 = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2$ e che per il tipo di sistema considerato $\langle v \rangle^2 = 0$ è possibile scrivere

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2 = \langle v^2 \rangle \quad (2.28)$$

Indicando $Nm = M$ è possibile riscrivere la (2.27)

$$M \langle v^2 \rangle - \frac{M^2 G}{R} = 0 \quad (2.29)$$

dove R è detto raggio viriale e da cui è possibile ricavare la massa

$$M = \frac{\langle v^2 \rangle R}{G} \quad (2.30)$$

Dato che $\langle v^2 \rangle = 3\sigma_r^2$ cioè la dispersione di velocità misurata lungo la linea di vista, ipotizzando l'isotropia nella distribuzione delle velocità, si ottiene la massa viriale (in accordo con quanto scritto nel capitolo 1.1):

$$M = \frac{3\sigma_r^2 r_g}{G} \simeq 7,0 \times 10^{14} M_\odot \cdot \left(\frac{\sigma_r}{1000 \text{ km/s}} \right)^2 \cdot \left(\frac{r_g}{1 \text{ Mpc}} \right) \quad (2.31)$$

La massa viriale è sempre maggiore della massa barionica (stellare + ICM). Tale discrepanza è dovuta alla materia oscura, non deducibile dalla sola luminosità ottica. Infatti, già nel 1933 Zwicky si rese conto che circa il 90% della massa di un ammasso non era contenuta nelle galassie. Il raggio gravitazionale, grandezza di per sé dipendente dalla massa totale, lo si può ricavare dai modelli analitici che meglio si adattano all'ammasso, come ad esempio il modello di King. Un altro metodo per calcolare la massa è quello di considerare le galassie in equilibrio dinamico nel potenziale dell'ammasso, da calcolare con modelli analitici o numerici. Con entrambi i metodi, calcolando il rapporto massa/luminosità emerge il problema della materia oscura, che produce effetti gravitazionali ma non viene osservata.

Un metodo alternativo fa uso dell'ipotesi di *equilibrio idrostatico*. Per calcolare la massa, si assume una geometria sferica e che il gas sia in equilibrio nel potenziale gravitazionale. Vale dunque l'equilibrio della pressione:

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{GM(\leq r)\rho}{r^2} \quad (2.32)$$

e per un gas perfetto $p = \frac{kT_g \rho}{\mu m_p}$, dove $\mu = 0,6$ è il peso molecolare medio per le abbondanze cosmiche ed m_p è la massa del protone.

Ricavando la massa si ottiene:

$$M(r) = - \frac{kT_g(r)r^2}{G\mu m_p} \left[\frac{d \ln \rho}{dr} + \frac{d \ln T}{dr} \right] \quad (2.33)$$

Assumendo la distribuzione isoterma $T(r) = T_g$, $\frac{d \ln T}{dr} = 0$ la (2.33) si semplifica in:

$$M(r) = -\frac{kT_g r^2}{G\mu m_p} \left[\frac{d \ln \rho}{dr} \right] \quad (2.34)$$

Tale relazione troverà applicazione nel capitolo seguente per la stima della massa dell'ammasso "Abell 1835" (Par. 3.2.3): le osservazioni in banda X permetteranno di ricavare la massa gravitazionale dell'ammasso dalla densità del gas.

3 Abell 1835: Profilo di massa e dark matter

In questo ultimo capitolo, sulla base delle cognizioni introdotte nei capitoli precedenti, si andrà ad eseguire una analisi dati per l'estrazione del profilo di massa di un ammasso di galassie con lo scopo di dimostrare l'esistenza della materia oscura.

L'ammasso scelto è **Abell 1835** (Fig. 1.3) compreso nel Catalogo Abell (Par. 1.2), un ammasso rilassato con un redshift $z = 0.2532$ ($H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.286$, $\Omega_\Lambda = 0.714$), una distanza angolare $D_A = 816.2 \text{ Mpc}$. Fa parte del primo gruppo di ricchezza del catalogo di Abell.

I fotoni X sono emessi dall'ICM, attraverso il processo di Bremsstrahlung termico (Par. 2.1). In tal caso l'emissività del gas dipende dal quadrato della densità. Dall'equazione (3.1) si può ricavare la distribuzione della densità del gas. Dato che un osservatore vede solo la proiezione bidimensionale della brillantezza superficiale, non è banale derivare le proprietà fisiche tridimensionali, come appunto la densità del gas, dall'osservazione di un ammasso. Per questo viene introdotta la tecnica di deproiezione (descritta più dettagliatamente al Par. 3.2). A questo punto, ottenuta la densità, ed assunta la temperatura del gas costante (dalla letteratura, $T_g = 7.6 \text{ keV}$, [5]), è possibile stimare la massa entro il raggio considerato, attraverso la condizione di equilibrio idrostatico (eq. 2.34). Infine, confrontando la massa totale con la massa del gas, si può evidenziare la presenza di materia oscura.



Figura 1.3 Immagine ottica di Abell 1835, Hubble Space Telescope.

3.1 Osservazione

Abell 1835 è stato osservato con il telescopio spaziale a raggi X *Chandra*, lanciata dalla NASA nel 1999 (Fig. 2.3). È stato osservato nel 2006 per un tempo di esposizione di 117.9 ksec (obs ID: 6880). Lo strumento di osservazione è l'Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS), uno dei due strumenti di *Chandra* che consiste in una matrice di CCD (Charged Coupled Device), quattro dei quali posizionati a formare un quadrato, utilizzati per l'Imaging (ACIS-I) e i restanti disposti linearmente utilizzati per la Spettroscopia (ACIS-S). Quando i fotoni colpiscono ognuno di questi chip, vengono rilevati singolarmente e vengono registrate posizione ed energia. I pixel hanno dimensione proiettata di 0.5×0.5 secondi d'arco. Per il caso in esame, si è utilizzato ACIS-I: sono accesi i quattro chip frontali (I0, I1, I2, I3) più un quinto chip (S2), usato per misure di background (Fig. 3.3).

La banda energetica utilizzata per le osservazioni è detta banda ampia ACIS (w), scelta per coprire l'intera gamma di energia a cui il telescopio e i rivelatori sono sensibili. La banda ampia copre l'intervallo di energia $0.1 - 10 \text{ keV}$.

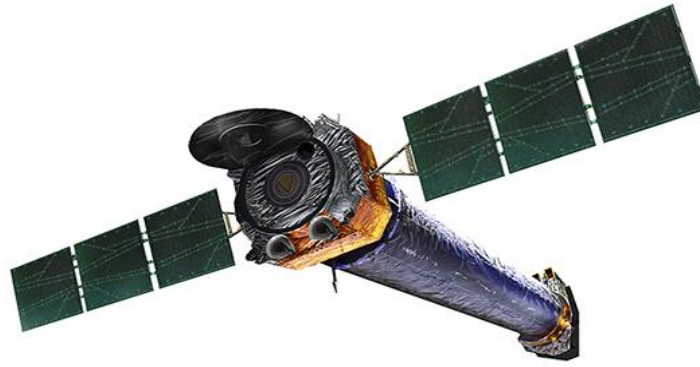


Figura 2.3 Rappresentazione grafica del Telescopio spaziale Chandra. [7]

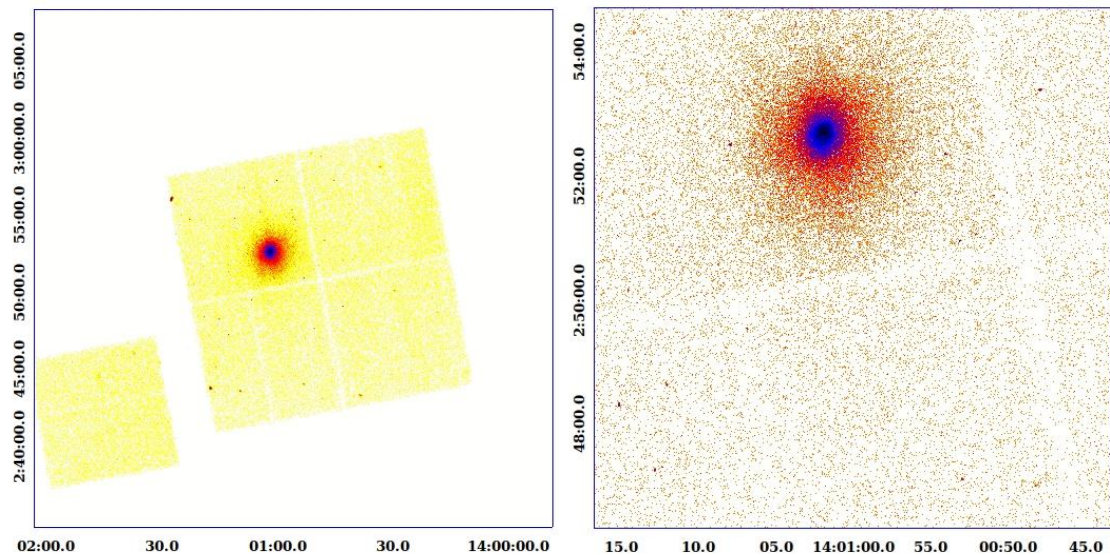


Figura 3.3 A sinistra, l'immagine in banda X di Abell 1835 dall'osservazione 6880. Si possono notare i 4 CCD del rivelatore ACIS-I e il quinto, in basso a sinistra, di ACIS-S. X. A destra il centro dell'ammasso, in dettaglio. Le immagini sono in scala logaritmica e falsi colori, che rappresentano l'intensità dell'emissione X: più è scuro il colore maggiore è l'intensità dell'emissione. [2]

3.2 Analisi dati

3.3.1 Estrazione del profilo di brillantezza

I dati di Abell 1835 sono stati scaricati dall'archivio Chandra, [2], ottenendo per l'osservazione in questione un file eventi contenente energia, posizione e tempo di arrivo di ogni singolo fotone. Per l'estrazione del profilo radiale di brillantezza

superficiale, ho usato SAOImage DS9, visualizzatore di dati astronomici sviluppato nel 1990 allo Smithsonian Astrophysical Observatory. Ho definito 40 regioni rappresentate da anelli concentrici, di ampiezza pari a 5 arcsec (~ 20 kpc) e che si estendono fino a 210 arcsec (~ 840 kpc) dal centro dell'ammasso; il segnale di "fondo" strumentale e cosmico è stato misurato in un anello esterno all'ammasso di raggio interno 220 arcsec e ampiezza 35 arcsec (Fig. 4.3).

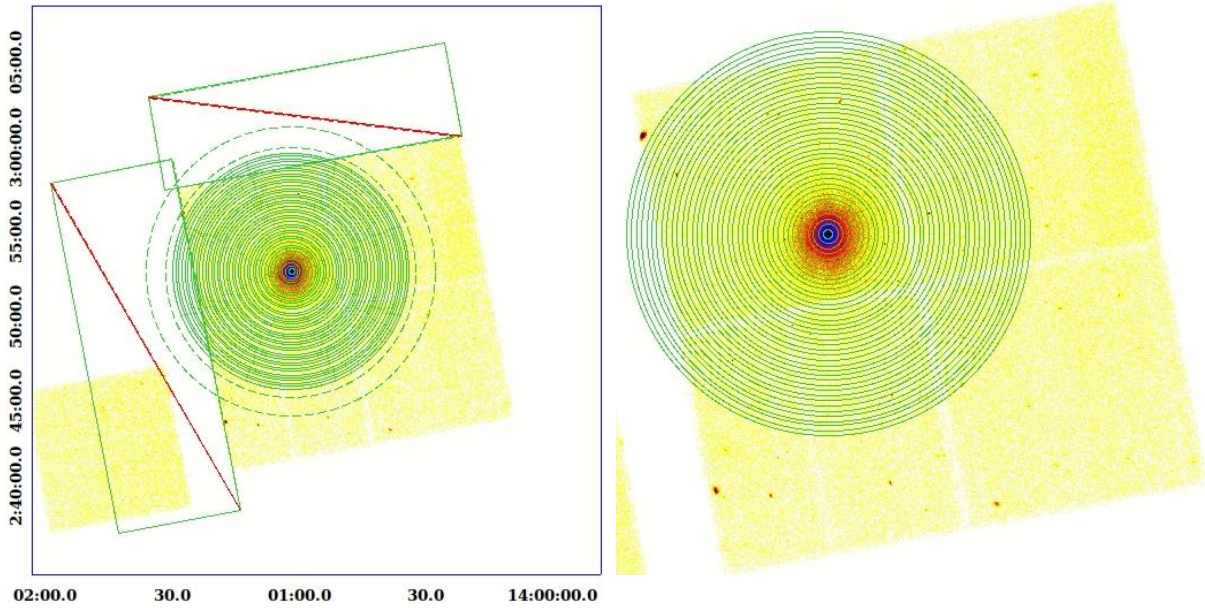


Figura 4.3 Regioni utilizzate per misurare il profilo di brillantezza X di Abell 1835. A sinistra le regioni del profilo (anelli interni) e del fondo (anello tratteggiato). I rettangoli rappresentano le regioni escluse all'esterno dei CCD. A destra un ingrandimento della regione dell'Ammasso. [2]

Successivamente, ho misurato il profilo radiale usando i dati dell'immagine. Determinando i conteggi netti negli anelli concentrici N_i e dividendo per le rispettive aree A_i , si ottiene il profilo di brillantezza superficiale in ogni anello, rappresentato in Figura 3.5. Il valore in ogni anello è ricavato attraverso l'espressione

$$\frac{S_i}{A_i} = \frac{N_i}{A_i} - \left(\frac{B}{A_{bkg}} \right) \quad (3.1)$$

dove B il valore del fondo (background) misurato nell'anello esterno e A_{bkg} è l'area del fondo. S_i rappresenta il valore dei conteggi dell'ammasso in ciascun anello. Si può osservare come il profilo ottenuto segue l'andamento simile al β model descritto al Par. 2.3.

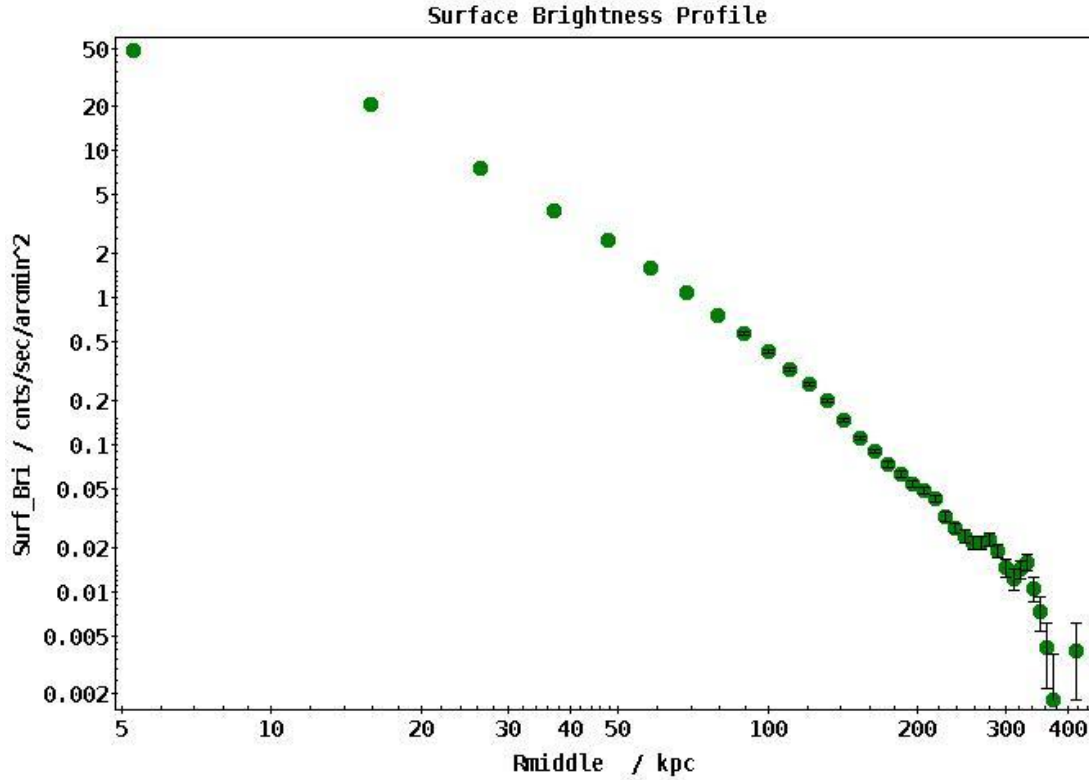


Figura 5.3 Profilo di brillantezza estratto con *TopCat*, tool per operazioni su Cataloghi e Tabelle, dei dati nelle regioni rappresentate in figura 4.3.

3.2.2 Tecnica di deproiezione

Il profilo di brillantezza superficiale $S(y)$ ad una distanza proiettata dal centro dell'ammasso y è legato all'emissività del gas ϵ_v dall'espressione:

$$S(y) = \int_{y^2}^{\infty} \frac{\epsilon_v(r) dr^2}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (3.2)$$

Questo integrale è detto “Integrale di Abel” (Fig. 6.3). Poiché il profilo da misurato non è una funzione continua, procedo con la *tecnica di deproiezione*. Per utilizzare la tecnica di deproiezione, il primo passo da compiere è assumere che l'ammasso considerato abbia simmetria sferica e, successivamente, suddividerlo in una struttura a gusci sferici concentrici: in ogni guscio la densità e la temperatura del gas sono considerati uniformi. L'immagine proiettata dell'ammasso viene poi suddivisa in anelli (Fig. 7.3) i cui raggi corrispondono ai raggi dei gusci sferici tridimensionali. Ogni guscio, e quindi anello, è definito da due raggi (R_{inner}, R_{outer}). Dall'emissività del gas, costante, otticamente sottile all'interno di ciascun guscio sferico e combinazione pesata dei volumi dei gusci sferici (volume

del guscio considerato più la frazione dei volumi dei gusci che lo circondano), si ottiene la brillantezza superficiale bidimensionale.

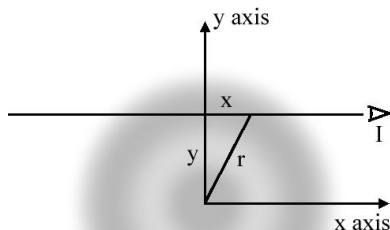


Figura 6.3 Interpretazione geometrica dell'integrale di Abel in due dimensioni, che lega l'emissività del gas a distanza r dal centro dell'ammasso con la brillantezza superficiale a distanza proiettata y .

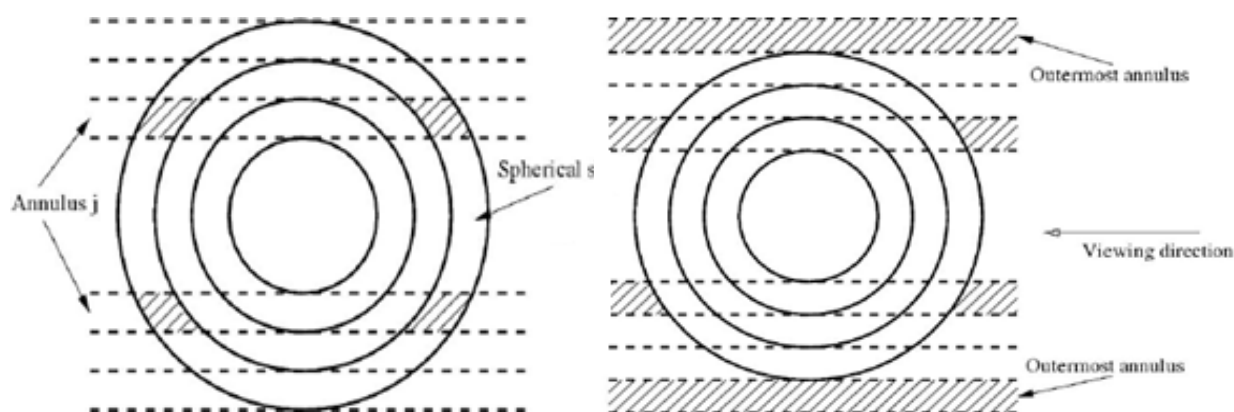


Figura 7.3 Descrizione geometrica della tecnica di deprojiezione. A sinistra suddivisione in anelli j e corrispondenti gusci sferici i . A destra, stima del fondo dall'anello più esterno. [13]

3.3.2 Profilo di densità e di massa dell'ICM

Dopo aver ottenuto il profilo di brillantezza, dall'eq. (2.2) si può ricavare il valore densità del gas. Per fare ciò, assumendo nota la temperatura (Fig. 3.2), come già detto in precedenza, e la funzione di raffreddamento (eq. 2.2), ho utilizzato Density (scritto da S. Gibbs, 1985; modificato da D. -W, Kim, 1993-94, M. Paolillo, 2000) un programma che, ricavata l'emissività attraverso la tecnica di deprojiezione, in input ha i raggi esterni degli anelli, associati alle brillanzze superficiali, restituisce in output la densità ad una distanza specifica. Le informazioni del file di input sono riassunte nella Tabella 2. Il numero di punti è pari ai primi 35 anelli, quelli in cui viene misurato un segnale dell'ammasso significativo rispetto al fondo.

Diversamente, la distanza e il fattore LUMCONST, di conversione da conteggi a flusso, sono calcolati attraverso WebPIMMS un'interfaccia web di

PIMMS, software per astrofisici delle alte energie, scritto da K. Mukai, nel 1993. WebPIMMS determina la risposta del telescopio ai fotoni incidenti a ciascuna energia, includendo la sensibilità del rivelatore ACIS. Si ottiene un file in output che a ciascun raggio esterno e interno, associa la densità, il tempo di raffreddamento e la massa del gas in ogni anello corrispondente.

34	Npoints
1123.6	Distance in Megaparsecs
8.82E7	T in degree
3.5E-23	Cooling Function for RAYMOND THERMAL SPECTRUM
2.47E-11	LUMCONST
2	unit radius (arcsec=1, arcmin=2)

Tabella 2. Costanti del file di input per il programma "Density".

Di seguito vengono mostrati i profili della densità e della massa del gas cumulativo (corrispondente alla massa entro quel determinato raggio) in funzione del raggio medio di ogni anello in kiloparsecs (kpc). Il profilo della densità è comparato con il lavoro ottenuto dell'osservazione 495 di Abell 1835, effettuata con il Telescopio Chandra, "Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters" di K. W. Cavagnolo, M. Donahue, G. M. Voit e M. Sun.

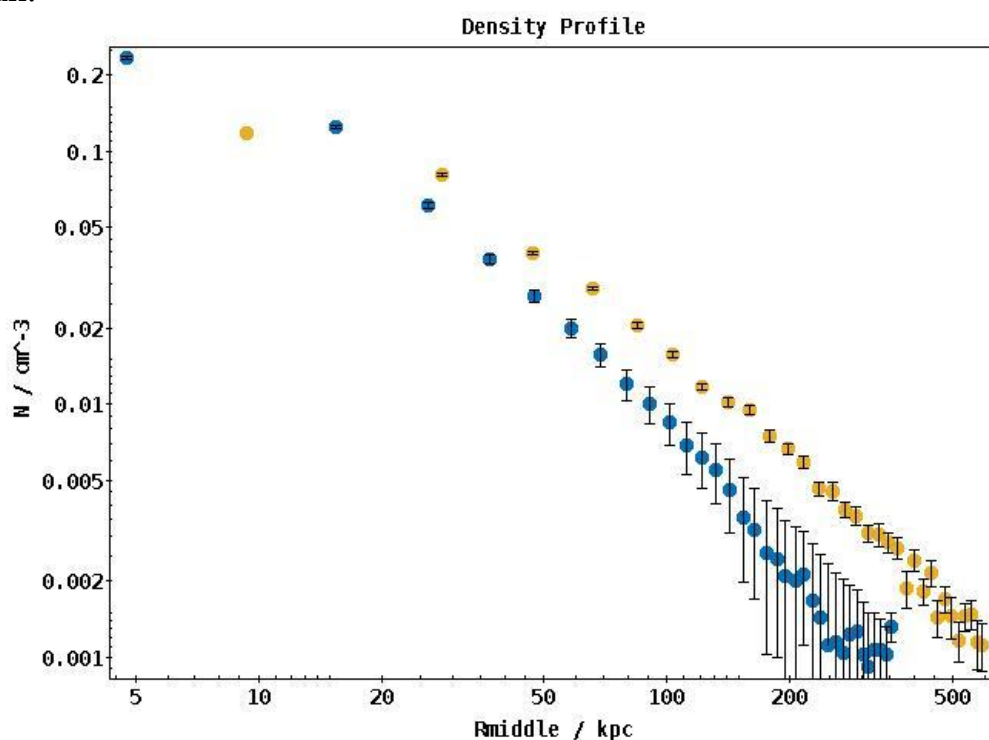


Figura 8.3 Profilo di densità dell'ICM, prodotto con TopCat, in funzione del raggio medio di ogni anello in kpc derivato dalla deproiezione della brillantezza superficiale. In blu il profilo da me ottenuto comparato con il profilo di densità, in giallo, relativo al lavoro "Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters", (obsID:495). I profili hanno un trend simile ma con valori differenti e presentano degli shift sistematici. Ciò è dovuto al programma Density, nato per lavorare con oggetti molto vicini dove la distanza di luminosità e di diametro angolare sono uguali.

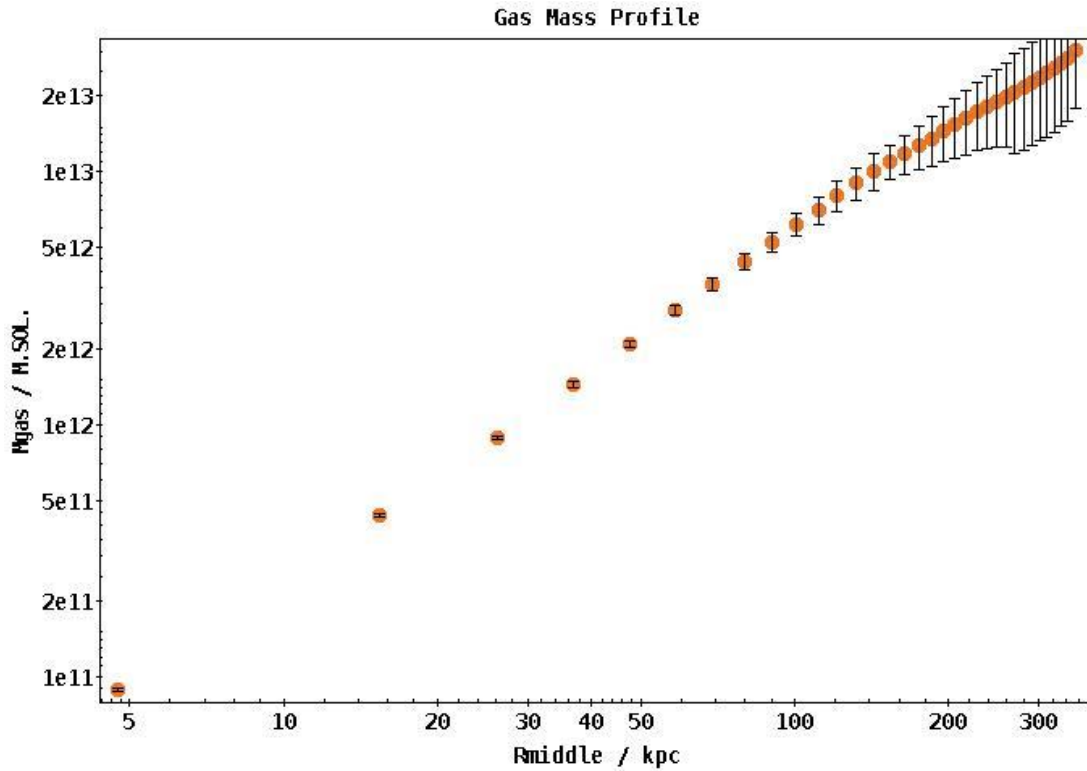


Figura 9.3 Profilo cumulativo (entro il raggio corrispondente) della massa dell'ICM (in masse solari), prodotto con TopCat, in funzione del raggio medio di ogni anello in kpc.

3.3.3 Profilo di massa

Per derivare il profilo di massa ho utilizzato l'equazione dell'equilibrio idrostatico. Dall'equazione 2.34, dove k è la costante di Boltzmann pari a $k=1.38\text{E-}23$ J/K, $T_g = 8.82\text{E}7$ K, G è la costante universale pari a $6.67\text{E-}11$ $\text{N m}^2/\text{kg}^2$, $\mu=0.6$ ed $m_p=1.67\text{E-}27$ kg, si può notare la dipendenza della massa dalla derivata del logaritmo della densità. È possibile fare il logaritmo di ogni quantità ma non la derivata poiché si sta lavorando con un set di dati discreti, non una funzione continua. Si suppone, allora, che i punti ottenuti siano il campionamento di una funzione continua e lentamente variabile, dopodiché è possibile calcolare il gradiente di ogni coppia di punti, utilizzando il coefficiente angolare nel loro punto medio (essendo la funzione lentamente variabile, esso non cambierà apprezzabilmente). Nelle zone esterne del profilo si notano dei risultati anomali poiché a certi raggi la massa sembra diminuire, cosa impossibile per un profilo cumulativo. Questo non è un risultato fisico ma una conseguenza delle incertezze sperimentali dei dati del profilo di brillantezza. Nel grafico in Figura 11.3, invece, ho sovrapposto la massa totale dell'ammasso calcolata attraverso l'equilibrio idrostatico (Fig. 10.3) e la massa dell'ICM (Fig. 9.3).

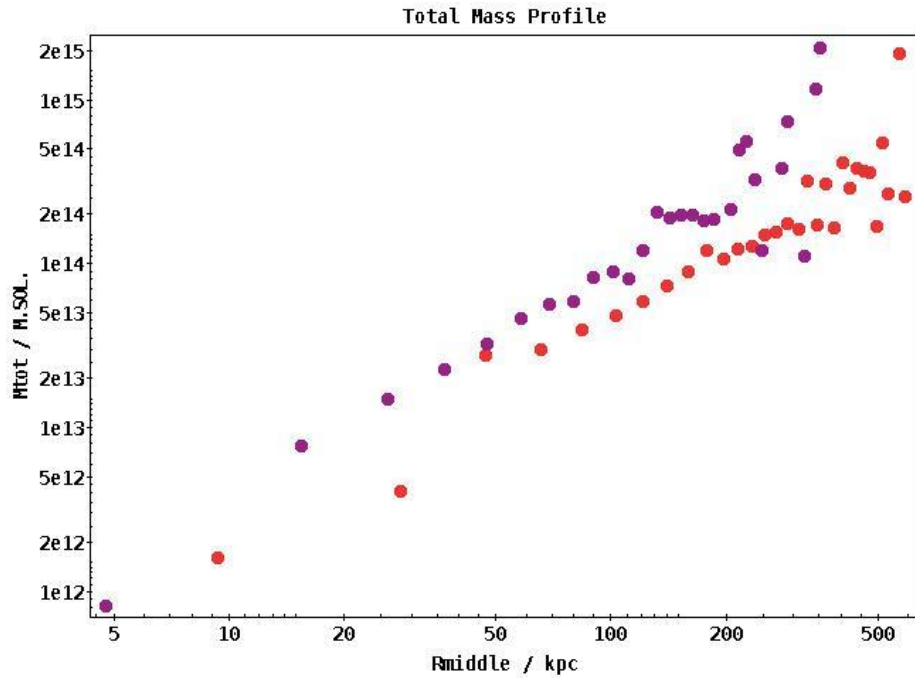


Figura 10.3 Profilo della massa totale, prodotto con TopCat, in funzione del raggio in kpc, calcolata con l'equilibrio idrostatico (2.34). Ho assunto la funzione lentamente variabile e calcolato il differenziale di ogni coppia di punti moltiplicando poi per la temperatura, assunta costante. In viola il profilo da me ottenuto mentre in rosso il profilo relativo al lavoro "Intracluster Medium Entropy Profiles for a Chandra Archival Sample of Galaxy Clusters", (obsID:495). Come per la densità, anche in questo caso i profili presentano un trend simile con shift sistematici. Ciò è dovuto al programma Density, nato per lavorare con oggetti molto vicini dove la distanza di luminosità e di diametro angolare sono uguali.

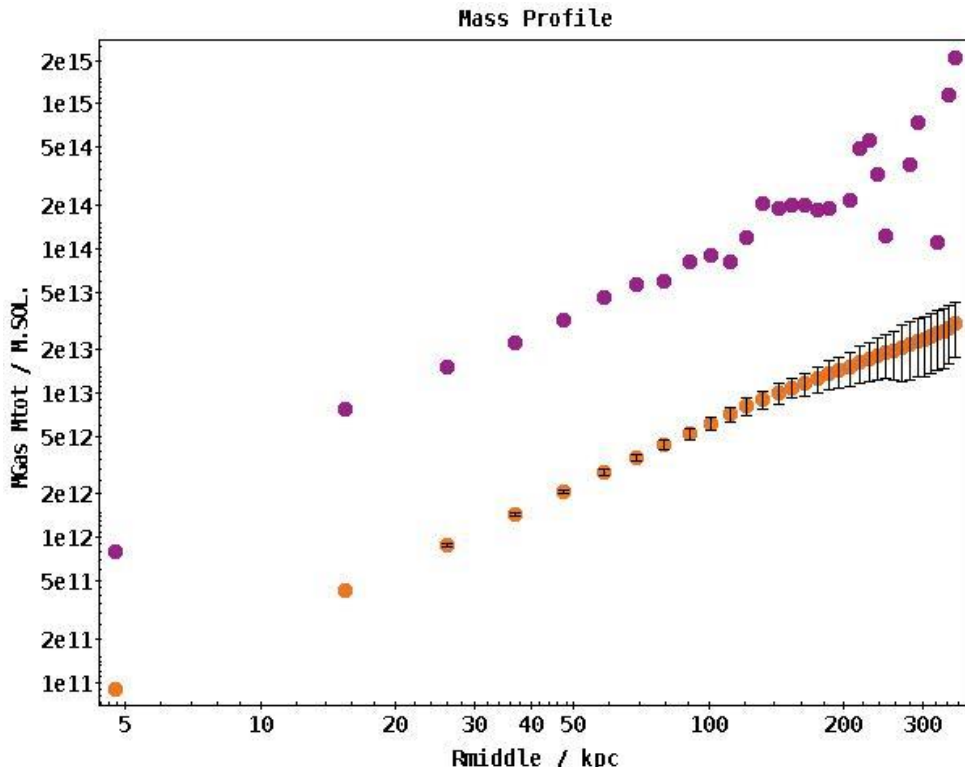


Figura 11.3 Profilo di massa dell'ammasso Abell 1835, prodotto con TopCat, in funzione del raggio medio di ogni anello in kpc. In viola, la massa calcolata attraverso l'equilibrio idrostatico; in arancio la massa dell'ICM.

Come si può notare, c'è una discrepanza, di circa un ordine di grandezza, tra la massa del gas e la massa totale dell'ammasso. Ciò suggerisce l'esistenza di un'altra componente che si trova in equilibrio nel potenziale gravitazionale con il gas e le galassie. Tale componente è la *materia oscura* e tale discrepanza di masse ne rappresenta una delle più chiare evidenze sperimentali.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi, ho studiato le proprietà ottiche e X degli ammassi di galassie. Ho quindi discusso le proprietà del gas Intracluster e il meccanismo di emissione in banda X dimostrando che la condizione di equilibrio idrostatico consente di misurare la massa barionica e la massa totale dell'ammasso.

Ho deciso di studiare Abell 1835, ammasso rilassato con redshift $z = 0.2532$, appartenente al primo gruppo di ricchezza del catalogo di Abell.

Le proprietà tridimensionali di un ammasso di galassie sono derivabili attraverso la tecnica di deproiezione, basata sull'integrale di Abel (eq. 3.1), che lega l'emissività alla brillantezza superficiale.

Ho stimato, dunque, la brillantezza superficiale e, attraverso la tecnica di deproiezione, la densità e la massa del gas. Successivamente, attraverso l'equazione dell'equilibrio idrostatico, assumendo la temperatura del gas costante, ho stimato la massa totale dell'ammasso.

La massa totale è superiore alla massa barionica dell'ammasso, prevalentemente del gas. Questo dimostra l'esistenza della materia oscura, che determina il potenziale gravitazionale di cui risente il gas caldo che osserviamo in banda X.

Bibliografia

- [1] F. Esposito, *Proprietà degli ammassi di galassie*, 2014.
- [2] *Archive - Chandra X-Ray Center (CXC)*, for NASA by the Smithsonian Astrophysical Observatory, [Online]. Available: <http://cxc.harvard.edu/cda/>.
- [3] P. Schechter, *An analytic expression for the luminosity function for galaxies*, 1976.
- [4] C. L. Sarazin, *X-ray Emission from Galaxy Cluster*, Cambridge University Press, 1988.
- [5] M. e. a. Bonamente, *Chandra X-ray observations of Abell 1835 to virial radius*, Royal Astronomical Society, pp. 2812-2823, 1 febbraio 2013.
- [6] M. Harwit, *Astrophysical Concepts*, Springer Science+Business Media , 2006.
- [7] *Chandra X-ray Center (CXC)*, Smithsonian Astrophysical Observatory for NASA, [Online]. Available: <http://chandra.harvard.edu/>.
- [8] A. C. Gonzalez, *La materia oscura - L'elemento più misterioso dell'universo*, RBA, 2015.
- [9] B. W. Carroll e D. A. Ostlie, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Addison Wesley Publishing Company, 2006.
- [10] F. D. Seward e P. A. Charles, *Exploring the X-ray Universe*, Cambridge University Press, 2010.
- [11] C. L. Mendes de Oliveira , *Cluster and group of galaxies - The ICM, mass measurements and statistical measures of clustering*, Sao Paulo, Brazil: Instituto Astronômico e Geofísico, 2016.
- [12] J. L. Culhane, *Hot gas in cluster of galaxies*, Mullard Space Science Laboratory, Holmbury St Mary, Dorking, Surrey, U.K., 1980.
- [13] P. Nulsen, *X-ray Clusters: Spatial-Spectral Modeling*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 2011.
- [14] A. M., *The β - model of the intracluster medium*, Astronomy & Astrophysics , vol. 500, n. 1, pp. 103-104, 2009.
- [15] S. Majerowicz, N. M. Doris e T. H. Reiprich, *XMM-NEWTON observation of Abell 1835: temperature, mass and gas mass fraction profiles*, Astronomy&Astrophysics , vol. 268, 2002.

- [16] H. Rood e M.F. Struble, *Morphological classification (revised RS) of Abell clusters in D less than or equal to 4 and an analysis of observed correlations*, *Astronomical Journal* , vol. 87, p. 46, 1982.
- [17] S. Ettori et al. , *Mass profiles of Galaxy Cluster from X-ray analysis*, *Space Science Reviews* , vol. 177, pp. 119-154, August, 2013.
- [18] C. Sigismondi, *Ammassi e Superammassi di galassie*, Roma, ICRA, 1998.
- [19] C. K. Li et al. , *Deprojected analysis of Abell 1835 observed with Chandra and compared with XMM-Newton*, *Astronomy & Astrophysics manuscript*, 2018.