

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea in Astronomia

**CARATTERISTICHE PRINCIPALI  
DELL'EMISSIONE DI GALASSIE  
ELLITTICHE**

**Relatore:  
Chiar.ma Prof.ssa  
MARCELLA BRUSA**

**Presentata da:  
FABIO BRAGA**

**Sessione I  
Anno Accademico 2024-2025**

# Sommario

Questo elaborato ha l'obiettivo di fornire una veloce trattazione sulle galassie ellittiche, in particolare concentrandosi sui loro principali meccanismi di emissione e le loro caratteristiche. Il primo capitolo è dedicato a un'introduzione morfologica e agli aspetti comuni di questo tipo di galassie, mentre il secondo capitolo si concentra più in dettaglio sulla loro emissione e sui processi che la originano. Il capitolo verte principalmente sull'emissione stellare nell'ottico ed emissione dell'alone caldo in banda X, con un piccolo approfondimento sulla banda UV e del lontano infrarosso. Il testo è comprensivo di immagini, citazioni dirette e, quando necessario, parallelismi con altri tipi di galassie e cenni alle questioni ancora dibattute.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1	Morfologia e componenti principali . . . . .	1
1.2	Profilo di brillantezza . . . . .	3
1.3	SED . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Emissione</b>	<b>6</b>
2.1	Emissione stellare . . . . .	6
2.1.1	Radiazione di Corpo nero . . . . .	6
2.1.2	Righe di assorbimento . . . . .	9
2.1.3	UV upturn . . . . .	10
2.2	Emissione della polvere . . . . .	11
2.2.1	Formazione . . . . .	11
2.2.2	Radiazione di Corpo grigio . . . . .	12
2.3	Emissione dall'alone caldo . . . . .	12
2.3.1	Radiazione di Bremsstrahlung . . . . .	12
	<b>Conclusioni</b>	<b>15</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>16</b>

# Capitolo 1

## Introduzione

Quella delle galassie ellittiche è una delle due principali classi di galassie suddivise secondo la Classificazione di Hubble, classificazione storicamente basata sulla fotometria e per questo particolarmente intuitiva, tanto da essere rimasta nel tempo come cardine per qualsiasi approccio al tema. Storicamente definite *early type galaxies (ETG)* secondo la supposizione errata che fossero galassie a spirale (l'altro grande ramo della classificazione di Hubble) nelle fasi iniziali della loro formazione, il loro ruolo è stato allontanato da un puro precursore cronologico ed è ora convinzione diffusa che il loro percorso, nella storia dell'universo, sia stato quantomeno parallelo alle seconde e che la loro formazione sia dovuta a processi di collasso delle nubi di gas violenti e rapidi<sup>[1]</sup>, che hanno portato a un'accensione frenetica di stelle nelle primissime fasi della loro vita che ora lasciano il segno nelle caratteristiche fotometriche e chimiche che osserviamo al giorno d'oggi.

### 1.1 Morfologia e componenti principali

Al giorno d'oggi le ETG si presentano come strutture ellittiche essenzialmente omogenee che mancano di elementi morfologici distinti. Differendo praticamente solo nella forma, la loro classificazione è basata sul parametro dell'*ellitticità*  $\varepsilon$ , legato al loro semiasse maggiore  $a$  e semiasse minore  $b$  come

$$\varepsilon = 10 \left( 1 - \frac{b}{a} \right) \quad (1.1)$$

Una galassia classificata come E0 ha perciò forma circolare.

E' importante sottolineare che la forma osservata non corrisponde a quella vera, ma alla proiezione della galassia sul piano celeste. La vera distribuzione della  $\varepsilon$  delle ETG può essere derivata statisticamente sotto l'assunzione che siano rotazionalmente simmetriche: i risultati mostrano una distribuzione ampia con un picco nelle E3-E4<sup>[2]</sup>. Infine, le osservazioni mostrano come non ci siano galassie con ellitticità maggiore di 7; basi teoriche successivamente sviluppate collegano le evidenze osservative con lo sviluppo di instabilità di sistemi autogravitanti come sono le ETG con  $\varepsilon > 7$  <sup>[1]</sup>.

Le galassie ellittiche non mostrano generalmente formazione stellare e sono dominate da stelle vecchie ed evolute che fanno sì che appaiano di colore rosso, con variazioni che sono state collegate alla loro luminosità e alla metallicità delle loro popolazioni stellari (galassie più luminose sono più rosse, così come galassie con  $Z$  più alto<sup>[2]</sup>). La maggior parte della luce è prodotta dalle giganti rosse, mentre la maggior parte della massa risiede nelle stelle con masse minori di  $1M_{\odot}$ , la cui permanenza nella sequenza principale è superiore all'età della galassia ospitante. In figura 1.1 è possibile vedere un mosaico di immagini di galassie ellittiche nello spettro visibile.

Un'altra caratteristica importante delle ETG è la scarsa presenza di polvere e una quasi totale assenza di nubi molecolari, caratteristica collegata all'assenza di formazione stellare (gli effetti della polvere sono comunque visibili come parte dello spettro *mid/far infrared*, anche se il contributo è scarso rispetto alle controparti a spirale). Viceversa, una parte sostanziale della loro massa barionica, che nelle ellittiche più massicce può arrivare addirittura a superare la massa stellare<sup>[3]</sup>, risiede in aloni di gas ionizzato alla temperatura di  $10^6 - 10^7$  K, che emettono termicamente nei raggi X. I processi di formazione e di mantenimento della temperatura degli aloni sono tuttora dibattuti, ma il consenso generale è che il gas sia di natura sia interna alla galassia, prodotto dai venti stellari delle giganti rosse e riscaldato tramite shock, che di natura esterna come "gas di ritorno" eiettato al di fuori della galassia dalle esplosioni delle supernove di tipo II nelle fasi iniziali della formazione del sistema, e che sta lentamente ricadendo su esso<sup>[4]</sup>.

Infine, le osservazioni a partire dagli anni '90 hanno reso praticamente certo che al centro di ogni galassia ellittica risieda un buco nero supermassiccio la cui massa è legata a quella della galassia ospitante come<sup>[1]</sup>

$$M_{BH} \approx 10^{-3} M_{Gal}$$

Il materiale circostante, spiraleggiando verso il centro del buco nero, può dar vita a fenomeni di enorme rilascio di energia e radiazione, con luminosità che possono arrivare a superare quelle dell'intera galassia. In tal caso la regione centrale prende il nome di *Nucleo Galattico Attivo*, o AGN, e alle galassie interessate da questi fenomeni si dà il nome di Galassie attive.

Le galassie attive possiedono uno spettro estremamente più complesso di quelle non attive, a tal punto da avere una loro sottoclassificazione specifica; per questo motivo, assieme al fatto che sono solo una frazione delle galassie totali presenti, non saranno oggetto primario della discussione, la quale si concentrerà sulle galassie non attive.



Figura 1.1: Immagine mosaico di diverse ETG dal catalogo SDSS. si noti il colore rosso e la forma più o meno elongata.

## 1.2 Profilo di brillantezza

L'omogeneità delle galassie ellittiche non è solo morfologica, ma si manifesta anche analizzando il loro profilo di brillantezza al variare del raggio. Inizialmente studiato dai coniugi De Vaucouleurs, che derivarono un profilo empirico, la formula da loro proposta fu successivamente generalizzata da José Luis Sérsic negli anni '60.

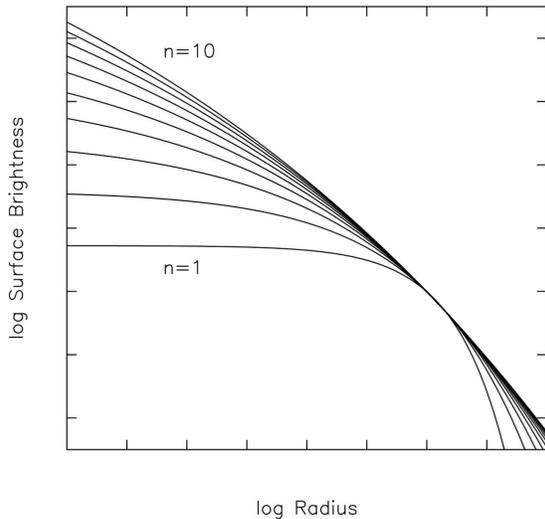
Il *profilo di Sérsic* lega la brillantezza al raggio come

$$\Sigma(R) = \Sigma_e \exp \left( -b(n) \left[ \left( \frac{R}{R_e} \right)^{1/n} - 1 \right] \right) \quad (1.2)$$

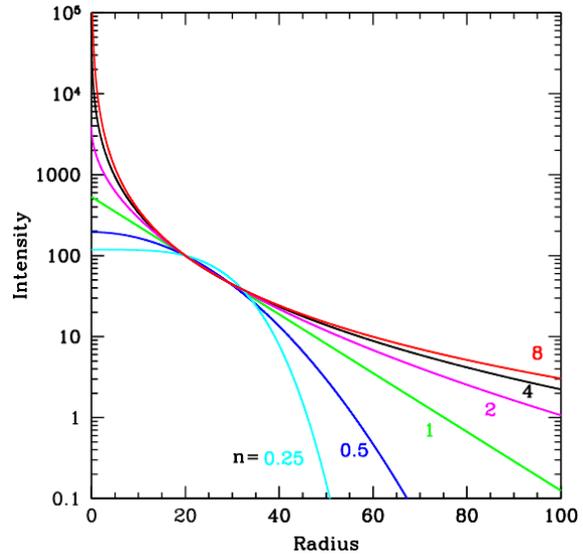
Dove  $R_e$  è chiamato *Raggio effettivo* ed è definito come il raggio entro il quale è racchiusa metà della luce della galassia, e  $\Sigma_e$  è la brillantezza racchiusa entro  $R_e$ . Il parametro  $n$  è detto *indice di Sérsic* e  $b(n)$  è un parametro legato a esso proprio tramite la richiesta che  $R_e$  rappresenti il raggio per cui  $L(R_e) = L_{tot}/2$ . Si può mostrare che

$$b(n) \sim 2n - \frac{1}{3} + \mathcal{O} \left( \frac{1}{n} \right) \quad (1.3)$$

Ponendo  $n = 4$  la legge si riconduce al profilo inizialmente studiato dai De Vaucouleurs. In generale  $n$  è compreso tra 2 e 10 e tende ad aumentare con l'aumentare della luminosità della galassia<sup>[3]</sup>.



(a) Grafico *Log-Log* del profilo di Sersic per diversi  $n$ . Si noti come, per  $n$  che aumenta, la curva tende a "saturarsi" senza mostrare troppe differenze con le precedenti.



(b) Profili di sersic con scala del raggio lineare. A  $n$  più alti si ha una maggiore ripidezza nel *core* e una discesa più lenta nelle ali<sup>[14]</sup>.

In alcune galassie, in particolare quelle più luminose, la brillantezza della regione più interna (si parla di frazioni del raggio effettivo) presenta un deficit rispetto a quanto predetto da fit con la legge di Sérsic. A queste galassie viene dato il nome di *Cored galaxies*, a contrapporre darle galassie senza deficit (*Coreless*), che sono normalmente meno luminose<sup>[3]</sup>.

### 1.3 SED

Lo strumento forse più potente che si ha a disposizione per sondare le galassie e ottenere informazioni sulla loro fisica è rappresentato dalla loro *Spectral Energy Distribution (SED)*. Si tratta della variazione del flusso emesso con la lunghezza d'onda ed è la risultante dei contributi emissivi di ogni parte della galassia.

In figura 1.3 sono mostrate alcune SED di galassie ellittiche centrate nello spettro visibile:

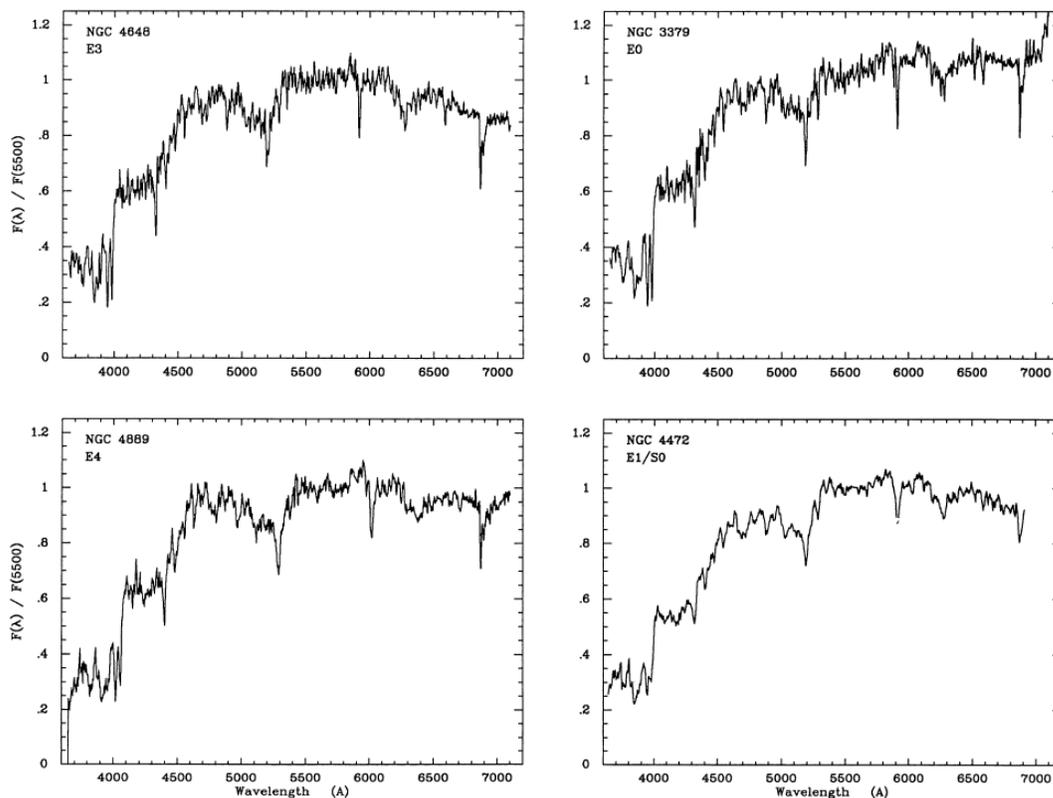


Figura 1.3: SED di NGC 4648, NGC 3379, NGC 4889 e NGC 4472, da "A spectrophotometric atlas of galaxies", Robert C. Kennicutt, Jr.

Il calo della radiazione nella parte blu dello spettro e le righe di assorbimento sono caratteristiche di un sistema dominato da stelle rosse la cui attività di formazione stellare è sostanzialmente cessata, mancando delle stelle più calde necessarie a produrre le cosiddette *Regioni III*, che sono invece le principali responsabili delle righe in emissione nelle galassie a spirale.

# Capitolo 2

## Emissione

A seguire sono presentate nel dettaglio le principali tipologie di emissione presenti nelle ETG, suddivise in base a quale componente della galassia ne causa la produzione e a quali sono le loro caratteristiche.

### 2.1 Emissione stellare

L'emissione complessiva delle stelle è alla base della parte della SED che copre lo spettro ottico e vicino infrarosso. Lo spettro singolo di una stella è rappresentabile con un ottimo grado di approssimazione come uno spettro di corpo nero al quale sono sovrapposte le righe di assorbimento prodotte dalle specie chimiche presenti nella loro atmosfera.

#### 2.1.1 Radiazione di Corpo nero

##### Cenni storici

La radiazione di corpo nero si può sinteticamente rappresentare come la radiazione emessa da un oggetto in grado di assorbire la totalità della radiazione incidente su esso (tecnicamente si parla di un corpo con *spessore ottico* infinito). Nei primi anni del XX secolo era sorto il problema del fornire una spiegazione teorica al profilo di intensità dei solidi riscaldati, e l'approccio naturale aveva portato a condurre esperimenti su solidi costruiti in modo tale da raggiungere il più possibile la situazione idealizzata di un corpo nero; questi solidi presero il nome di *cavità radianti*<sup>6</sup>, e si costruivano prendendo un solido e creando una cavità al suo interno che comunicasse con l'esterno solo tramite un piccolo foro. La cavità fungeva da "trappola" per la radiazione al suo interno, riproducendo quindi le condizioni di un corpo nero, e il foro era necessario per lasciarne passare una quantità abbastanza piccola in modo tale da misurare lo spettro senza alterare significativamente l'equilibrio termico al suo interno. Riscaldando tali solidi si poté osservare che, a temperatura fissata, i rispettivi profili di intensità erano indipendenti dal materiale con cui erano costruiti, e che il flusso totale variava con la temperatura secondo la legge

$$F = \sigma T^4$$

Le spiegazioni teoriche più promettenti trattavano il problema considerando gli atomi come oscillatori armonici, ognuno con una propria frequenza di oscillazione caratteristica,

in equilibrio con la radiazione elettromagnetica. Max Planck, nel 1900, compì il passo in avanti supponendo che tali oscillatori non potessero variare la loro energia in modo continuo, ma solo in maniera quantizzata secondo la legge

$$E = h\nu$$

con  $h = 6.626 \cdot 10^{-27} \text{erg} \cdot \text{s}$  (*costante di Plank*). La legge si mostrò in perfetto accordo con le osservazioni e aprì la strada alla meccanica quantistica.

### La legge di Planck

La distribuzione di Planck lega la brillantezza di un corpo nero alla sua temperatura secondo la legge

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_bT} - 1} \quad (\text{W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ ster}^{-1}) \quad (2.1)$$

Dove  $h$  è la costante di Planck e  $k_b$  è la costante di Boltzmann.

A frequenze sufficientemente basse ( $\nu \ll k_bT/h$ ) l'esponenziale può essere espanso come  $e^{h\nu/k_bT} \sim 1 + h\nu/k_bT$  e la legge è approssimabile come una legge di potenza, in una formula che prende il nome di *Approssimazione di Rayleigh-Jeans*:

$$B_\nu(T) \simeq \frac{2k_bT}{c^2} \nu^2 \quad (2.2)$$

A frequenze molto alte ( $\nu \gg k_bT/h$ ) la legge è invece ben approssimata come un esponenziale in quella che prende il nome di *Approssimazione di Wien*:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{k_bT}} \quad (2.3)$$

Come si può vedere dalla figura 2.1, ogni curva presenta un singolo massimo, che si può ottenere ponendo  $dB_\nu(T)/d\nu = 0$ . L'equazione è trascendente e dev'essere per forza approssimata: il risultato che si trova è noto come *Legge dello Spostamento di Wien*:

$$\nu_{max} \approx 5.88 \cdot 10^{10} T \quad (\text{Hz}) \quad (2.4)$$

Attraverso l'uguaglianza  $B_\nu d\nu = B_\lambda d\lambda \implies B_\lambda = (c/\lambda^2)B_\nu$  si possono trasformare tutte le equazioni sopra in unità di lunghezza d'onda. In particolare (2.4) assume la forma

$$\lambda_{max} = \frac{0.29}{T} \quad (\text{cm}) \quad (2.5)$$

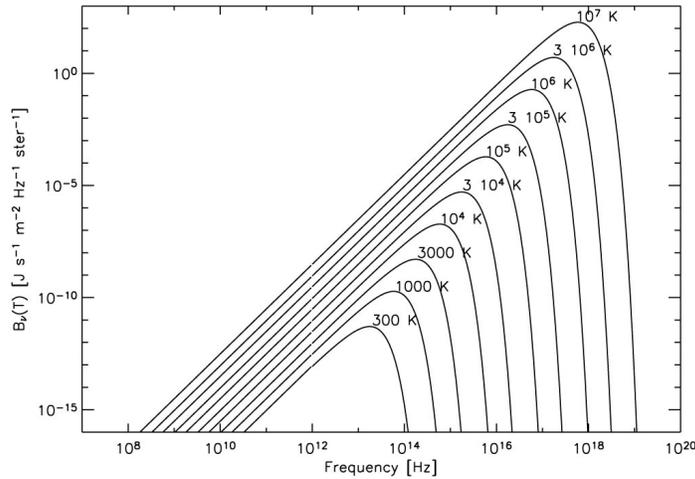


Figura 2.1: Immagine di una famiglia curve di corpo nero in scala logaritmica, con temperatura associata

Si può dimostrare che, se il sistema è isotropo, allora il flusso monocromatico è proporzionale alla brillantezza come  $F_\nu = \pi B_\nu$ . Per ottenere il flusso totale emesso dal corpo si deve integrare  $B_\nu$  su tutto il range di frequenze: Il risultato che si ottiene è

$$F = \sigma T^4 \quad (2.6)$$

dove  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5}$  ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{K}^{-4}$ ) è la *Costante di Stefan-Boltzmann*.

### Stelle come corpi neri

Le stelle sono trattabili estremamente bene come corpi neri: sono emettitori talmente intensi da rendere trascurabile qualsiasi contributo dovuto a radiazione incidente riflessa; inoltre sono otticamente spesse, in quanto i fotoni emessi al loro interno subiscono continuo scattering e assorbimento prima di uscire dalla stella a causa dell'opacità degli interni, giustificando l'utilizzo del termine. Stelle evolute in fase di gigante rossa, con temperature superficiali di 3000-5000 K, in base a (2.5), hanno spettri con picchi di intensità a che variano da oltre 900 a 600 nm, cioè dall'arancione al vicino infrarosso per quelle più fredde. Nella SED i vari spettri si sommano e producono quindi il profilo osservato, con lo spettro blu toccato solo dalle code dei loro profili di intensità.

Da (2.6) siamo in grado di ricavare la luminosità totale di una stella integrando il flusso su tutta la superficie: Il risultato è

$$L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T^4 \quad (\text{erg}) \quad (2.7)$$

Essendo  $L_* \propto R_*^2$ , una stella in fase di gigante sarà enormemente più luminosa di una stella in sequenza principale a parità di temperatura superficiale, giustificando l'affermazione fatta nel Capitolo 1.1.

## 2.1.2 Righe di assorbimento

Come accennato in precedenza, lo spettro ottico presenta diverse righe di assorbimento prodotte dalle transizioni tra gli elementi nelle atmosfere stellari. La presenza di una riga rispetto a un'altra dipende essenzialmente dalla temperatura della stella; temperature troppo basse fanno sì che non ci siano abbastanza atomi eccitati per produrre le transizioni, mentre temperature troppo alte ionizzano gli atomi e tolgono gli elettroni necessari a produrre le righe.

Dal momento che la temperatura ottimale per la transizione varia da un atomo all'altro, l'effetto globale è una moltitudine di righe di assorbimento che compaiono e spariscono al variare di  $T$ , come rappresentato in figura 2.2. Le stelle più fredde, come quelle che caratterizzano lo spettro delle ETG, avranno quindi una fortissima prevalenza di righe prodotte da metalli come Calcio e Ferro, mentre saranno praticamente assenti righe di assorbimento prodotte, ad esempio, dall'idrogeno, che si può mostrare presentare un massimo dell'intensità intorno a  $10^4$  K.

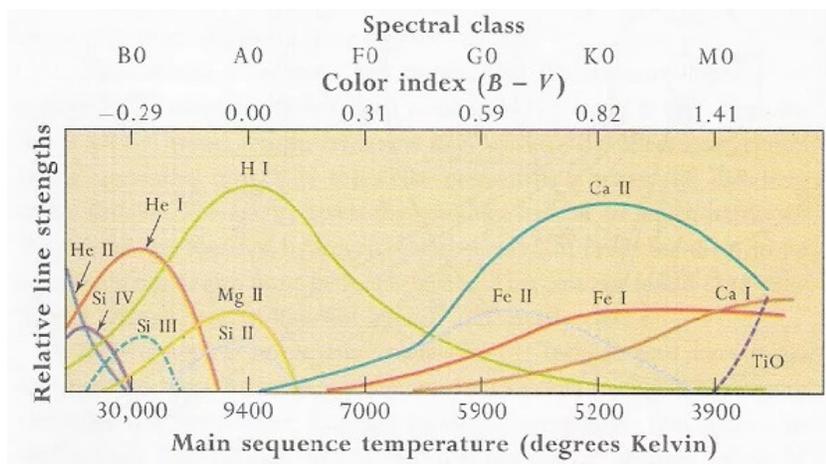


Figura 2.2: Andamento dell'intensità di varie righe di assorbimento al variare della temperatura. Da "Stars", J.Kaler

In Figura 1.3 si può notare una discontinuità profonda nello spettro a circa  $4000 \text{ \AA}$ . Essa è prodotta dalle righe H e K del doppietto del Calcio ionizzato (CaII) a  $3969$  e  $3934 \text{ \AA}$  rispettivamente, ed è usata come indicatore dell'età della galassia attraverso il parametro  $D4000_n$ , definito come

$$D4000_n = \frac{\int_{4000}^{4100} F(\lambda) d\lambda}{\int_{3850}^{3950} F(\lambda) d\lambda} \quad (2.8)$$

Più la discontinuità è profonda, più  $D4000_n$  è alto e più tempo è passato dall'ultimo episodio di formazione stellare<sup>[3]</sup>.

### 2.1.3 UV upturn

Le osservazioni mostrano che una parte delle ETG osservate mostra un aumento inaspettato dell'emissione del continuo a partire da 2500 Å fino al limite della serie di Lyman a 912 Å<sup>[3]</sup>: il fenomeno è chiamato UV upturn, ed evidenze osservative mostrerebbero una pendenza del flusso UV molto simile tra le galassie osservate, suggerendo che le sorgenti UV ricadano entro uno stretto range di temperature intorno ai 20000 K. L'ipotesi più accreditata al momento è che le responsabili del fenomeno siano stelle nella fase di *Horizontal Branch* (HB), stelle evolute che bruciano elio nel nucleo e idrogeno nell'involucro esterno provenienti da giganti rosse che hanno perso massa attraverso i venti stellari<sup>[12]</sup>.

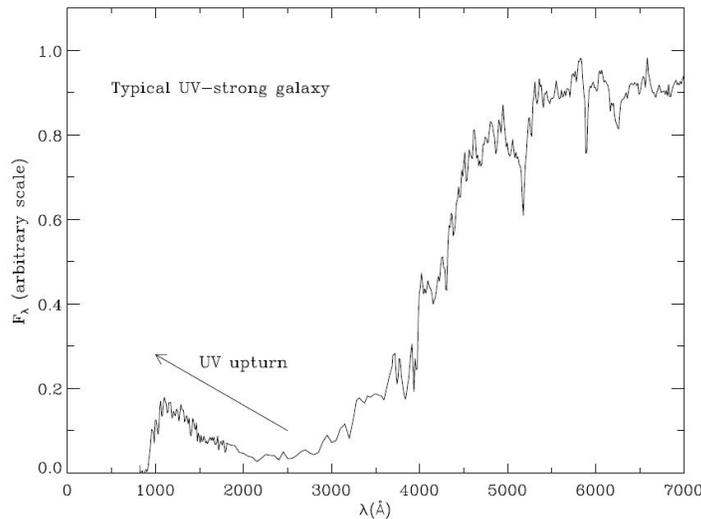


Figura 2.3: SED composta della galassia NGC 4552 (M89), da "The Current Understanding on the UV Upturn", Sukyoung K. Yi

La massa totale persa nel passaggio da gigante rossa alla fase HB determina la temperatura della stella. In generale, una perdita di massa maggiore ha l'effetto di lasciare scoperti gli strati più interni a temperatura più alta, con la conseguenza di avere stelle più "blu" e di conseguenza sorgenti più efficienti di raggi UV. Inoltre, evidenze empiriche collegano la temperatura della stella nella fase di HB alla sua abbondanza di metalli (Z) e di elio (Y). In generale, le stelle tendono a diventare più rosse all'aumentare di Z e più blu all'aumentare di Y<sup>[13]</sup>. Allo stesso tempo, una maggiore abbondanza metallica sembra essere collegata a una maggiore perdita di massa<sup>[12]</sup>. I ruoli di Z e Y sono quindi estremamente interconnessi nel determinare la temperatura finale della stella; non a caso, le teorie in competizione per la presenza dell'UV upturn nelle galassie ellittiche prevedo-

no da un lato emissione da popolazioni stellari HB "Metal-poor", dall'altro popolazioni "Metal-rich" ma con alta abbondanza di elio.

## 2.2 Emissione della polvere

### 2.2.1 Formazione

Nonostante il contenuto di polvere delle galassie ellittiche sia molto esiguo rispetto alle controparti a spirale, è il responsabile principale dell'emissione di radiazione nel Medio-Lontano infrarosso ( $10 - 10^3 \mu m$ ). I grani di polvere sono essenzialmente prodotti dai venti stellari delle giganti rosse e possono instaurare un equilibrio con il loro campo di radiazione<sup>[3]</sup>, raggiungendo temperature di alcune decine di gradi Kelvin ed emettendo nel lontano infrarosso come *corpo grigio* intorno a 100-200  $\mu m$ .

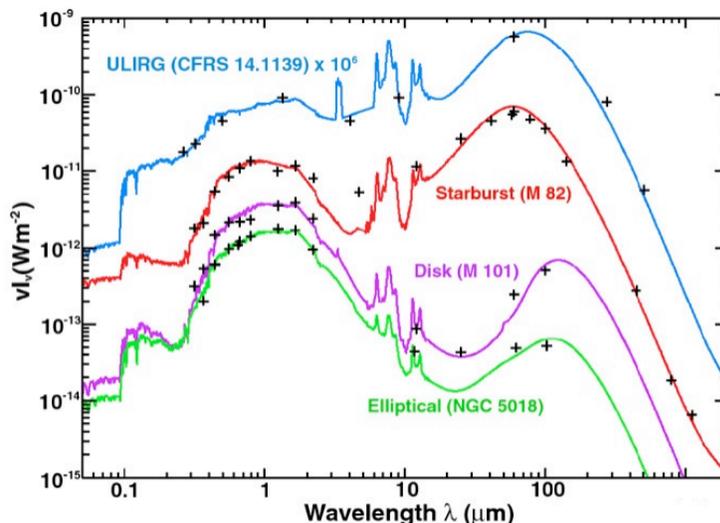


Figura 2.4: SED generale di alcune tipologie di galassie: si notino i profili relativi alla galassia a disco e alla galassia ellittica. Si può osservare in entrambe il picco nel lontano infrarosso dovuto ai grani di polvere che, sebbene minore di un fattore 10 rispetto alla galassia a disco, è presente anche nell'ellittica. Da "Galaxies in the universe", Sparke, Gallagher.

E' importante sottolineare che il ciclo della polvere che avviene nelle galassie a spirale (formazione stellare e riemissione nell'ISM dalle supernove core-collapse) è inesistente nelle ellittiche: una volta entrata in circolo nel mezzo interstellare, la polvere interagisce con il gas caldo dell'alone ed è rapidamente distrutta dalle collisioni con gli ioni su tempi scala di  $10^7$  anni in un processo denominato *sputtering*. Gli urti con gli elettroni hanno l'ulteriore effetto di riscaldare i grani, contribuendo all'emissione finale<sup>[9]</sup>.

Il problema dell'origine della polvere, nonostante sia ormai accertata la sua provenienza dai venti stellari, non è ancora pienamente risolto. Modelli teorici mostrano che la distruzione dei grani da parte del plasma dell'alone sarebbe talmente efficiente da non poter spiegare l'abbondanza osservata in una frazione consistente delle ETG "normali", cioè la cui presenza di polvere non deriva da episodi di merging. Tra le spiegazioni proposte per il mantenimento della polvere ci sarebbero processi di accrescimento sui grani pre-esistenti da parte di atomi metallici in fase gassosa <sup>[10]</sup>; altre ipotesi prevedono che la polvere sia riscaldata ed espulsa dalle regioni centrali della galassia -in cui tende a trovarsi in maggiore quantità- durante i processi di accrescimento attorno al buco nero centrale<sup>[9]</sup>.

### 2.2.2 Radiazione di Corpo grigio

Abbiamo detto prima come un corpo nero ideale sia un perfetto corpo otticamente spesso. Un modo equivalente è dire che possiede un'assorbanza  $\alpha$  e un'emittanza  $\epsilon$  entrambe pari a 1, dove  $\alpha$  e  $\epsilon$ , riferite a un corpo generico alla temperatura  $T$ , rappresentano rispettivamente la frazione di radiazione assorbita rispetto a quella incidente e il rapporto tra la radiazione emessa e quella che sarebbe emessa da un corpo nero alla stessa  $T$ . Gustav Kirchhoff mostrò che, per qualunque sistema all'equilibrio termico, vale la relazione

$$\alpha = \epsilon \tag{2.9}$$

Ovvero, la radiazione emessa sarà uguale a  $\alpha B_\nu(T)$ , con  $0 < \alpha < 1$ . Un simile sistema è chiamato *corpo grigio*. Il corpo nero, essendo per definizione un corpo con  $\alpha = 1$ , avrà l'emissione massima possibile a fissata  $T$ <sup>[11]</sup>. I grani di polvere in equilibrio con la radiazione stellare possono quindi essere visti come un sistema dotato di assorbimento interno che emette per corpo grigio.

## 2.3 Emissione dall'alone caldo

Il gas ionizzato presente nell'alone si può considerare in equilibrio termico, ed emette per *Bremsstrahlung*. Come sarà discusso immediatamente sotto, la radiazione di Bremsstrahlung non produce emissione limitata alla banda X, ma produce nell'intero range di frequenze inferiori a essa, addirittura con una certa uniformità. Ciononostante, il flusso prodotto a tali frequenze è di diversi ordini di grandezza inferiore a quello prodotto dalla parte stellare, il che porta la banda X a essere l'unica direttamente associabile al plasma.

### 2.3.1 Radiazione di Bremsstrahlung

Le particelle presenti nel plasma vengono continuamente accelerate e frenate dai rispettivi campi elettrici, e nell'essere accelerate emettono radiazione secondo la celebre formula di Larmor

$$w_L = -\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{2q^2 a^2}{3c^3}, \quad \text{dove} \quad a = \frac{Ze^2}{m_e x^2(t)} \tag{2.10}$$

a spese della loro energia cinetica. Parliamo di Bremsstrahlung *termica* se è quella prodotta da un plasma all'equilibrio termico, come in questo caso.

Si può mostrare, in prima approssimazione, che le interazioni repulsive tra elettroni o ioni non producono radiazione<sup>[7]</sup>, e ci si può concentrare solo su un'interazione elettrone-ione. E' prassi, ai fini della trattazione, considerare l'interazione in un sistema di riferimento inerziale in cui lo ione è inizialmente fermo. Infatti, nonostante due particelle si incontrino generalmente con velocità diverse da 0, ciò che conta per il trasferimento di energia è la velocità relativa elettrone-ione e perciò possiamo vedere il problema come se fosse solo l'elettrone a irraggiare. Ovviamente anche il nucleo irraggia, ma essendo la sua massa molto maggiore di quella dell'elettrone subisce un'accelerazione molto minore, e in base a (2.10) il suo contributo alla radiazione finale sarà trascurabile.

Per stimare l'energia di un urto singolo con un approccio classico si suppone di essere quindi nel SdR del nucleo, in cui l'elettrone arriva dall'infinito con una certa velocità e un certo parametro d'impatto, e si muove lungo un'orbita iperbolica (tecnicamente le due particelle si *urtano*; il concetto di urto è usato per indicare che la durata dell'interazione dell'elettrone con lo ione è molto minore dei tempi-scala di evoluzione del sistema globale).

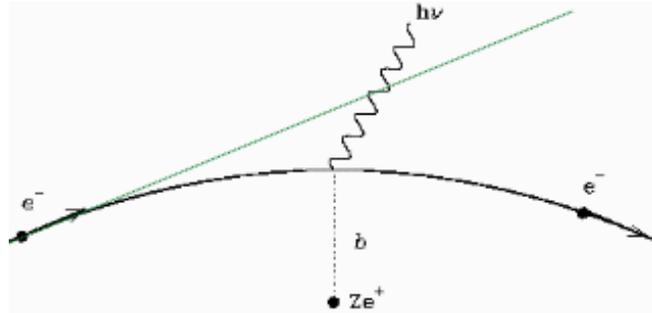


Figura 2.5: Rappresentazione dell'interazione tra elettrone e ione

Quella che segue è un'approssimazione *impulsiva*: supponiamo che l'interazione avvenga per un tempo finito  $\Delta t$  e che venga irraggiata radiazione a un'unica frequenza  $\nu_{max}$  corrispondente alla distanza minima tra elettrone e ione.

L'energia del singolo urto (per unità di frequenza) sarà quindi

$$\varepsilon_{br} \approx \frac{w_L \cdot \Delta t}{\nu_{max}} \quad (2.11)$$

Essendo il plasma termico, le cariche seguiranno una distribuzione di velocità *maxwelliana*. Si può mostrare che l'emissività monocromatica  $J_{br}(\nu, T)$  di una nube di gas termico prodotta per Bremsstrahlung è (trascurando gli effetti di assorbimento interno):

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{k_b T}} n_e n_z Z^2 \overline{g_{ff}(T, \nu)} \left( \frac{\text{erg}}{\text{s} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{Hz}} \right) \quad (2.12)$$

Dove  $\overline{g_{ff}(T, \nu)}$  si chiama *Fattore di Gaunt* ed è un termine correttivo che contiene i parametri d'impatto minimi e massimi scelti in base alle condizioni fisiche del plasma, ed è quasi sempre dell'ordine dell'unità.

$J_{br}$  dipende inversamente dalla temperatura, in quanto particelle a T più alta sono mediamente più veloci e avranno urti di durata minore, con minore possibilità di irraggiare in maniera sensibile. Allo stesso tempo, una temperatura più alta corrisponde a un aumento delle frequenze massime raggiungibili, grazie allo spostamento della coda della distribuzione di velocità delle particelle verso  $\nu$  maggiori. Tradizionalmente si dice quindi che la radiazione copre un range di frequenze continuo fino a una certa frequenza limite, detta di *cutoff*, definita come

$$\nu_{cutoff} = \frac{k_b T}{h} \quad (\text{Hz}) \quad (2.13)$$

corrispondente al valore che rende l'esponenziale in (2.12) uguale a  $1/e$ . L'emissione, raggiunta  $\nu_{cutoff}$ , è diminuita di un fattore  $e$  rispetto al suo valore massimo.

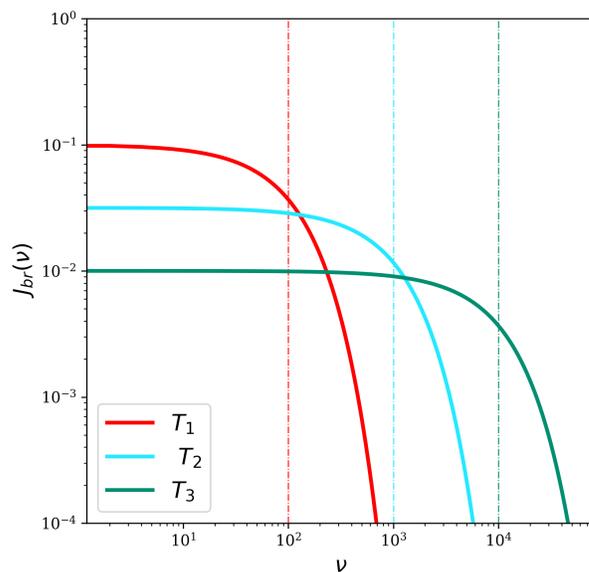


Figura 2.6: Grafico di tre diversi profili di emissività monocromatica (in unità arbitrarie) con temperature che differiscono per un fattore 10. Le righe verticali colorate corrispondono alle  $\nu_{cutoff}$  associate. La funzione di cui è stato fatto il plot è  $J_{br}(\nu) = T^{-1/2} e^{-\nu/T}$ , in cui le costanti sono state normalizzate a 1 così come il rapporto  $h/k_b$ . L'andamento vuole essere solo qualitativo.

La figura 2.6 mostra come, all'aumentare della temperatura, le frequenze "basse" rispetto a quella di cutoff siano meno visibili, mentre si alzano le frequenze più vicine a essa,

non raggiunte a T minori.

La frequenza di cutoff è ampiamente utilizzata in astrofisica per determinare la temperatura del gas che origina la radiazione. Una temperatura dell'ordine di  $10^6 - 10^7 K$  come quella degli aloni nelle galassie ellittiche fornisce una  $\nu_{cutoff}$  dell'ordine di  $10^{17}$  Hz, in pieno range dei raggi X. Come osservato in precedenza, la radiazione sarà "diluita" per un maggior numero di frequenze e raggiungerà valori più bassi, ad esempio, nello spettro ottico, di quanto farebbe un gas con la stessa composizione ma a temperature più basse. È ragionevole perciò trascurare il contributo della Bremsstrahlung a quelle frequenze, soprattutto se confrontato con l'emissione di corpo nero stellare.

## Conclusioni

In questo breve testo sono stati introdotti gli aspetti morfologici ed emissivi principali delle galassie ellittiche. Purtroppo, gli argomenti toccati non sono che una piccola parte di ciò che si potrebbe dire su esse, a cominciare dall'approfondire le galassie attive e le loro emissioni così diversificate, al parlare di come le interazioni con le altre galassie le plasmino e le diversifichino, e finendo sull'approfondire le principali teorie sulla loro formazione ed evoluzione. Una cosa è certa: la loro similarità e al contempo le loro così elegantemente sottili, ma proprio per questo fondamentali, differenze le rendono sistemi unici da studiare e che continueranno sicuramente a essere oggetto primario di interesse per la comunità scientifica in futuro.

# Bibliografia

- [1] "Astrofisica extragalattica", lezioni di L. Ciotti
- [2] "Fundamental astronomy", H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, K. Donner
- [3] "Galaxy formation and evolution", A. Cimatti, F. Fraternali, C. Nipoti
- [4] "Hot Gas In and Around Elliptical Galaxies", W. Mathews, F. Brighenti
- [5] "Processi di radiazione e MHD", lezioni di D. Dallacasa
- [6] "Physics- part two", D. Halliday, R. Resnick
- [7] "Radiative processes in astrophysics", G. Rybicki, A. Lightman
- [8] "Una finestra sull'Universo "Invisibile"", Carla e Roberto Fanti
- [9] "Cold interstellar dust in Elliptical galaxies", P. Temi, W. Mathews, F. Brighenti
- [10] "Dust processing in elliptical galaxies", H. Hirashita, T. Nozawa, A. Villaume, S. Srinivasan
- [11] "Thermal Physics", C. Kittel
- [12] "The Current Understanding on the UV Upturn", S. Yi
- [13] "Horizontal Branch stars and the ultraviolet universe", M. Catelan
- [14] "Detailed decomposition of galaxy images- beyond axysymmetric models", C. Peng<sup>1</sup>, L. Ho, C. Impey, H-W. Rix