

Alma Mater Studiorum Università di Bologna

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

CARATTERISTICHE PRINCIPALI DELL' EMISSIONE DI GALASSIE ELLITTICHE

Tesi di laurea

Candidato:
**Gian Maria
Cammerucci**

Relatore:
**Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa**

Sessione IV
Anno Accademico 2016/2017

Indice

Sommario	1
1 Caratteristiche generali	2
1.1 Classificazione di Hubble	2
1.2 Relazioni Fondamentali	3
2 Emissione delle Galassie Ellittiche	5
2.1 Spettro Ottico	5
2.1.1 Corpo Nero	6
2.2 Banda X	8
2.2.1 Radiazione di Bremsstrahlung	9
2.2.2 Bremsstrahlung termica	10
2.3 Banda Radio: le Radiogalassie	11
2.3.1 Radiazione di Sincrotrone	13

Sommario

Studi specifici sulle galassie ellittiche hanno evidenziato una grande complessità, questa classe copre una enorme gamma di oggetti con luminosità e morfologia molto diverse tra di loro. In questo elaborato prenderò in esame l'emissione delle galassie ellittiche in diverse zone dello spettro, per valutare la loro struttura e composizione chimica. Un primo sguardo al flusso di energia in funzione della frequenza permette di riconoscere subito due comportamenti notevolmente differenti. La radiazione nelle frequenze ottiche ha origine direttamente dalle stelle che compongono la galassia, mentre nella banda X la radiazione emessa è dovuta a un alone di gas caldo che si trova all'interno di questi oggetti. Partiremo con la classificazione delle galassie ellittiche e le loro relazioni fondamentali, per poi spiegare le principali caratteristiche dei metodi di emissione di quest'ultimi e da queste cercare di dedurre alcune delle loro caratteristiche.

Capitolo 1

Caratteristiche generali

Le galassie sono i “building blocks” del nostro Universo, regioni dello spazio in cui avviene la formazione stellare e dei metalli pesanti. Sono state definite Galassie e non nebulose quando Edwin Hubble nel 1920 ha determinato la distanza della galassia Andromeda utilizzando il periodo variabile delle Cefeidi: da allora sono stati fatti enormi progressi in avanti nello studio di questi oggetti, osservando la popolazione locale di galassie in tutte le loro frequenze di emissione insieme a galassie ad alto redshift.

La categoria di oggetti astrofisici **Galassie Ellittiche** prende il nome dalla loro forma in banda ottica, a volte appare come un cerchio mentre altre volte come un'ellisse più o meno schiacciata. In questa banda il loro

colore caratteristico è il rosso, dovuto a una popolazione stellare vecchia e ricca di metalli, prevalentemente gigante rosse e stelle che fanno parte del Asintothyc Giant Branch, infatti la frazione di stelle giovani calde e blu è veramente molto bassa. Altre importante caratteristica è l'assenza quasi totale di polvere o materiale interstellare di tipo freddo Cold Neutral Medium (CNM), che generalmente non ha nessuna relazione con l'emissione totale; solo il 5 – 10% di questi oggetti mostrano una debole emissione da parte di strutture di polvere. Nelle galassie ellittiche la formazione stellare è una percentuale piccolissima rispetto alla massa di tutte le stelle che la compongono $10^9 - 10^{13} M_{\odot}$; il gas che le permea è l'Hot Ionized Medium HIM, prodotto dall'invecchiamento delle stelle, che domina l'emissione in banda X con una massa che varia tra le $10^9 - 10^{11} M_{\odot}$.



Figura 1.1: Immagine della galassia ellittica (cD) M87, al centro dell'ammasso di galassie Virgo

1.1 Classificazione di Hubble

Una classificazione basata sulle caratteristiche morfologiche osservate delle galassie, proposta da Edwin Hubble nel 1926, suddivide le galassie in 4 grandi categorie: le ellittiche (**E**), a spirali (**S**), lenticolari(**S0**) e le irregolari(**Irr**).

Osservando il profilo di brillantezza superficiale delle galassie ellittiche è possibile trovare delle regolarità: le linee delle isofote, punti in cui la brillantezza superficiale mantiene un valore costante, formano figure approssimabili con delle ellissi. Per questo Hubble classificò le galassie ellittiche in base al valore del parametro ϵ *ellitticità*, che indica quanto schiacciata è l'ellisse descritta dalle isofote; ϵ è definito come:

$$\epsilon = 1 - \frac{\text{semiasse minore}}{\text{semiasse maggiore}} \quad . \quad (1.1)$$

Questa classe spazia tra oggetti circolari **E0** fino a oggetti che appaiono come delle ellissi schiacciate **E7**, dove il numero che segue la lettera **E** non è altro che $\epsilon \times 10$. Naturalmente la classificazione di Hubble dipende dalla direzione di osservazione dato che sto considerando la proiezione in due dimensioni di un oggetto che è tridimensionale.

Le galassie ellittiche sono alcuni delle sorgenti più luminose (in banda ottica) dell'Universo, nonostante questo la classe presenta luminosità e dimensione variabile, per questo si dividono in altre cinque categorie :

1. **Galassie Ellittiche Normali (E)** questa classe include le ellittiche giganti (**gE**), le ellittiche di intermedia luminosità (**E**) e le ellittiche compatte (**cE**) che coprono un range di magnitudini assolute $M_B = -23 - -15 \text{ mag}$, il loro diametro può raggiungere i 200 kpc , con una massa dell'ordine di $10^8 - 10^{13} M_\odot$;
2. **Galassie (cD)** sono oggetti molto luminosi ed esternamente estesi, magnitudine assoluta $M_B > -23 \text{ mag}$ e diametro 1 Mpc ; hanno anche una grande massa $10^{13} - 10^{14} M_\odot$ una atmosfera estesa e un altissimo rapporto M/L ; osservate solo nei centri di ammassi di galassie;
3. **Galassie Ellittiche Nane (dE)** si differenziano dalle ellittiche compatte in quanto hanno una brillantezza ancora più bassa $M_B = -19 - -13 \text{ mag}$ e più basso contenuto di metallo; sono relativamente piccole con un diametro che va da 1 kpc a 10 kpc con una massa di $10^7 - 10^9 M_\odot$;
4. **Galassie Ellittiche Nane Compatte Blu (BcD)** hanno un indice di colore più blu delle altre galassie ellittiche $\langle B - V \rangle = 0.0 - 0.3$; un'apprezzabile quantità di gas freddo, magnitudine assoluta $M_B = -17 - -14 \text{ mag}$, massa dell'ordine di $10^8 M_\odot$ e diametri inferiori a 3 kpc ;
5. **Galassie Ellittiche Sferoidali Nane (dSph)** hanno una luminosità bassa con una piccola superficie di brillantezza, $M_B = -15 \text{ mag}$, diametro minore di 1 kpc e massa di $10^7 - 10^8 M_\odot$.

1.2 Relazioni Fondamentali

Le numerose osservazioni delle galassie ellittiche dimostrano che le caratteristiche intrinseche delle galassie ellittiche seguono delle relazioni fondamentali.

Il profilo di brillantezza superficiale di queste galassie segue l'andamento del **profilo di Sersic** (1963):

$$I(R) = I_e \exp\{-b[(R/R_e))^{\frac{1}{n}} - 1]\}$$

dove il coefficiente b è determinato in modo che all'interno del cerchio di raggio effettivo R_e sia raccolta metà della luce totale della galassia; I_e rappresenta $I(R_e)$ cioè la brillantezza superficiale emessa da un area circolare di raggio R_e . I parametri b e n variano a seconda della galassia presa in considerazione, cercando di riprodurre esattamente il profilo di brillantezza osservato; per le galassie ellittiche normali si osserva un profilo di brillantezza con $b \approx 7.67$ e $n \approx 4$ che viene chiamato **profilo di de Vaucouleurs** (1948) o profilo $R^{\frac{1}{4}}$ (Figura 1.2).

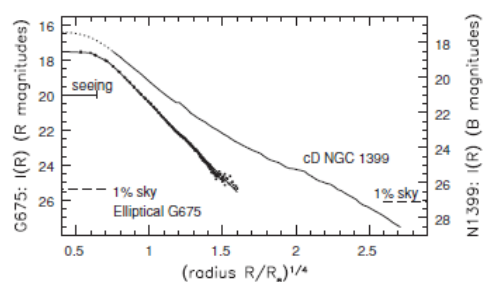


Figura 1.2: Profilo di brillantezza di due galassie ellittiche: i punti mostrano la galassia G675, mentre la linea NGC 1399 una galassia cD; mostrano un profilo $R^{\frac{1}{4}}$. Saglia and N. Caon

Un'altra importante relazione, la **Faber-Jackson** collega la luminosità di una galassia ellittica al moto delle proprie stelle:

$$L \propto \sigma^4 \quad (1.2)$$

in cui L è la luminosità totale della galassia e σ è la dispersione di velocità delle sue stelle. La Faber-Jackson può essere utilizzata per calcolare le distanze delle galassie ellittiche: dalle osservazioni è possibile misurare la σ dispersione di velocità, quindi la luminosità totale L e grazie alla relazione tra questa e la magnitudine è possibile risalire alla distanza con un errore del 40%, dovuta alla dispersione di questa relazione.

Infine la **legge empirica di Kormedy** scoperta da Jonh Kormedy nel 1977 mette in relazione la luminosità totale con il raggio effettivo di una galassia:

$$L \propto R_e^{\sim 1} \quad (1.3)$$

dato che galassie con una luminosità più elevata hanno un raggio effettivo più grande, anche queste legge empirica ha una dispersione.

Volendo migliorare la stima delle distanze per le galassie ellittiche, gli astronomi alla fine degli anni '80 hanno adottato una procedura di analisi statistica chiamata PCA (Principal Components Analysis). Cercando relazioni tra tutti i possibili parametri cinematici e proprietà fotometriche di tutte le galassie ellittiche capirono che le galassie ellittiche popolano un piano, in un sistema di coordinate cartesiane a tre dimensioni, i cui assi sono la dispersione di velocità σ , la luminosità totale L e il raggio effettivo R_e , chiamato **Piano Fondamentale delle Galassie Ellittiche**:

$$\alpha \log L + \beta \log \sigma + \gamma \log R_e = cost \quad (1.4)$$

Le relazioni $F - J$, *Kormedy* e la relazione $D_n - \sigma$ tra il diametro fotometrico D_n e la dispersione di velocità σ non sono altro che proiezioni del piano fondamentale, infatti il loro scarto intrinseco determina l'errore detta "sottigliezza" del piano che è circa del 5%, grazie alla quale è possibile avere una buona stima della distanza della galassia ellittica presa in considerazione.

Capitolo 2

Emissione delle Galassie Ellittiche

2.1 Spettro Ottico

La luce emessa da una galassia ellittica, nella banda ottica, è principalmente dovuta al flusso di radiazione da parte delle stelle; la distribuzione spettrale può essere considerata, in prima approssimazione, come la sovrapposizione di singoli spettri dovuti all'emissione della popolazione stellare che la costituisce. Le stelle possono essere considerate come dei **Corpi Neri** a una determinata temperatura, infatti la radiazione termica risultante è approssimabile con una emissione continua prodotta all'interno di corpi otticamente spessi che tendono a assorbire e rimettere la radiazione perdendo così l'informazione sulla propria condizione iniziale. Nella popolazione stellare delle galassie ellittiche le stelle hanno un determinato valore di temperatura, che dipenderà dalla zona del Diagramma $H - R$ che loro stesse occupano; non potendo risolvere lo spettro singolo di una stella che dista più di $20 Mpc$, per le galassie più lontane possiamo solo fare affidamento sulle informazioni ricavate dal flusso integrato delle galassie.

La distribuzione di radiazione nella banda ottica delle galassie ellittiche (Figura 2.1), esclusi gli oggetti BcD e dE, è elevata sul colore rosso, indica che il suo contenuto stellare è dominato prevalentemente da stelle vecchie ricche di metalli e fredde: *gigantirosse* del braccio asintotico del diagramma H-R oppure stelle di tipo K della sequenza principale; in più il colore è strettamente collegato con la luminosità totale dato che ellittiche che ci appaiono più rosse hanno una luminosità totale più elevata.

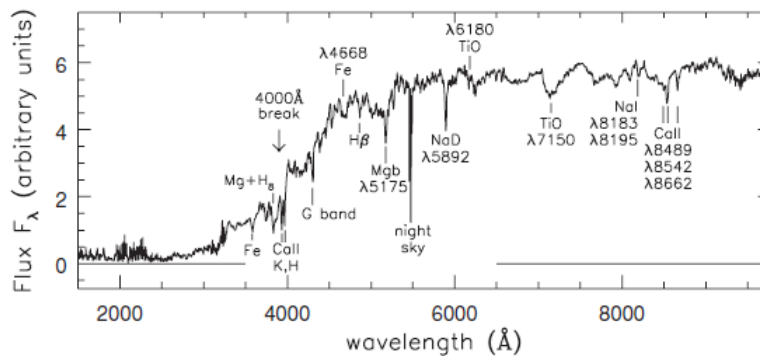


Figura 2.1: Spettro ottico di una galassie ellittica in funzione della lunghezza d'onda.

Lo spettro presenta linee intense di assorbimento dovute a metalli pesanti come Magnesio (**Mg**), Calcio (**Ca**) e Sodio (**Na**), linee di assorbimento che troviamo anche negli spettri di stelle *K*, mentre nessuna riga evidente in emissione. Sotto ai 3500 Å, nella banda *UV*, la galassia presenta un flusso molto basso, indica che non ci sono stelle di tipo *O* e *B*, sorgenti giovani che possono sopravvivere fino a un massimo di 2 *Gyr* ed emettono molta luminosità nella banda ottica blu. Nel grafico è presente un break di assorbimento dello spettro a 4000 Å dovuto all'abbondanza di elementi metallici pesanti, dato che questi assorbono prevalentemente radiazione a lunghezze d'onda più corte. Le galassie ellittiche presentano anche un gradiente interno di colore dato che più ci si avvicina al centro della galassia più le stelle sono rosse e ricche di metalli, rispetto a quelle che si trovano in zone periferiche. A differenza dello spettro delle galassie a spirale quello delle ellittiche non presenta forti righe di emissione, quindi si pensava che queste galassie non contenessero nessun tipo di gas freddo e di polvere; mentre osservazioni più recenti hanno provato la presenza di quest'ultimi in una percentuale comunque troppo bassa per la formazione di nuove stelle. Sono state osservate righe di emissione del gas a 10^4 K (**WIM**), emissione *HI* (**21cm**) del gas freddo 100 K (**CNM**) ed emissione molecolare di *CO*, ma a differenza delle spirali, queste fasi gassose non hanno nessuna relazione con la luminosità totale.

Tramite lo studio delle righe *Hα* della serie di Balmer si è potuto stimare il tasso di formazione stellare delle galassie ellittiche, provando quanto questi sistemi siano vecchi dove la formazione stellare è cessata (galassie estese sembrano aver esaurito molto presto la formazione di nuove stelle). Quindi si tende ad accogliere la generalizzazione che quasi tutte le stelle delle ellittiche normali sono state formate circa 10 *Gyr* fa.

2.1.1 Corpo Nero

Il corpo nero è un oggetto ideale, otticamente spesso, che assorbe tutta la radiazione incidente sulla sua superficie, aumentando la propria energia termica interna e riemettendo lo stesso quantitativo di energia in maniera isotropa. La condizione di equilibrio termico ci dice che il suo potere emissivo $\epsilon(\lambda)$ deve essere uguale al suo potere assorbente $\mu(\lambda)$, quindi data una temperatura il corpo nero sarà l'oggetto ideale con il più alto potere emissivo possibile. In accordo con la **Legge di Kirchoff** possiamo scrivere:

$$\epsilon(\lambda) = \mu(\lambda) = 1 \quad (2.1)$$

Per cui la brillantezza superficiale $B(\lambda, T)$ di un corpo nero è una funzione universale, che dipende solo dalla Temperatura del corpo e dalla lunghezza d'onda, chiamata **Legge Di Planck**, può essere scritta in funzione della lunghezza d'onda:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^3}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad [W \mu m^{-1} m^{-2} sr^{-1}] \quad (2.2)$$

Oppure in funzione della frequenza:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad [W Hz^{-1} m^{-2} sr^{-1}] \quad (2.3)$$

Dove $h = 6.626 \times 10^{-34}$ [J s] è la costante di Planck, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ [J K⁻¹] la costante di Boltzman e $c \approx 3 \times 10^{10}$ [cm s⁻¹] la velocità della luce. Queste formule danno origine a una famiglia di curve parallele che non si intersecano mai (Figura 2.2), quindi conoscendo un qualsiasi punto della curva di brillantezza di un corpo nero a una determinata frequenza o lunghezza d'onda è possibile ricostruire tutta la funzione di Planck. Dato che le curve non si intersecano mai ed hanno un massimo assoluto ognuna di esse definisce una frequenza o **lunghezza d'onda massima** di emissione del corpo nero che dipende dalla sola temperatura del corpo, responsabile della colorazione visibile delle stelle, dalla **legge dello spostamento di Wien**:

$$\nu_{max} \approx 5.88 \times 10^{10} T \quad [Hz \ K^{-1}] \quad \lambda_{max} = \frac{0.29}{T [K]} \quad [cm] \quad (2.4)$$

Possiamo approssimare la formula di Planck per **basse frequenze** con l'**approssimazione di Rayleigh-Jeans**, che vale per basse energie fotoniche $h\nu \ll kT$:

$$B(\nu, T) \approx 2kT \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \quad [W \ m^2 \ sr^{-1} \ Hz^{-1}] \quad (2.5)$$

oppure per **alte frequenze** a cui corrispondono alte energie fotoniche $h\nu \gg kT$ con l'**approssimazione di Wien**:

$$B(\nu, T) \approx \frac{2h\nu^2}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad [W \ m^2 \ sr^{-1} \ Hz^{-1}] \quad (2.6)$$

Infine integrando la brillantezza superficiale di corpo nero su tutte le frequenze si ottiene la **legge di Stefan Boltzman**, che rappresenta la brillantezza totale di un corpo nero che si trova a una determinata temperatura:

$$B(T) = \sigma_{SB} T^4 = 1.8 \times 10^{-5} T^4 \quad [W \ m^2 \ sr^{-1}] \quad (2.7)$$

Si può anche definire la **temperatura T_B** , che un corpo nero, dovrebbe avere per poter emettere una determinata brillantezza nel regime di approssimazione di Rayleigh-Jeans; non è una temperatura reale dato che il corpo nero è un oggetto ideale:

$$T_B = \frac{c^2}{2k\nu^2} B(\nu, T) \quad [K] \quad (2.8)$$

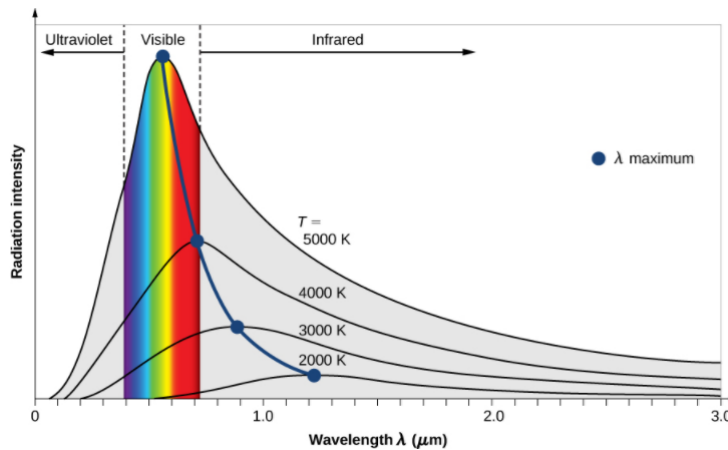


Figura 2.2: Funzione di Planck a diverse temperature

2.2 Banda X

Le galassie ellittiche emettono radiazione elettromagnetica ad alte energie ($h\nu_{\text{fot}} \approx 0.1 - 10 \text{ keV}$) in banda X con una luminosità che varia tra i $10^6 - 10^9 L_{\odot}$ questa emissione può essere prodotta da un AGN, da stelle binarie e dalla fase calda del gas interstellare con temperatura $T \gtrsim 10^6$. Molte ellittiche non presentano un AGN centrale quindi la radiazione in banda X è dovuta alla emissione termica del gas caldo e diffuso con una temperatura dell'ordine di 10^7 K , classificato come Hot Ionized Medium (**HIM**). Prendendo in esame le ellittiche più brillanti in banda X l'estensione di questa emissione può raggiungere i 50 kpc ,

dove il profilo di brillantezza $I_X(R)$ nella banda X decresce come R^{-2} , a cui corrisponde una decrescita nella densità del gas caldo proporzionale a $R^{-\frac{3}{2}}$. Il profilo di brillantezza può essere messo in relazione con la brillantezza superficiale in banda ottica, ma le emissioni in questa banda non hanno necessariamente dei corrispettivi in banda X (es. Figura 2.3), quindi la costante di proporzionalità tra i due profili è da determinare, caso per caso, in base alle caratteristiche della galassia.

La massa del gas (HIM) varia tra le $10^9 - 10^{10} M_{\odot}$ quantità coerente con la perdita di gas da parte delle stelle; infatti se tutta la massa persa nella loro fase evolutiva fosse convertita in gas caldo in un certo tempo t , il rapporto tra massa del gas e la luminosità ottica sarebbe:

$$\frac{M_{\text{gas}}}{M_{\odot}} \frac{L_{\odot}}{L_B} \sim 0.16 \frac{t}{10^{10} \text{ yr}} \quad (2.9)$$

molto vicino al valore tipico delle osservazioni delle galassie ellittiche più brillanti.

Il riscaldamento del gas alla temperatura caratteristica dell'HIM è dovuta principalmente a due meccanismi: le stelle nelle galassie ellittiche si muovono con una grande velocità relativa rispetto alle altre vicine, quindi il gas espulso da una gigante rossa potrebbe incontrare altro gas espulso da un'altra stella o il gas del mezzo circostante e regolare l'energia cinetica fino a portarla alla temperatura osservata; oppure una piccola frazione di gas può essere stata espulsa a grandi energie cinetiche dalle *Supernove Ia*. Le osservazioni in banda X delle galassie ellittiche suggeriscono che il principale meccanismo responsabile del riscaldamento del gas non possono essere le esplosioni di *SN Ia*: perchè se così fosse l'abbondanza di metalli pesanti dovrebbe essere più alta del valore osservato in più si osserverebbero strutture come venti che non sono state trovate e l'emissione in banda X dovrebbe essere ancora più ampia.

Il meccanismo principale di emissione radioattiva da parte del gas caldo, nella condizione astrofisica di plasma sottile, a causa della sua elevata temperatura, è l'**emissione free-free** (transizione tra due diversi stati non legati) chiamata anche **Bremsstrahlung**; dove le continue interazioni tra elettrone e protone, non più legati tra loro per effetto della ionizzazione, generano radiazione X provocando

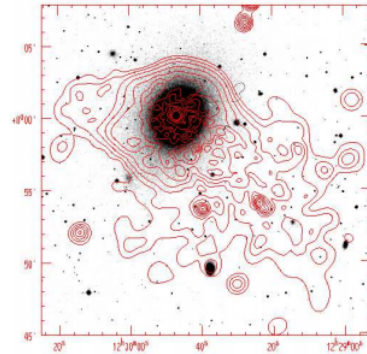


Figura 2.3: Un immagine del ROSAT in banda X della galassia ellittica Virgo NGC 4472, il profilo della emissione X sovrapposto quello ottico. (Irwin Sarazin 1996).

un raffreddamento del gas.

Altri due processi di emissione di fotoni in banda X sono: la caduta di materiale dentro a un buco nero super massiccio nelle **galassie attive** chiamate **AGN**, o le stelle binarie, sistemi in cui una stella massiccia che orbita attorno a una nana bianca o una stella di neutroni o un buco nero, dove gas di accrescimento cade su quest'ultimo rilasciando la sua energia cinetica sotto forma di fotoni ad alta energia.

2.2.1 Radiazione di Bremsstrahlung

La radiazione di Bremsstrahlung viene emessa da parte di una carica elettrica libera di muoversi nel campo coulombiano di un'altra carica di segno opposto. Nella fattispecie consideriamo un elettrone, libero di muoversi nello spazio, incontri il campo di nuclei atomici positivi formati da Z protoni. L'elettrone subisce una decelerazione dovuta all'interazione con questo campo ed emette un fotone, perdendo energia cinetica, per questo viene chiamata **radiazione di frenamento**. Infatti secondo la **formula di Larmor** un elettrone che subisce una decelerazione irradia a una potenza:

$$P(t) = -\frac{dE(t)}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e a(t)^2}{c^3} \quad \text{con} \quad a(t) = \frac{Ze^2}{m_e x(t)^2} \quad (2.10)$$

in cui $e = 1.602 \times 10^{-19}$ [C] la carica dell'elettrone, c la velocità della luce e l'accelerazione $a(t)$ è inversamente proporzionale al quadrato della distanza, che varia nel tempo, tra l'elettrone e il nucleo atomico Ze . Si nota subito che la potenza irradiata è irrilevante per i nuclei data la sua dipendenza dall'inverso della massa al quadrato $P \propto \frac{1}{m^2}$, ma è molto importante per le particelle leggere come gli elettroni che si trovano a piccole distanze dal nucleo $P \propto \frac{1}{x^4}$.

Utilizzando un sistema di riferimento in cui il nucleo è fermo e l'elettrone si muove con velocità v e b è la minima distanza elettrone-nucleo chiamato **parametro d'impatto**, è possibile, in prima approssimazione, affermare che il processo avviene in un intervallo di tempo finito molto piccolo:

$$\Delta t \sim 2 \frac{b}{v} \quad (2.11)$$

siamo nel caso di un **singolo evento impulsivo** in cui l'elettrone viene decelerato mentre emette energia. In un evento singolo la **potenza emessa** dalla particella leggera in un intervallo di tempo Δt è:

$$P\Delta t \sim \frac{4}{3} \frac{Z^2 q^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (2.12)$$

si nota che a parità di parametro d'impatto b particelle che vanno più veloci irradiano meno energia, mentre a parità di velocità v quelle che passano più vicine di più. Grazie all'analisi di Fourier possiamo ottenere la **frequenza massima** di emissione per l'evento impulsivo $\nu_{max} \approx \frac{1}{2\Delta t} \sim \frac{v}{4b}$; da cui si ottiene l'energia irradiata in funzione della frequenza in un evento singolo:

$$\frac{P\Delta t}{\Delta \nu} \approx \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{(bv)^2} \quad (2.13)$$

Ora possiamo considerare l'emissività totale di una **nube cilindrica** di plasma con densità elettronica n_e e densità di ioni n_Z in funzione della velocità e della frequenza:

$$J_{br}(v, \nu) = \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3} \frac{1}{v} n_e n_Z Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (2.14)$$

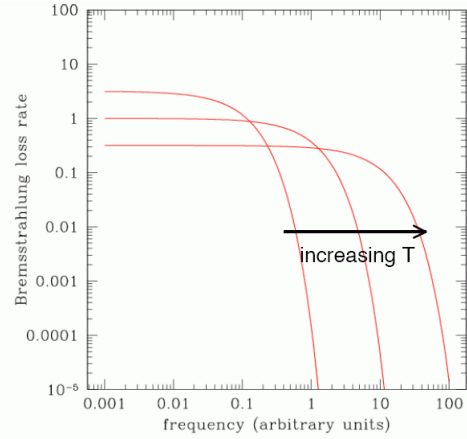
con $[b_{min}, b_{max}]$ intervallo di distanze relative in cui si può parlare di Bremsstrahlung che va dal parametro minimo di impatto b_{min} a quello massimo b_{max} . Il parametro di impatto massimo dipenderà naturalmente dalla massima frequenza di emissione dato che oltre ν_{max} non ci sono iterazioni: $b_{max} \leq \frac{v}{4\nu}$; mentre il parametro di impatto minimo ha una valutazione di tipo classico $b_{min c} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$ e una di tipo quantistico $b_{min q} \geq \frac{\hbar}{m_e v}$.

2.2.2 Bremsstrahlung termica

Nel processo di **Bremsstrahlung termica** il plasma è all'equilibrio termico. Per cui la funzione di distribuzione delle particelle, in questo caso gli elettroni, nello spazio delle velocità, è la **Maxwell-Boltzman** $f(v)dv$. Grazie alla quale, fissata una frequenza possiamo integrare $J_{br}(v, \nu)$, su tutte le velocità, ottenendo l'emissività per Bremsstrahlung termica in funzione della frequenza e della temperatura:

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{\nu_{min}}^{+\infty} f(v) J_{br}(v, \nu) dv = \text{Figura 2.4: Spettro di Bremsstrahlung termica}$$

$$= 6.8 \times 10^{-28} T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_Z Z^2 g_{ff}(\nu, T) \quad [erg s^{-1} cm^{-3} Hz^{-1}]$$



dove $g_{ff}(\nu, T)$ è il fattore di Gaunt, il termine $T^{\frac{1}{2}}$ rappresenta l'energia della particella e il termine esponenziale $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ il **cut-off** alle alte energie, infatti sapere a che frequenze cade permette di determinare la temperatura del plasma. Il profilo di emissività di Bremsstrahlung è praticamente piatto per le basse frequenze con un decadimento esponenziale per frequenze maggiori di quella di cut-off $\nu_{cut-off} \sim \frac{kT}{h}$, dato che un elettrone non può irradiare più della propria energia cinetica. Se aumentiamo la temperatura la retta del grafico di $J_{br}(\nu, T)$ si abbassa e il cut-off si sposta a frequenze più elevate.

L'elettrone emettendo fotoni perde energia e viene frenato vuol dire che occuperà una zona della distribuzione Maxwell-Boltzman con una velocità più bassa. L'effetto complessivo di questo meccanismo è un raffreddamento della nube di plasma in un certo tempo, chiamato **tempo di raffreddamento**, proporzionale all'energia termica totale del plasma diviso la sua emissività totale di Bremsstrahlung:

$$t_{cool br} = \frac{E_{tot}}{J_{br}(T)} = \frac{6 \times 10^3}{n_e g_{ff}} T^{\frac{1}{2}} \quad [yr] \quad (2.15)$$

dipende dalla radice quadrata della T e dall'inverso della densità elettronica n_e , per questo a parità di temperatura più il plasma è denso più energia emette e di conseguenza più velocemente si raffredda. Nel caso delle galassie ellittiche la densità elettronica molto bassa e la elevata temperatura del gas determinano un tempo di raffreddamento che eccede di molto l'età dell'Universo, per questo non possono ancora essere stati raffreddati completamente da questo processo, Per questo motivo la Bremsstrahlung termica è il principale meccanismo di raffreddamento dei plasmi molto caldi $T \gtrsim 10^7$.

La radiazione di Bremsstrahlung potrebbe auto assorbirsi: infatti il **coefficiente di assorbimento** $\mu(\nu, T)$ dei fotoni emessi dipende fortemente dalla frequenza soprattutto in quelle basse per cui abbiamo che $h\nu \ll kT$:

$$\mu(\nu, T) \approx 0.2 T^{\frac{3}{2}} \nu^{-2} n_e n_Z Z^2 \quad (2.16)$$

Porta una modifica del **profilo di brillantezza** di una nube all'equilibrio termico che emette per Bremsstrahlung, utilizzando la formula del trasporto radioattivo nel caso di una nube in grado di assorbire la propria radiazione possiamo scrivere:

$$B(\nu, T) = \frac{J(\nu, T)}{4\pi\mu(\nu, T)} (1 - e^{-\tau(\nu, t)}) \approx T\nu^2 (1 - e^{-\tau(\nu, t)}) \quad (2.17)$$

Il profilo risultante nel caso di auto assorbimento, cioè di una nube otticamente spessa in cui il parametro di opacità $\tau(\nu, T) \gg 1$, sarà proporzionale al quadrato della frequenza, per poi diventare piatto e infine decadere esponenzialmente per frequenze maggiori di quella di cut-off.

2.3 Banda Radio: le Radiogalassie

Alcune galassie hanno una distribuzione dello spettro molto estesa, presentano una significativa emissione in tutto il range di frequenze che va dalla banda radio fino all' X, talvolta raggiungendo anche la banda gamma e mostrano forti righe in emissione. La radiazione viene emessa da una piccolissima regione centrale detta **AGN (Active Galactic Nuclei, $r < 1pc$)** dove viene prodotta una luminosità 1000 volte superiore alla luminosità totale di una galassia, questa radiazione è non termica, indica che nell'AGN ha luogo un processo che produce particelle ad alta energia responsabili della radiazione.

Un'analisi sistematica degli spettri delle galassie prodotta da Carl Seyfert (1943) mise in evidenza che i core di alcune galassie, chiamate poi **Seyfert I** e **Seyfert II**, hanno delle brillanze superficiali estremamente elevate e la radiazione emessa dalle regioni centrali è dominata da linee di emissione: derivano da un'alta eccitazione delle particelle, accelerate da fotoni molto più energetici di quelli emessi dalle stelle giovani, responsabili della ionizzazione delle regioni HII.

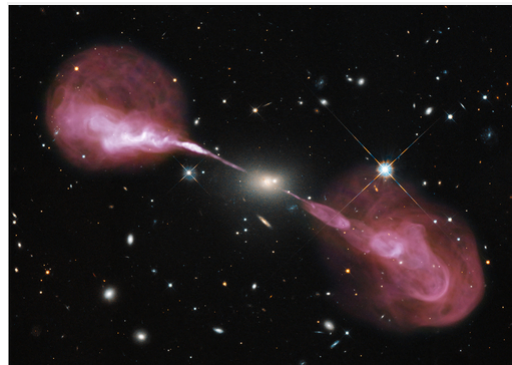


Figura 2.5: Immagine composta della radiogalassia Hercules A. In bianco al centro vediamo la componente ottica di queste ellittica gigante. NASA, ESA.

Successivamente nel 1963 furono scoperti degli oggetti con flusso in banda radio, puntiformi in banda ottica con una elevata magnitudine e una notevole emissione in tutte le lunghezze d'onda. Queste sorgenti fanno parte della categoria di oggetti astrofisici chiamati **Quasi-Stellar-Object QSO** o **Quasar**, non sono l'unica categoria di galassie AGN ma contengono molte delle proprietà comuni a tutta questa classe. La loro morfologia nel regime radio dipende dalla frequenza osservata e a volte può essere parecchio complicata, ma spesso i QSO's hanno due componenti: una molto estesa e una compatta centrale; quella estesa solitamente è rappresentata da una doppia sorgente formata da due *lobi radio*, più o meno simmetrici con la posizione ottica del quasar. Questi lobi sono connessi alla zona centrale da **getti simmetrici** di energia e materia le cui estremità vengono chiamate **Hot Spot** (regioni compatte che emettono per sincrotrone), strutture che hanno una lunghezza scala impressionante (possono raggiungere 1 *Mpc* di estensione). Mentre la posizione della sorgente radio compatta coincide con la posizione ottica del quasar con una estensione angolare $< 1''$ a volte non risolvibile neanche con il metodo VLBI. Lo spettro ottico appare come puntiforme con un indice di colore molto blu ($< U - B > = -0.3$ indice di colore caratteristico delle nane bianche), oltre a questo blu continuo sono presenti larghe righe di emissione alcune delle quali corrispondono a transizioni con alta energia di ionizzazione.

Altri oggetti che rientrano nella categoria di oggetti chiamati AGN sono:

1. **Galassie Seyfert I (SF I)** hanno una luminosità minore dei quasar, nell'ottico appaiono come galassie a spirale con una elevata brillantezza superficiale del core. Hanno righe in emissione larghe (Broad Emission Lines) che strette (Narrow Lines);
2. **Galassie Seyfert II (SF II)** a differenza delle SF I mostrano solo righe in emissione strette (Narrow Lines);
3. **Radiogalassie** sono galassie ellittiche con un AGN al centro, si dividono in Broad-Lines Radio Galaxies (BLRG) e Narrow Lines Radio Galaxies (NLRG);
4. **Optical Violent Variables Quasar** con una forte e rapida variazione di radiazione ottica, che può cambiare nel tempo scala di un giorno;
- 5 **BL Lac Objects** caratterizzati sempre da una forte variabilità, ma senza forti linee in emissione o in assorbimento.

La caratteristica principale di tutti gli AGN è quella di avere un buco nero supermassiccio al centro con una massa che varia tra le $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ responsabile della struttura che vediamo. È proprio il disco di accrescimento, che ruota attorno al buco nero, a fornire il materiale che cadendo su di esso verrà espulso, sotto forma di energia, nei getti radio che vediamo.

È presente un'altra classificazione in base all'emissione radio; infatti le radio sorgenti si dividono in due grandi categorie: **Fanaroff-Riley Tipo I (FRI)** andando verso il centro dell'oggetto la brillantezza aumenta e hanno una luminosità radio tipica di $L_{\nu}(1.4GHz) < 10^{32} [erg s^{-1} Hz^{-1}]$; **Fanaroff-Riley Tipo II (FRII)** sono la categoria più brillante, andando verso l'esterno dell'oggetto la brillantezza aumenta e hanno una luminosità tipica $L_{\nu}(1.4GHz) > 10^{32} [erg s^{-1} Hz^{-1}]$

2.3.1 Radiazione di Sincrotrone

Lo spettro continuo delle radiogalassie è descritto, per un'ampia gamma di frequenza da una legge di potenza $S \propto \nu^{-\alpha}$, dove l'indice spettrale prende il valore di $\alpha \sim 0.7$ per le componenti estese e di $\alpha \sim 0$ per le componenti compatte centrali; la radiazione talvolta presenta polarizzazione lineare maggiore del 30%. Due caratteristiche interpretabili con una emissione radio dovuta alla **radiazione di sincrotrone** degli elettroni relativistici. Infatti elettroni, che si muovono a velocità ultra-relativistiche, dentro a un campo magnetico \vec{H} uniforme vengono continuamente accelerati dalla **forza di Lorentz** dovuta all'interazione tra questi ultimi e il campo:

$$\vec{F}_L = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} = \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (2.18)$$

Mentre rispettivamente il raggio, il periodo e la pulsazione del moto circolare della particella sono determinati dalle **formule di Larmor relativistiche**:

$$r_{rel} = \gamma \frac{mc}{qH} v_{\perp}; \quad T_{rel} = \gamma \frac{2\pi mc}{qH}; \quad \omega_{rel} = \frac{1}{\gamma} \frac{qH}{mc} \quad (2.19)$$

in cui $\gamma = \frac{1}{(1-\frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}}$ è il **termine di Lorentz** necessario per la trattazione del caso relativistico, dove la distribuzione di radiazione cambia completamente. Da una radiazione di dipolo si passa a un'emissione in un piccolissimo cono di apertura angolare $\alpha \propto \frac{1}{\gamma}$ con vertice nella particella e asse coincidente con vettore velocità \vec{v} . La radiazione sarà amplificata nella direzione della velocità dell'elettrone con una corrispondente deamplificazione in tutte le altre direzioni, quindi non sarà sempre visibile per un osservatore esterno.

Possiamo semplificare il comportamento del moto di un singolo elettrone ultrarelativistico all'interno di un campo magnetico come un effetto impulsivo che emette una **potenza**:

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta = 1.62 \times 10^{-15} \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \quad [erg \ s^{-1}] \quad (2.20)$$

Dove θ è l'angolo (di “**pitch**”) compreso tra la direzione della velocità \vec{v} e le linee di campo magnetico H ; per un osservatore esterno la **durata** dell'impulso è più piccolo di quello ricavabile geometricamente, a causa dell'effetto Doppler:

$$\Delta\tau = \frac{1}{\gamma^2} \Delta = \frac{1}{\gamma^2 \omega_{rel}^2} \approx \frac{5 \times 10^{-8}}{\gamma^2 H [G]} \quad [s]. \quad (2.21)$$

Facendo l'analisi di Fourier si ottiene la **distribuzione spettrale in funzione della frequenza** che è continua (a differenza del ciclotrone) ed è piccata a una frequenza caratteristica di sincrotrone:

$$\nu_s = 4.2 \times 10^{-9} \gamma^2 H [\mu G] \quad [GHz] \quad (2.22)$$

Analizziamo ora il caso reale in cui abbiamo un insieme di elettroni e protoni in una nube di plasma all'equilibrio termico.

La radiazione di sincrotrone è una radiazione non termica in quanto gli elettroni

ultrarelativistici non seguono la distribuzione di velocità di Maxwell-Boltzman, ma seguono una distribuzione a **legge di Potenza**:

$$N_\varepsilon d\varepsilon = N_0 \varepsilon^{-\delta} d\varepsilon \quad (2.23)$$

dove δ è l'indice della distribuzione, cioè la pendenza della retta in un grafico in scala logaritmica ($\log N - \log \varepsilon$). L'**emissività specifica** in funzione della frequenza di tutta la popolazione è:

$$J(\nu) d\nu = \frac{dW_s(\nu, \varepsilon)}{dt} N(\varepsilon) d\varepsilon \approx N_o F \left(\frac{\nu}{\nu_s} \right) \varepsilon^{-\delta} d\varepsilon \quad (2.24)$$

in cui F è una funzione che rappresenta l'andamento della distribuzione. Se consideriamo che tutta la radiazione venga emessa alla **frequenza caratteristica** di sincrotrone $\nu \simeq \nu_s$ l'emissività diventa:

$$J(\nu) \approx N_0 H^{\frac{(\delta+1)}{2}} \nu^{-\alpha} \quad (2.25)$$

con $\alpha = \frac{(\delta-1)}{2}$ **indice spettrale**, si misura confrontando due flussi a due frequenze diverse in scala logaritmica, da cui si può ricavare δ indice della distribuzione degli elettroni. L'emissività specifica in funzione della frequenza è un retta in scala logaritmica ($\log J(\nu) - \log \nu$), così come la legge di potenza, infatti sono gli indici delle distribuzioni che ci dicono le pendenze di queste rette. Lo spettro risultante è semplicemente la somma di tutti i singoli elettroni ognuno con la propria frequenza caratteristica.

Nel caso di una nube di plasma relativistico molto compatta potrebbe auto assorbire la propria radiazione emessa per sincrotrone; il **coefficiente di assorbimento**, ricavato da quelli di Einstein è:

$$\mu_s \approx N_0 \nu^{-\frac{(\delta+4)}{2}} H_\perp^{\frac{(\delta+2)}{2}} \quad (2.26)$$

mentre l'emissione specifica diventa

$$J(\nu) \approx \nu^{-\frac{\delta+1}{2}} H^{\frac{(\delta+1)}{2}} \quad (2.27)$$

Inserendo queste equazioni nelle **equazioni del trasporto** radioattivo (usata nel caso di Bremsstrahlung) si può ricavare la brillantezza superficiale per una nube in grado di auto assorbirsi:

- $B_s(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ nel caso di una nube **otticamente sottile** $\tau(\nu) \ll 1$
- $B_s(\nu) \propto \nu^{-\frac{5}{2}}$ nel caso di una nube **otticamente spessa** $\tau(\nu) \gg 1$

Tra la zona otticamente spessa e otticamente sottile cade la frequenza di picco, dalla quale si può ricavare una stima per il campo magnetico:

$$\nu_{sp} \approx H_\perp^{\frac{1}{5}} S_p^{\frac{2}{5}} \theta^{-\frac{4}{5}} (1+z)^{\frac{1}{5}} \quad (2.28)$$

Dove S_p rappresenta il picco del flusso corrispondente a ν_{sp} , θ sono le dimensioni angolari dell'oggetto e z una costante. Gli elettroni durante l'emissione di

sincrotrone perdono energia cinetica e possono irradiare energia a una determinata frequenza solo per un tempo limitato, quindi posso definire un **tempo di raffreddamento** del plasma (rapporto tra l'energia totale delle particelle e il rate di perdita di energia):

$$t_{cool\ scr} = \frac{\varepsilon_0}{d\varepsilon/dt} = \frac{1}{C_{sinc}\varepsilon_0 H^2 \sin^2\theta} \quad (2.29)$$

dove ε_0 è l'energia delle particelle. Elettroni con un più alto valori di ε_0 hanno dei tempi di raffreddamento inferiori e quindi andranno più rapidamente a energie più basse, perciò il flusso in funzione della frequenza presenta un break, che ci permette di fare una stima dell'età della sorgente radio. La presenza di radiazione radio negli Hot Spots deve necessariamente essere frutto di una produzione locale di elettroni ad alte energie, sono regioni in cui gli elettroni relativistici formano onde d'urto con il mezzo intersellare o intergalattico

Un altro processo che coinvolge elettroni ultra-relativistici è il **Synchrotron Self-Compton**: meccanismo in cui i fotoni a bassa energia prodotti per sincrotrone vengono scatterati da una popolazione di elettroni relativistici. Confrontando i tassi di perdita di energia per inverse Compton e per sincrotrone si scopre che se la temperatura di brillantezza di un corpo fosse $T_B(B_{max}) \geq 10^{12} K$ le perdite per inverse Compton rispetto a quelle per sincrotrone sarebbero 10^5 volte più determinanti, vuol dire che avrei altrettanta luminosità in più nella banda X rispetto che nel radio. Questo determinerebbe un tempo di di raffreddamento per gli elettroni relativistici rapidissimo (catastrofe) perdendo subito tutta la loro energia in un tempo brevissimo, annullando la possibilità di emettere per sincrotrone, quindi la massima temperatura di brillantezza di una sorgente radio è $10^{12} K$

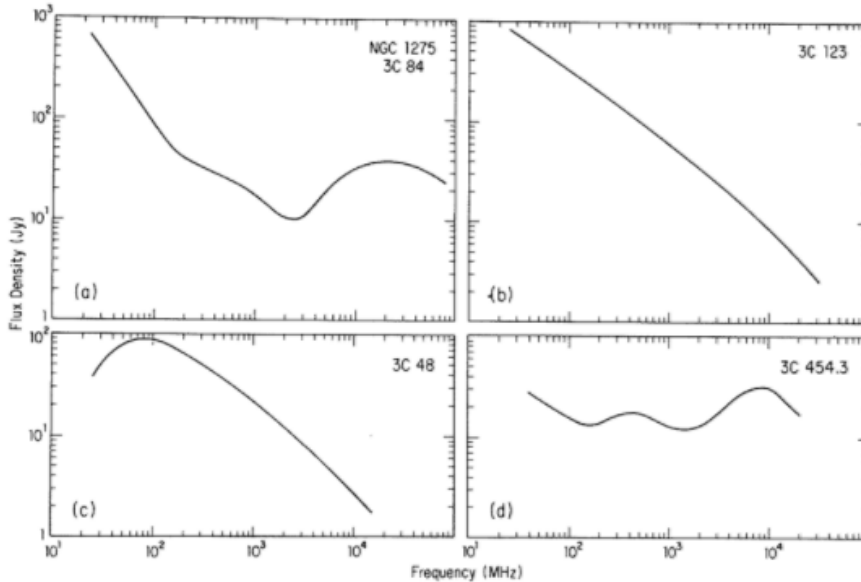


Figura 2.6: In alto a sinistra: spettro della sorgente radio 3C 84 nella vicina galassia NGC 1275 contiene una componente di nucleo compatto, opaco sotto ai 20 GHz. In alto a destra: radio-galassia 3C 123 trasparente a tutte le frequenze osservate. In basso a sinistra: il quasar 3C 48 mostra autoassorbimento di sincrotrone sotto ai 100 MHz. In basso a destra: il quasar 3C 454.3 contiene componenti che diventano opache a frequenze diverse

Bibliografia

- [1] L. Ciotti, *Astrofisica Extragalattica*, appunti, 2016
- [2] D. Dallacasa, *Processi di Radiazione e MHD*, appunti, 2016.
- [3] L. S. Sparke, G .S. Gallagher, *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Cambridge Univerity Press, 2007.
- [4] H. Mo, F. van den Bosch, S. White, *Galaxies Formation and Evolution*, Cambridge Univerity Press, 2010.
- [5] H. Mo, F. van den Bosch, S. White *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*, Springer, 2006.
- [6] C. Fanti, R. Fanti, *Lezioni di Radioastronomia*, dispense, 2012.
- [7] Craig L. Sarazin, *X-ray Emission from Elliptical Galaxies*, Department of Astronomy, University of Virginia, 1996.