

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **Caratteristiche principali dell'emissione di galassie ellittiche**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Leonardo De Deo

Relatore:  
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

---

Sessione I  
Anno accademico 2019-2020

## Sommario

Le galassie possono essere pensate come le componenti del nostro Universo su larga scala, e quelle ellittiche costituiscono solamente una parte di esse. In questo elaborato si tenterà di fornire una generale trattazione di quali siano le loro proprietà, sia dal punto di vista morfologico e fotometrico che da quello più fisico, ponendo l'accento sui processi radiativi che avvengono al loro interno. Dopo aver dato una prima caratterizzazione di cosa siano le galassie ellittiche (Sezione 1) e di quali informazioni siano inferibili dalla loro analisi fotometrica (Sezione 2), ci si focalizzerà pertanto sui processi emissivi presenti in queste galassie nelle diverse bande dello spettro elettromagnetico (Sezione 3). Si esporranno allora i principali fenomeni di cui si ha avuto e si ha tutt'oggi evidenza osservativa, tentando, seppur sinteticamente, di ricostruire nel modo più organico possibile la Fisica che è alla loro base.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Fotometria</b>	<b>5</b>
2.1	Leggi empiriche . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Processi di Radiazione</b>	<b>7</b>
3.1	Banda Ottica . . . . .	7
3.1.1	Corpo Nero . . . . .	8
3.1.2	Stelle . . . . .	9
3.2	Banda X . . . . .	11
3.2.1	Bremsstrahlung . . . . .	12
3.2.2	Hot Ionized Medium . . . . .	13
3.3	Banda Radio . . . . .	14
3.3.1	Sincrotrone . . . . .	14
3.3.2	AGN . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>18</b>
	<b>Riferimenti bibliografici</b>	<b>19</b>

# 1 Introduzione

Le galassie possono essere definite come i mattoni costituenti dell'Universo su larga scala, essendo fondamentalmente dei sistemi gravitazionalmente legati con un raggio che può oscillare mediamente fra le centinaia e le centinaia di migliaia di *parsec*.

Sin dagli anni Venti del Novecento, questi oggetti astronomici, che prima venivano semplicemente riconosciuti come *nebulae*, iniziarono ad essere più approfonditamente studiati dagli scienziati dell'epoca. Edwin Hubble (1889 – 1953), sfruttando la potenza osservativa del telescopio costruito sul *Monte Wilson*, riuscì per la prima volta a determinare che le stelle di Andromeda erano in realtà parte, come oggi sappiamo, di una galassia diversa dalla nostra. In un suo libro del 1936, a seguito di numerose campagne osservative, egli stesso propose una *classificazione* delle galassie conosciute in base alla loro morfologia: una versione di tale schema è presentata in Figura 1.

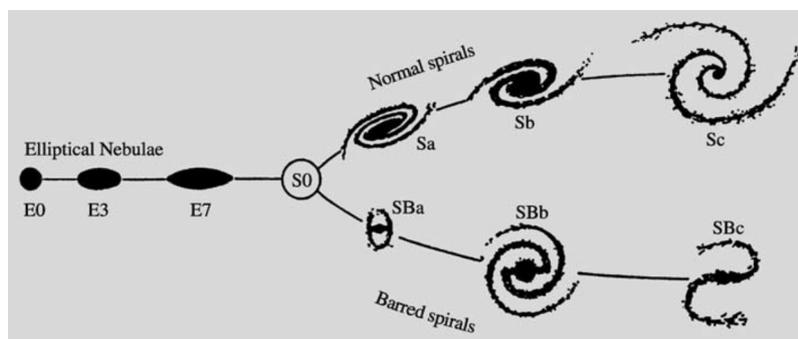


Figura 1: Esempio di classificazione morfologica delle galassie. Lo schema è tratto dall'originale di Hubble; si noti che le galassie ellittiche, ancora identificate come *nebulae*, giacciono sul ramo sinistro del disegno [7].

Nella presente trattazione ci concentreremo solamente sulle galassie *ellittiche*, denominate con la lettera "E", la cui forma è abbozzata nella parte sinistra del disegno<sup>1</sup>. Tali oggetti sono caratterizzati da una più o meno pronunciata forma *ellissoideale*; a differenza di quanto si osserva per la *Via Lattea* e le altre galassie *a spirale*, inoltre, essi generalmente non presentano alcuna struttura peculiare al loro interno, come bracci di spirale o strisce di polvere interstellare.

Dal punto di vista *morfologico*, almeno in prima approssimazione, è possibile categorizzare le galassie ellittiche nel seguente modo [1]:

- Galassie "cD": sono oggetti vasti, rari e molto brillanti, con una dimensione che può raggiungere il *milione* di *parsec*. Sono spesso collocate al centro di *ammassi* di galassie e possiedono una massa di  $10^{13} - 10^{14} M_{\odot}$ ;
- Galassie ellittiche "normali": sono oggetti più compatti, con un diametro che raggiunge al massimo un *centinaio* di *kiloparsec*; la loro massa oscilla fra  $10^8$  e  $10^{13} M_{\odot}$ ;

<sup>1</sup>La disposizione delle diverse tipologie di galassie all'interno dello schema *non* è affatto casuale. Gli astronomi dell'epoca, infatti, ritenevano erroneamente che le galassie ellittiche e quelle *lenticolari* (S0) si evolvessero nelle galassie a spirale (*normali* o *barrate*). Per tale ragione, le prime furono battezzate "early-type", mentre le seconde "late-type" [10].

- Galassie ellittiche "nane": sono fra le più piccole e meno brillanti della categoria, con una dimensione lineare che non raggiunge la *decina* di *kiloparsec* e una massa di  $10^7 - 10^9 M_{\odot}$ .

Ad ogni modo, prescindendo dalla particolare morfologia della singola galassia, è osservativamente constatabile che le galassie ellittiche appaiono in media di colore più *rosso* rispetto alle galassie a spirale, raffigurate nella parte destra dello schema di Hubble, e a quelle *irregolari*, che non presentano una morfologia ben definita e non sono incluse nel disegno precedente. La ragione per cui ciò accade, essenzialmente legata alla tipologia di stelle in esse presenti, sarà meglio discussa nella Sezione 3.1.2.

## 2 Fotometria

Per poter comprendere meglio quale sia la reale *forma* di una galassia, occorre pensare che essa, così come la maggior parte degli oggetti astronomici, è una sorgente di *radiazione elettromagnetica*. L'analisi della luce proveniente da un corpo celeste permette inoltre agli astronomi di decifrare quali sono i processi *fisici* che avvengono al suo interno o nelle sue vicinanze.

Iniziamo con il definire una grandezza fisica fondamentale, la *luminosità*, che caratterizza la quantità di energia trasportata dalla radiazione elettromagnetica per unità di tempo; se riferita all'intero spettro di frequenze, essa viene detta *bolometrica*. In generale, stimando la luminosità delle galassie a partire dalle *magnitudini* osservate e dalla conoscenza della loro *distanza*, è stato possibile riscontrare che la *distribuzione* delle galassie in termini della loro luminosità è ben descritta dalla seguente *funzione di Schechter* [7]:

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{\alpha} e^{-L/L^*} d\left(\frac{L}{L^*}\right) \quad (1)$$

in cui i valori dei parametri  $\phi^*$ ,  $L^*$  e  $\alpha$  sono determinati dalle osservazioni in base al tipo di galassia considerato<sup>2</sup>. L'equazione (1) è tale per cui la *densità* di galassie con luminosità compresa fra  $L$  e  $L + dL$  è  $\phi(L)dL$ ; dal momento che il valore stimato del parametro  $\alpha$  si aggira in media attorno a  $-1.1$ , la densità delle galassie generalmente *cresce* man mano che si procede verso luminosità *minori*, mentre cala bruscamente per valori di luminosità superiori a  $L^*$ .

Supponiamo ora di aver stimato la luminosità di un oggetto astronomico, come una galassia ellittica, e di voler riferire tale grandezza all'unità di *area* che la *proiezione* del corpo sul piano del cielo possiede. Giungeremmo così alla definizione di *brillanza superficiale*, spesso misurata, in modo del tutto equivalente, in unità di *flusso per angolo solido*; i punti sulla figura di proiezione che possiedono lo stesso valore di brillanza superficiale sono collegati da curve chiamate *isofote*.

Un risultato *geometrico*, di notevole importanza fisica, che è collegato a questa definizione è il seguente [2]: la proiezione di un ellissoide *trasparente* la cui densità è stratificata su bucce ellissoidali presenta delle isofote *ellittiche*. Se poi tali isofote *non* sono coassiali, fenomeno denominato come "isophotal twisting", allora si può affermare con certezza che

---

<sup>2</sup>Non entreremo, in questa trattazione, nei dettagli tecnici in merito a come vengono stabiliti i valori di tali parametri. Basti sapere che  $\phi^*$  è proporzionale alla *densità* spaziale delle galassie,  $L^*$  è legato ad un valore di riferimento di *magnitudine assoluta* e  $\alpha$  fornisce una stima del numero relativo di galassie *deboli* rispetto al totale, all'interno del campione osservato [7].

l'ellissoide in proiezione *non* è generato dalla rotazione di un'ellisse attorno ad uno dei suoi assi, bensì è *triassiale*. Perciò, determinando sperimentalmente la geometria delle isofote, è possibile dedurre quale sia la forma geometrica di una galassia ellittica nello spazio<sup>3</sup>. Possiamo poi definire il parametro di *ellitticità* come  $\epsilon = 1 - b/a$ , dove  $a$  e  $b$  sono, rispettivamente, le lunghezze dei semiassi maggiore e minore delle isofote ellittiche; moltiplicando tale parametro per dieci e prendendone la *parte intera*, è possibile ottenere un numero che quantifica lo *schacciamento* complessivo della galassia esaminata<sup>4</sup>.

## 2.1 Leggi empiriche

La conoscenza di un *profilo* di brillantezza superficiale per una galassia ellittica non è solamente legata alla sua caratterizzazione morfologica: se ad esempio fossimo in grado di costruire una funzione  $I(R)$  che riproducesse l'andamento della brillantezza  $I$  in relazione al raggio  $R$  sul piano di proiezione, allora, in presenza di particolari simmetrie, potremmo ricostruire analiticamente il profilo radiale di *densità* della galassia<sup>5</sup>.

Sempre partendo dalla conoscenza *osservativa* della brillantezza superficiale per un campione di galassie, l'astronomo francese Gérard de Vaucouleurs (1918 - 1995), assieme alla moglie Antoinette, riuscì a determinare una delle leggi *empiriche* più importanti per la caratterizzazione fotometrica e *fisica* delle galassie ellittiche. In particolare, De Vaucouleurs definì per ciascuna galassia un *raggio effettivo*  $R_e$ , tale per cui, sul piano del cielo, la luminosità della galassia entro quel raggio fosse *metà* di quella totale. Dopo di che, misurando il valore  $I(0)$  della brillantezza superficiale al *centro* della galassia, egli riuscì a caratterizzare il seguente *profilo di De Vaucouleurs* [2]:

$$I(R) = I(0) e^{-7.67 (R/R_e)^{1/4}} \quad (2)$$

La (2), vista come una funzione di  $R/R_e$ , è generalmente *identica* per tutte le galassie ellittiche presenti nel nostro Universo, a meno di alcuni casi particolari sui quali non entreremo in dettaglio; per tale ragione, essa rivela che, nonostante la diversità morfologica, queste galassie sono tutte variazioni dello stesso modello *intrinseco*.

Enunciamo infine alcune delle altre leggi empiriche relative alle galassie ellittiche [2]:

- *Legge di Faber-Jackson*: la luminosità *bolometrica* di una galassia ellittica è proporzionale, con ottima approssimazione, alla *quarta* potenza della sua *dispersione di velocità*<sup>6</sup>;
- *Legge di Kormendy*: la luminosità *bolometrica* di una galassia ellittica è proporzionale al suo *raggio effettivo*.

<sup>3</sup>Una galassia ellittica può essere di fatto assimilata ad un sistema *trasparente*, nel senso che, sul piano del cielo, nessuna stella oscura l'immagine di altre stelle retrostanti [2].

<sup>4</sup>Più il numero è grande e maggiore è la lunghezza del semiasse  $a$  rispetto a quello  $b$ . Una galassia di tipo E7, ad esempio, appare molto più "allungata" di una galassia E3 (Figura 1).

<sup>5</sup>E' possibile dimostrare, nel caso di sistemi a simmetria *sferica*, che la ricostruzione del profilo di densità a partire da quello di brillantezza è di fatto possibile attraverso la cosiddetta *formula di inversione di Abel* [2].

<sup>6</sup>Il parametro di *dispersione di velocità*, indicato convenzionalmente con la lettera *sigma* ( $\sigma$ ), è di notevole importanza nella caratterizzazione della Dinamica Galattica. Non entreremo, nel corso della presente trattazione, all'interno dei dettagli relativi alle sue proprietà; basti sapere che esso determina la dispersione statistica delle velocità attorno ad un valore di *velocità media*, per un gruppo di stelle o punti materiali.

Un ultimo risultato, al quale si riaccennerà in seguito (Sezione 3.3), è legato alla presenza di *buchi neri supermassicci* (SMBHs) nelle regioni centrali delle galassie ellittiche: la *massa* di un SMBH, infatti, è circa proporzionale alla *quarta* potenza della *dispersione di velocità* relativa alla galassia ospite<sup>7</sup>.

### 3 Processi di Radiazione

Al fine di comprendere la natura dei processi *fisici* che avvengono all'interno delle galassie ellittiche, gli astronomi hanno da tempo imparato ad analizzare la radiazione elettromagnetica proveniente da esse. E' essenziale rimarcare che la luce si distribuisce su uno *spettro* di frequenze o, analogamente, di lunghezze d'onda, associate alle quali vi è un preciso valore dell'energia trasportata dal campo elettromagnetico.

Può essere conveniente, nell'ambito di questa analisi, utilizzare la grandezza fisica del *flusso*<sup>8</sup>: per ciascuna sorgente, la distribuzione del flusso in funzione della frequenza è nota come *Spectral Energy Distribution* (SED) - si veda, ad esempio, la Figura 5 - ed è da questa che è possibile ricostruire la *geometria* degli spettri.

#### 3.1 Banda Ottica

Concentrandoci sul range di lunghezze d'onda comprese tra  $\approx 3500 \text{ \AA}$  e  $\approx 7000 \text{ \AA}$ , è sperimentalmente possibile ricavare uno spettro simile a quello mostrato in Figura 2.

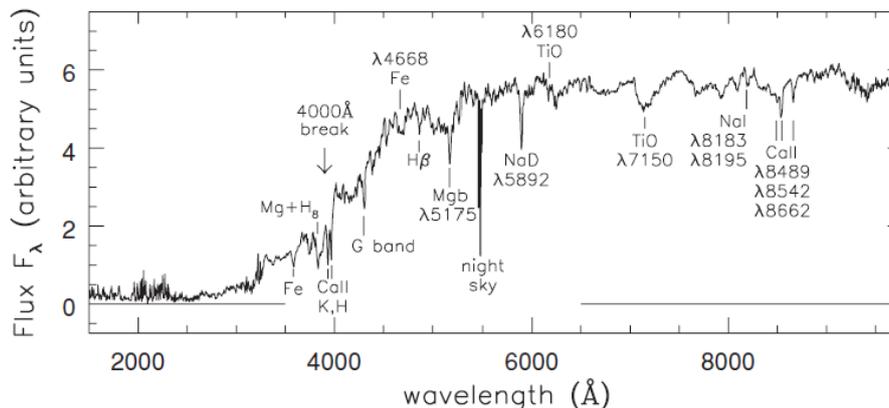


Figura 2: Tipico spettro di una galassia ellittica nella banda ottica; si noti la presenza di un profilo più marcato, detto *continuo*, e di una serie di *righe* in assorbimento sovrapposte [10].

Lo scopo delle prossime sezioni, analogamente a quanto si farà per le altre bande di frequenza, sarà pertanto quello di descrivere i meccanismi fisici che sono alla base di simili evidenze empiriche; in questo caso, possiamo con certezza affermare che l'emissione *ottica* all'interno delle galassie ellittiche è data dalla somma degli spettri relativi alle

<sup>7</sup>Si potrebbe anche far vedere che i parametri di *luminosità bolometrica*, *raggio effettivo* e *dispersione di velocità* sono correlati da una relazione in scala logaritmica della forma  $\alpha \log L + \beta \log R_e + \gamma \log \sigma = \delta$ , dove  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  e  $\delta$  sono delle costanti. Essa descrive un *piano*, detto *fondamentale*, nello spazio logaritmico dei tre parametri, e tutte le galassie ellittiche giacciono su di esso con ottima precisione [2].

<sup>8</sup>Ad una data frequenza  $\nu$ , il *flusso* si scrive come  $F(\nu) = L(\nu)/(4\pi D^2)$ , dove  $L(\nu)$  è la *luminosità* della sorgente a quella frequenza e  $D$  la *distanza* fra la sorgente e l'osservatore.

singole *stelle* in esse presenti. E' necessario dunque comprendere *cosa* sia una stella dal punto di vista *termodinamico*, per poterne giustificare le proprietà osservate.

### 3.1.1 Corpo Nero

Il concetto fisico di *Corpo Nero* (CN) venne introdotto da scienziati come Gustav Kirchhoff (1824 – 1887) verso la fine del XIX secolo. L'idea nasceva dal fatto che i campi elettromagnetici erano riconosciuti trasportare *energia*, pertanto si cercò di comprendere in che modo una radiazione elettromagnetica potesse *termalizzarsi*, ossia raggiungere uno stato di equilibrio termico, nel momento in cui venisse assorbita da un corpo.

In particolare, già all'epoca si sapeva che ogni oggetto ad una temperatura maggiore di *zero* era in grado di emettere delle onde elettromagnetiche: l'energia elettromagnetica emessa per unità di *tempo* e *superficie* venne battezzata come *potere emissivo* di un corpo. Analogamente, il *potere assorbente* di un corpo era definito come una quantità *adimensionale* data dal rapporto fra la potenza *assorbita* per unità di superficie e la potenza *incidente*, sempre per unità di area<sup>9</sup>. Riferendoci ad una data *frequenza*  $\nu$  e ad una fissata *temperatura*  $T$ , vale il seguente *Teorema di Kirchhoff* [4]:

$$\frac{P_{em}(\nu, T)}{P_{ass}(\nu, T)} = F(\nu, T) \quad (3)$$

dove  $P_{em}(\nu, T)$  e  $P_{ass}(\nu, T)$  sono rispettivamente il potere *emissivo* e *assorbente* riferiti al corpo. La funzione  $F$  che compare nella (3) è *universale*: essa non dipende dalle proprietà dell'oggetto in considerazione, ma esclusivamente dalla frequenza della radiazione e dalla temperatura del sistema all'equilibrio termico.

Si *definisce* allora il CN come un sistema *ideale* in cui il potere assorbente è unitario per tutte le frequenze e le temperature [4]; sistemi reali che approssimano in maniera accurata un CN, come si vedrà nella Sezione 3.1.2, sono proprio le *stelle* presenti nell'Universo e, di conseguenza, anche nelle galassie ellittiche. Fisicamente, ciò è dovuto al fatto che le uniche onde elettromagnetiche a non essere totalmente assorbite dal corpo sono quelle con lunghezza d'onda *maggiore* del diametro dell'oggetto. Considerando che le dimensioni di una stella sono sicuramente *maggiori* delle lunghezze d'onda tipiche della banda *radio*, si comprende come essa riesca di fatto ad assorbire quanto un CN.

Vorremmo dunque trovare un modo per caratterizzare *fisicamente* e *matematicamente* la funzione  $F$  che compare nella (3): la dimostrazione di ciò è piuttosto laboriosa e, per ragioni di lunghezza, non potrà essere riportata nella presente trattazione. Basti però sapere che è *teoricamente* possibile visualizzare l'energia elettromagnetica in un dato *volume* come una *somma* integrale di energie di *oscillatori armonici* risonanti nella cavità considerata<sup>10</sup>. Il risultato a cui si perviene, espresso in termini di *brillanza* superficiale, è il seguente [3]:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1} \quad (4)$$

<sup>9</sup>Sebbene il potere emissivo di un corpo, la cui dimensione è quella di un *flusso*, fosse facile da misurare tramite tecniche spettroscopiche, il potere assorbente di un corpo era *impossibile* da misurare direttamente, e poteva solamente essere dedotto a partire da altri dati sperimentali. Chiariamo inoltre che l'energia *assorbita* da un corpo è propriamente quella che entra a far parte dell'energia *termica* del corpo [4].

<sup>10</sup>Le ragioni *fisiche* di un simile meccanismo, al di là del calcolo vero e proprio, poggiano sul fatto che i *bosoni* non massivi - dunque anche i *fotoni* - corrispondono, dal punto di vista termodinamico, ai *quanti* attivati da oscillatori *non* massivi [4]. La derivazione di questo risultato è molto interessante ed è interamente basata sui principi della Termodinamica Statistica e della Meccanica Quantistica.

dove  $h = 6.603 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$  è la *costante di Planck*,  $c \approx 3 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  è il valore della velocità della *luce* nel vuoto e  $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{K}^{-1}$  è la *costante di Boltzmann*. Si noti come il valore di brillantezza dipenda esclusivamente dalla *frequenza* della radiazione elettromagnetica e dalla *temperatura* caratteristica del corpo; il grafico della funzione, ottenuto per valori crescenti di  $T$ , è riportato in Figura 3<sup>11</sup>.

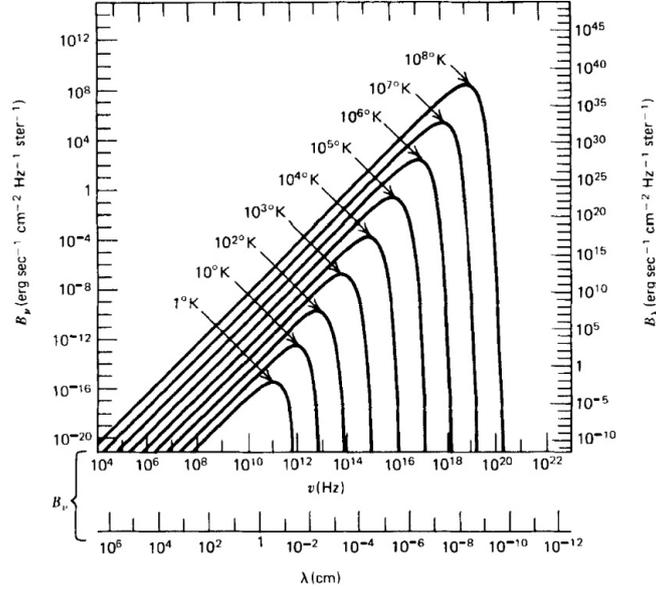


Figura 3: Grafico *logaritmico* della brillantezza superficiale di un CN in funzione della frequenza e della lunghezza d'onda, per valori crescenti di temperatura [3].

Si noti come il profilo di brillantezza tipico di un CN presenti un *picco*: derivando formalmente la funzione  $B(\nu, T)$  nella variabile frequenza e cercandone il massimo, si trova che la frequenza corrispondente è  $\nu_{max} = 5.88 \times 10^{10} T \text{ [Hz]}$ , risultato noto come *legge di Wien* [3]. Poichè, assegnati differenti valori di temperatura, le rispettive curve di CN sono *univoche*, è possibile ricavare la *temperatura* del CN attraverso la conoscenza di un *unico* punto nel grafico. Se siamo in possesso di spettri come quello mostrato ad inizio sezione (Figura 2), allora saremo in grado di stimare con sufficiente precisione la temperatura superficiale delle stelle presenti in una galassia ellittica.

### 3.1.2 Stelle

Come già accennato in precedenza, lo spettro in banda ottica di una galassia ellittica è dato dalla somma di quelli relativi alle singole stelle. In base a quanto derivato nella teoria del CN, è possibile inferire quale sia la *temperatura* di tali stelle e, al contempo, quale sia la loro storia evolutiva.

Possiamo con certezza affermare che le galassie ellittiche, a meno di casi particolari<sup>12</sup>,

<sup>11</sup>Si osservi che le scale di frequenza e lunghezza d'onda *non* sono equivalenti, nel senso che il *massimo* della curva tracciata nelle frequenze non coincide con quello della curva tracciata nelle lunghezze d'onda. La ragione *fisica e matematica* per cui ciò accade è legata al fatto che, detta  $\lambda$  la lunghezza d'onda della radiazione,  $d\nu = -c/\lambda^2 d\lambda$ . Pertanto, nel punto di massimo della curva, la relazione  $\nu_{max} \lambda_{max} = c$  non è soddisfatta.

<sup>12</sup>Alcune galassie ellittiche, note in letteratura come *starburst galaxies*, ospitano al loro interno numerosi eventi di formazione stellare, dalla durata media di circa *cento milioni* di anni. In tali casi, su cui però non entreremo in dettaglio, la galassia diventa brillante e blu, mostrando nella banda ottica le tipiche *righe* spettrali relative alle stelle di classe O e B [10].

sono in generale carenti di stelle *blu* e luminose. Di fatto, l'analisi spettrale può rivelare che la temperatura superficiale delle stelle presenti in una tipica galassia ellittica oscilla fra i 3500 K e i 4500 K: stiamo dunque parlando di classi spettrali di tipo M e K, con picchi di emissione nel vicino *infrarosso* ( $\lambda \approx 8000 \text{ \AA}$ ) e nel *rosso* ( $\lambda \approx 6000 \text{ \AA}$ ). Sotto la lunghezza d'onda di 3500 Å, inoltre, il flusso scende drasticamente, segno del fatto che la formazione stellare negli ultimi due *miliardi* di anni è stata praticamente assente. E' noto infatti che solamente le stelle con massa *inferiore* a circa *due* masse solari riescono a vivere oltre il miliardo di anni, peraltro emettendo gran parte della loro luce come stelle *rosse* nella fase successiva a quella di *sequenza principale* [10].

E' necessario a questo punto compiere la seguente osservazione: il meccanismo di CN riesce a giustificare l'andamento dello spettro *continuo*, ma la presenza delle righe spettrali in *assorbimento* non è ancora stata spiegata. Inoltre, collegato a ciò, c'è il fatto che non si è specificato esattamente da *dove* provengano i fotoni emessi dalla superficie stellare. A questo proposito è conveniente introdurre il concetto di *fotosfera*, definita come lo strato di atmosfera stellare da cui la radiazione elettromagnetica viene propriamente emessa. Sebbene l'atmosfera di una stella sia stratificata secondo un *gradiente* di temperatura decrescente verso l'esterno, è possibile far vedere che la scala di distanza su cui la temperatura cambia in maniera significativa è generalmente *maggiore* del *libero cammino medio* degli atomi nello strato<sup>13</sup>. Per tali ragioni, si dice che l'atmosfera stellare è in *equilibrio termodinamico locale*: l'emissione di CN è dunque una prima, seppur grezza, approssimazione di quella fotosferica e, conseguentemente, di quella stellare<sup>14</sup>.

I fotoni provenienti dalla fotosfera, pertanto, viaggiano attraverso l'atmosfera, più *fredda*, e qui incontrano gli atomi di quegli elementi chimici che determinano la *composizione* stellare; attraverso processi *discreti*, in cui cioè solamente la luce con una determinata lunghezza d'onda viene assorbita dal gas atmosferico, una parte del *continuo* verrà sottratta e nello spettro osservato compariranno le righe in assorbimento. Non entreremo qui nei dettagli *teorici* di simili processi<sup>15</sup>, ma vorrei al contempo sottolineare l'importanza che l'individuazione di queste righe ha per la comprensione dell'evoluzione stellare e della galassia nel suo complesso. Ad esempio, il *break* spettrale per lunghezze d'onda *inferiori* a 4000 Å segnala la presenza di *metalli*, ossia di elementi più pesanti dell'*elio*, dato che essi sono in grado di assorbire una consistente frazione della luce proprio in quell'intervallo di frequenze. Le galassie ellittiche più *grandi* e massicce, inoltre, sono più ricche di metalli, perché riescono a trattenere meglio il gas pesante [10].

Altre righe spettrali sono invece state sfruttate specificamente per identificare alcuni fenomeni: la riga del *magnesio* a 5175 Å, per esempio, è servita a dimostrare empiricamente che le stelle nelle regioni centrali delle galassie ellittiche sono in media più ricche di metalli, con una *metallicità* dell'ordine di quella solare, rispetto a quelle periferiche [10].

<sup>13</sup>Nel caso del Sole, ad esempio, è possibile dimostrare che l'altezza *scala* di temperatura è dell'ordine del *centinaio* di *chilometri*, mentre il libero cammino medio degli atomi è dell'ordine del *centesimo* di *centimetro*, di gran lunga inferiore [5].

<sup>14</sup>Non è possibile, per ovvie ragioni di lunghezza, riportare l'intera trattazione del *trasporto radiativo* attraverso l'atmosfera stellare. Sarebbe tuttavia interessante passare per il concetto di *profondità ottica*  $\tau(\nu)$  e far vedere che, mediante alcune approssimazioni, la fotosfera si trovi ad una profondità ottica *maggiore* rispetto alla superficie [5]. Inoltre, *qualsiasi* corpo celeste con  $\tau(\nu) \gg 1$  può essere approssimato con un CN [3].

<sup>15</sup>E' interessante osservare come la Termodinamica Statistica, già subentrata nella trattazione del CN, entri in gioco anche in questa occasione. Si potrebbe infatti mostrare come due equazioni cardine, dette di *Boltzmann* e di *Saha*, regolino le percentuali di atomi ad un dato livello di *eccitazione* e *ionizzazione* in funzione della *temperatura* dell'atmosfera stellare. Pertanto, la temperatura superficiale di una stella influenza fortemente la possibilità che certe transizioni atomiche avvengano o meno [5].

Infine, le due righe H ( $\lambda = 3969 \text{ \AA}$ ) e K ( $\lambda = 3934 \text{ \AA}$ ) del *calcio* sono spesso utilizzate per determinare sperimentalmente il *redshift* delle galassie osservate [3].

### 3.2 Banda X

Sebbene alcune galassie ellittiche manifestino la presenza di gas freddo al loro interno, probabilmente catturato in seguito a fenomeni sui quali non entreremo in merito, la maggior parte di esse contiene in prevalenza gas caldo e ionizzato. Esso è praticamente invisibile nella banda *ottica* e in quella *radio*, perché, a simili lunghezze d'onda, è troppo diffuso per emettere o assorbire più di quanto facciano le stelle o, se presenti, altri processi di tipo *non* termico (Sezione 3.3.1). Pertanto, l'emissione caratteristica di queste *atmosfera* gassose rientra nella *banda X*: tipicamente, gli aloni di gas presenti nelle galassie ellittiche si estendono fino a 30 *kiloparsec* dal centro galattico, con una massa complessiva che si aggira intorno ai miliardi o decine di miliardi di masse solari [10].

In Figura 4 è mostrato lo spettro in banda X del gas caldo attorno alla galassia ellittica M87; in questo intervallo di frequenze ( $10^{16} - 10^{19} \text{ Hz}$ ), l'emissione complessiva equivale a circa un *miliardo* di luminosità solari ( $\approx 3 \times 10^{42} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

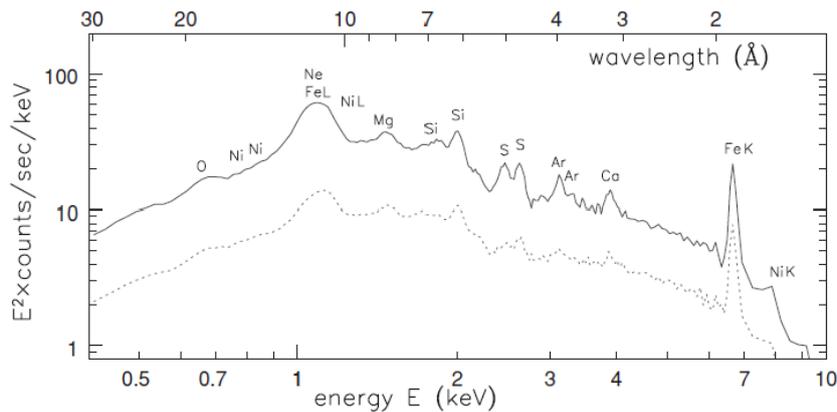


Figura 4: Spettro in banda X del gas caldo ( $T \approx 2 \times 10^7 \text{ K}$ ) attorno alla galassia M87, situata nell'ammasso della Vergine. La linea *continua* mostra l'emissione entro 4' dal centro galattico, mentre quella *tratteggiata* mostra l'emissione fra i 4' e gli 8' dal medesimo centro. Si noti la presenza di righe in emissione legate alla *ricombinazione* dei metalli presenti nel mezzo intergalattico [10].

L'osservazione di righe in *emissione*, riconducibili alla presenza di alcuni specifici metalli, denota che una buona parte del gas è stato processato a seguito di reazioni nucleari negli interni stellari<sup>16</sup>; la *metallicità* che presenta, pari generalmente a circa *metà* di quella solare, evidenzia inoltre che la maggior parte di esso derivi probabilmente dalle atmosfere di stelle anziane [10].

<sup>16</sup>Non entreremo, per motivi di lunghezza, nei dettagli relativi alla Fisica che si nasconde dietro i meccanismi dell'emissione e dell'assorbimento *discreto* di radiazione. Vorrei solo osservare come le transizioni *free-bound* o *bound-bound*, che si osservano avvenire nelle atmosfere stellari o negli aloni galattici, siano regolate da una *statistica* molto raffinata, derivabile dalla Meccanica Quantistica. In particolare, alcuni coefficienti, detti di *Einstein* dal nome del noto fisico che li studiò, regolano la *probabilità* per unità di tempo che una data transizione avvenga o meno; il calcolo di tale probabilità tiene anche in considerazione quali sono le *energie* dei fotoni di *background* che attraversano il gas esaminato [3].

### 3.2.1 Bremsstrahlung

Prima di procedere oltre, includendo qualche altro dettaglio sulla natura dell'emissione X nelle galassie ellittiche, vorrei concentrarmi su una sintetica trattazione del meccanismo *fisico* che sta alla base di un simile processo radiativo. Occorre innanzitutto pensare che il gas confinato all'interno della buca di potenziale di una galassia ellittica si trovi nello stato di *plasma*, in cui le cariche elettriche sono separate e ciascuna si muove all'interno del campo elettromagnetico prodotto dalle altre; supponiamo inoltre che tali cariche, intese in prima approssimazione come punti materiali, siano complessivamente all'equilibrio *termico*. E' possibile quindi definire una temperatura media  $T$  del plasma, a partire dalla quale siamo in grado di affermare che le particelle del gas si muovono con una velocità regolata dalla seguente *distribuzione di Maxwell-Boltzmann* [4]:

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/(2kT)} \quad (5)$$

dove  $m$  è la *massa* media delle particelle che compongono il gas e  $v$  è il modulo della loro *velocità*. La dipendenza di tale *distribuzione* da quest'ultimo fattore è legata al fatto che la probabilità di avere una particella con velocità compresa tra  $v$  e  $v + dv$  è *indipendente* dalla natura vettoriale di essa; dal punto di vista *fisico*, ciò equivale a considerare un plasma *omogeneo* ed *isotropo*, in cui la *densità* delle particelle  $n_p$ , moltiplicata per  $f(v)dv$ , restituisce la frazione di particelle  $p$  che hanno una velocità vicina a  $v$ <sup>17</sup>.

Definendo  $n_e$  e  $n_z$  come le densità numeriche degli *elettroni* e degli *ioni* - i quali hanno una carica elettrica pari a  $+Ze$ , dove  $e = 1.602 \times 10^{-19} C$  è il valore della *carica* elementare - e considerando le diverse interazioni fra le cariche nel caso di omogeneità ed isotropia del plasma, è possibile dimostrare che l'*emissività* - *luminosità* in unità di *volume* - del gas per un valore fissato di temperatura è [3]:

$$J_{Br}(\nu, T) = 6.8 \times 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_z Z^2 g(\nu, T) \quad (6)$$

dove  $g(\nu, T)$  è un fattore *correttivo* su cui però non entreremo in dettaglio. Si osservi piuttosto come una *maggiore* densità del plasma implichi una *maggiore* emissività, la quale però viene *tagliata* esponenzialmente ad una frequenza  $\nu_{max} = kT/h$ . La dipendenza dalla *temperatura*, legata nella (6) al fattore  $T^{-1/2}$ , viene meglio evidenziata nel momento in cui integriamo l'equazione precedente sulle frequenze. In tal caso, infatti, si otterrebbe che [3]:

$$J(T) = 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_z Z^2 g(T) \quad (7)$$

per cui i plasmi più caldi emettono ad energie più elevate. Ciò è legato al fatto che, all'aumentare della temperatura, la frequenza di taglio cresce e le particelle del plasma possono emettere radiazione elettromagnetica a frequenze maggiori.

Un ultimo interessante risultato a cui è possibile pervenire è legato ad una stima del *tempo* impiegato dal plasma a raffreddarsi completamente, supponendo che emetta per sola *Bremsstrahlung*. Partendo dal fatto che, ad una data temperatura iniziale  $T$ , l'energia

---

<sup>17</sup>Non entreremo, per ragioni di lunghezza, nei dettagli in merito alla dimostrazione dei risultati che seguiranno. Basti però ricordare che, per il fatto stesso di essere cariche elettriche in movimento, le particelle presenti nel plasma interagiscono elettromagneticamente ed emettono *radiazione*, a scapito di una diminuzione della loro energia *cinetica*. Da qui il nome di *Bremsstrahlung*, che significa "radiazione di frenamento" [3].

*termica* di un plasma all'equilibrio è pari a  $E_T = 3/2 (n_e + n_z) kT$ , è possibile mostrare che il suo tempo di *raffreddamento* caratteristico è [3]:

$$t_{Br} = \frac{6 \times 10^3}{n_e g(T)} T^{1/2} \text{ yr} \quad (8)$$

per cui i plasmi astrofisici *più* caldi e *meno* densi perderanno energia più lentamente.

### 3.2.2 Hot Ionized Medium

La trattazione seguita fino ad ora ci ha permesso di ricavare alcuni risultati interessanti: abbiamo innanzitutto visto che un plasma molto caldo emette per *Bremsstrahlung* e, se fissassimo la temperatura  $T$  ad un valore tipico delle galassie ellittiche ( $\approx 10^7 \text{ K}$ ), potremmo verificare come la frequenza di taglio spettrale cada proprio nella banda X ( $\approx 10^{17} \text{ Hz}$ ). Inoltre, partendo dalla relazione (7) sull'emissività integrata e sfruttando la (8), è possibile dimostrare che il tempo di *raffreddamento* del plasma galattico per effetto della *Bremsstrahlung* è dell'ordine di un tempo di Hubble; le galassie ellittiche, pertanto, emetteranno in *media* sempre.

Un simile valore del tempo di raffreddamento è anche dovuto alla *bassa* densità che il mezzo interstellare presente in tali galassie - denominato "Hot Ionized Medium" (HIM) - generalmente possiede ( $n_e \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ ). Questa è anche la ragione per cui solitamente si afferma che il gas presente nelle galassie ellittiche è otticamente *sottile*: i principi di proiezione accennati nella Sezione 2, che ci hanno condotto verso alcune leggi empiriche, sono pertanto applicabili senza alcuna correzione legata all'*opacità* del mezzo. Si potrebbe anche far vedere, con un altro tipo di approccio teorico, che le temperature così alte del gas *non* consentono la formazione stellare<sup>18</sup>; in primo luogo, ciò giustificherebbe perchè, nella maggior parte delle galassie ellittiche, non si osserva alcuna emissione in banda ottica da parte di stelle *blu* e giovani (Sezione 3.1.2).

Lo HIM è *diffuso*, e la mappatura delle *isofote* nella banda X rivela che il plasma caldo *non* si trova necessariamente confinato attorno alle stelle presenti nella galassia [8]. In alcuni casi, è possibile giustificare la temperatura raggiunta dal gas osservando che le stelle all'interno delle galassie ellittiche si muovono principalmente seguendo delle orbite con un'elevata dispersione di velocità, oltre le centinaia di chilometri al secondo. Questo fa anche sì che, per alcuni motivi legati alla Fluidodinamica, il gas riesca a scaldarsi alle temperature che osserviamo e, di conseguenza, ad emettere per *Bremsstrahlung* [10]. Ad ogni modo, l'*evoluzione* dello HIM nelle galassie ellittiche è piuttosto complicata, dipendendo anche e soprattutto dalla Dinamica del gas al loro interno, e per tale ragione non verrà discussa in questo frangente. Basti però osservare, per completezza, che la maggior parte dei modelli teorici in merito si basa sul potenziale contributo delle *supernovae* (SNe) al riscaldamento complessivo del mezzo, considerando epoche evolutive passate in cui i *venti* prodotti dalle esplosioni di stelle giovani e massicce avrebbero potuto trasportare del gas ad elevata energia cinetica. Ad ogni modo, in questi modelli è necessario prendere in considerazione l'emissione nella banda *ottica*, discussa in precedenza (Sezione 3.1), e valutare se la presenza di SNe all'interno della galassia sia effettivamente compatibile con

---

<sup>18</sup>Tecnicamente, è possibile dimostrare che la velocità del *suono* in un gas perfetto dipende da  $T^{1/2}$ , per perturbazioni adiabatiche o isoterme. La condizione necessaria e sufficiente per il collasso gravitazionale è che la lunghezza d'onda della perturbazione nel mezzo, sviluppata in onde *piane*, sia superiore a quella detta *di Jeans*, la quale però cresce proprio con la velocità del suono nel gas e pertanto è troppo elevata alle temperature tipiche dello HIM [6].

la metallicità che viene rilevata<sup>19</sup>.

Per concludere, vorrei sottolineare come l'emissione nella banda X relativa ad una galassia ellittica *non* sia necessariamente dovuta al solo raffreddamento del gas caldo presente. Al di là dei processi discreti di *ricombinazione*, che sono tipici dei metalli ionizzati e sui quali non siamo entrati in eccessivo dettaglio, ci sono infatti dei casi in cui la componente ad alte energie dello spettro è dominata dall'emissione delle "low-mass X-ray binaries" (LMXBs) [8]. Le LMXBs sono sistemi formati da una stella di grande massa che orbita attorno ad un oggetto *compatto*, come una stella di neutroni o un buco nero; nel nostro caso, il loro contributo diventa rilevante nel momento in cui osserviamo galassie ellittiche vicine e povere di gas, spesso con un alone che, per ragioni sofisticate, *non* è più in equilibrio idrostatico. Negli altri casi, in generale, è invece possibile ricondurre l'emissione in banda X ai processi di *Bremsstrahlung*, pervenendo tra l'altro ad ottime stime della *massa* complessiva dell'alone gassoso [8].

### 3.3 Banda Radio

I processi di radiazione che abbiamo esaminato finora, almeno da un punto di vista generale, sono considerati come *termici*: ciò significa, in sostanza, che l'emissione elettromagnetica tipica del gas caldo o della fotosfera stellare scaturisce da uno stato di *equilibrio* termico locale, per cui è possibile definire una temperatura media del mezzo e una distribuzione analoga alla (5) per le velocità delle particelle in esso. Osservando una piccola frazione delle galassie ellittiche presenti nel nostro Universo, però, gli astronomi si sono resi conto dell'esistenza di alcuni processi *non* termici al loro interno, legati all'accelerazione di particelle cariche fino a velocità ultra-relativistiche.

In particolare, per evidenze osservative legate alla Dinamica, era noto che al centro delle galassie ellittiche si trovava un SMBH di milioni o miliardi di masse solari, attorno al quale la dispersione di velocità stellare, per quanto visto in precedenza (Sezione 2.1), cresceva con la *massa* del buco nero. Osservando ad esempio alcune galassie di tipo *cD* collocate al centro di ammassi, inoltre, si notò come la brillantezza superficiale nella banda X diminuisse bruscamente in prossimità del nucleo galattico; attorno ad esso erano presenti due *lobi* di plasma *non* termico, invisibili se non nella banda *radio* [8].

Le galassie che presentano simili caratteristiche, legate alla presenza di due *getti* di plasma non termico attorno al buco nero e ad una componente di emissione nella banda radio, sono esempi di *radiogalassie*, e le loro regioni centrali sono denominate "Nuclei Galattici Attivi" (AGN). Non possiamo, per ragioni di complessità e lunghezza, entrare qui nel merito di una loro piena comprensione: nelle sezioni successive, però, si darà qualche cenno ai processi *fisici* che sono alla base della loro emissione radio, considerando alcune informazioni che possiamo trarne.

#### 3.3.1 Sincrotrone

La distribuzione spettrale in banda radio di una radiogalassia presenta un andamento a legge di *potenza*, caratteristico, come accennato in precedenza, di tutti i processi *non* termici (Figura 5).

Una spiegazione molto elegante di un simile risultato, basato su una Fisica tanto essenziale quanto *profonda*, esiste ed è dovuta al noto fisico italiano Enrico Fermi (1901 - 1954):

---

<sup>19</sup>Di fatto, le SNe di tipo Ia rilasciano nel mezzo interstellare gli elementi con un numero atomico prossimo o uguale a quello del *ferro*, mentre quelle di tipo II, originate dal collasso di un nucleo di ferro degenere, liberano elementi *alpha* processati negli strati degli interni stellari [5].

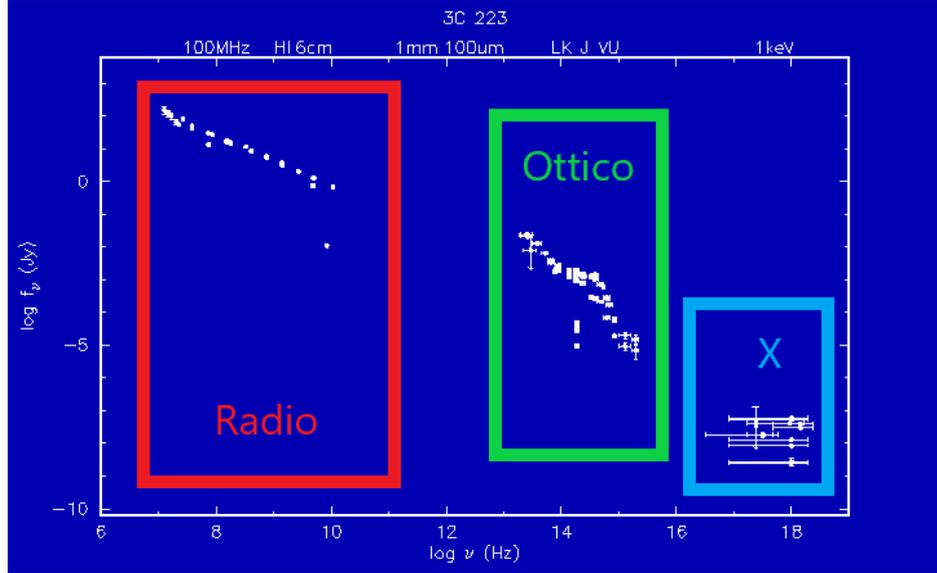


Figura 5: SED esemplificativa della radiogalassia 3C 223, in scala logaritmica; sono evidenziate le tre bande di frequenza che abbiamo analizzato finora, con i rispettivi spettri. Nella banda *radio*, una distribuzione a legge di potenza ( $1 Jy = 10^{-23} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ ).

non possiamo qui entrare nei dettagli della dimostrazione, ma è possibile far vedere che, in presenza di onde d'urto *forti* in un mezzo, le particelle acquisiscono delle energie distribuite secondo una legge di potenza<sup>20</sup>. Di fatto, nel caso di alcuni AGN, fenomeni molto complicati legati all'*accrescimento* di materia attorno al SMBH possono causare la fuoriuscita del gas lungo due getti, diretti verso l'esterno della galassia. Questi getti, espandendosi nel plasma *termico* del gas diffuso (Sezione 3.2.2), formano dei lobi molto estesi, analoghi a quelli accennati in precedenza; la loro dimensione si aggira intorno al centinaio di *kiloparsec* e, in alcuni casi, alle loro estremità si formano regioni - dette *hot spots* - in cui gli elettroni presenti nel plasma vengono *riaccelerati*<sup>21</sup>.

Dunque, se da un lato la presenza di onde d'urto nelle zone prossime ad un AGN garantisce che gli elettroni del plasma siano distribuiti in *energia* come una legge di potenza, dall'altro il campo magnetico presente nelle medesime zone viene al contempo *compressso*; le particelle cariche leggere, di conseguenza, si muoveranno seguendo delle *eliche* circolari attorno alle linee di campo e, per il fatto stesso di essere cariche elettriche in movimento, emetteranno della radiazione elettromagnetica. Tale radiazione, che prende il nome di *sincrotrone*, è proprio generata dal moto di elettroni ultra-relativistici in un campo magnetico più o meno uniforme nello spazio. Supponendo che il numero di elettroni con *energie* comprese fra un certo valore  $\epsilon$  e  $\epsilon + d\epsilon$  si scriva secondo la legge  $N(\epsilon) = N_0 \epsilon^{-\delta} d\epsilon$ , è possibile dimostrare che l'emissività in *frequenza* tipica del sincrotrone è [3]:

$$J_S(\nu) = N_0 H^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2} \quad (9)$$

dove  $N_0$  è una costante fissata dalle osservazioni e  $H$  è il valore in modulo del campo

<sup>20</sup>Un'onda d'urto, dal punto di vista *fisico e matematico*, è una perturbazione che si propaga in un mezzo ad una velocità *superiore* a quella del suono in esso; essa trasporta, nella direzione del suo moto, delle *discontinuità* relative ai valori dei campi in gioco (densità, temperatura, campo magnetico ecc.) [6].

<sup>21</sup>Dedurremo qualche proprietà delle radiosorgenti dalla natura di questi getti più avanti (Sezione 3.3.2). Ad ogni modo, la loro formazione ed evoluzione è un problema di Idrodinamica molto più complicato e in questa trattazione se ne affronteranno le sole conseguenze.

magnetico *medio* presente nella regione di spazio considerata. In particolare, definendo l'indice spettrale  $\alpha = (\delta - 1)/2$  e ragionando in termini del flusso  $S(\nu)$ , dalla (9) si può anche ricavare la relazione  $S(\nu) = S(\nu_0)(\nu_0/\nu)^\alpha$ , dove  $\nu_0$  è una frequenza fissata per cui si conosce il flusso nella banda radio.

Nel caso in cui la radiosorgente sia *compatta* (dimensioni *minori* di uno o pochi *kiloparsec*), d'altra parte, è possibile far vedere che il suo profilo di brillantezza in banda radio, così come quello relativo al flusso, segue un andamento differente: alle più basse energie, laddove il plasma diventa otticamente spesso per la radiazione stessa di sincrotrone, esso è *crescente* nella frequenza ( $B(\nu) \propto \nu^{5/2} H^{-1/2}$ ), mentre nel regime otticamente *sottile*, oltrepassata una certa frequenza di *picco*, esso inizia a *decrescere* seguendo la legge di potenza precedente [3]. Si parla in questo frangente di sincrotrone *autoassorbito*<sup>22</sup>; conoscendo, sulla base delle osservazioni, il valore  $\nu_{max}$  della frequenza di picco, è possibile addirittura stimare l'intensità del campo magnetico presente nelle regioni di accelerazione. Si ha infatti che [3]:

$$H \approx 0.03 \left( \frac{\nu_{max}}{GHz} \right)^5 \left( \frac{S_{max}}{Jy} \right)^{-2} \left( \frac{\theta}{mas} \right)^4 (1+z)^{-1} mG \quad (10)$$

dove  $S_{max}$  è il valore del flusso misurato alla frequenza di picco (in *Jansky*),  $\theta$  è la dimensione *angolare* della sorgente (in *millesimi* di secondo d'arco) e  $z$  è il *redshift* della sorgente osservata<sup>23</sup>.

### 3.3.2 AGN

Concludiamo questa trattazione attraverso la descrizione di alcuni processi che caratterizzano una parte degli AGN dal punto di vista spettrale, non addentrandoci però nelle particolarità legate alle loro differenti tipologie. In primo luogo, occorre precisare che gli spettri di sincrotrone in precedenza discussi *non* sono statici nel tempo, bensì *evolvono* con la radiosorgente stessa. Sappiamo infatti che gli elettroni, irradiando per sincrotrone, perdono parte della loro energia *cinetica* e pertanto, similmente a quanto visto nel caso della *Bremsstrahlung* (Sezione 3.2.1), è possibile definire un loro tempo di vita *medio*. In generale, si può affermare che questo è *inversamente* proporzionale all'energia iniziale delle particelle: elettroni *più* energetici, di conseguenza, perderanno energia *più* rapidamente. Ad ogni tempo caratteristico, diciamo  $t^*$ , è possibile far corrispondere una frequenza caratteristica,  $\nu^*$ , oltre la quale lo spettro tipico del sincrotrone viene "tagliato". Con il passare del tempo, di fatto, il *cut-off* spettrale trasla verso frequenze minori, ma con una velocità via via decrescente: le particelle, divenendo meno energetiche, perderanno infatti la loro restante energia sempre *più lentamente*, facendo variare in modo minore la

<sup>22</sup>Un altro modo di distinguere il sincrotrone *autoassorbito* da quello che non lo è si basa sul grado di *polarizzazione* della radiazione emessa. E' possibile constatare, dal punto di vista osservativo, che la radiazione proveniente da radiogalassie *meno* compatte è al massimo polarizzata al 60%, mentre, per via dell'autoassorbimento, le sorgenti più compatte presentano un grado di polarizzazione inferiore [1].

<sup>23</sup>Sebbene l'equazione (10) fornisca un modo efficiente per stimare l'intensità del campo magnetico nella radiosorgente, peraltro evitando di conoscerne la distanza dall'osservatore, è necessario osservare che l'eventuale presenza di *piccoli* errori osservativi nella stima della frequenza di picco comporterebbe *grandi* errori nel valore di  $H$  così calcolato. Per ovviare a ciò, spesso si stima il campo magnetico supponendo che esso abbia un'intensità tale da *minimizzare* l'energia totale (in massa e campo magnetico) della radiosorgente; il valore così ottenuto, detto tecnicamente "di *equipartizione*", è stato generalmente trovato in accordo con quello ricavato dalla conoscenza dello spettro di sincrotrone autoassorbito, laddove disponibile [3].

frequenza di taglio nell'unità di un tempo scala.

Attenzione però, perchè questo ragionamento è valido *solamente* se gli elettroni del plasma non termico *non* sono riaccelerati; nel caso di AGN, invece, abbiamo discusso della possibilità che due *hot spots* ai bordi dei getti riaccelerino le particelle secondo una legge di potenza in energia. Pertanto, introducendo in tal caso un termine di *iniezione* di particelle della forma  $I(\epsilon, t) = A\epsilon^{-\delta}$  all'interno del nostro modello *idrodinamico* - equivalente ad una riaccelerazione degli elettroni presenti nel plasma - è possibile dimostrare che per frequenze maggiori di  $\nu^*$  lo spettro di sincrotrone segue un andamento del tipo  $S(\nu) \propto \nu^{-(\alpha+0.5)}$  (Figura 6a).

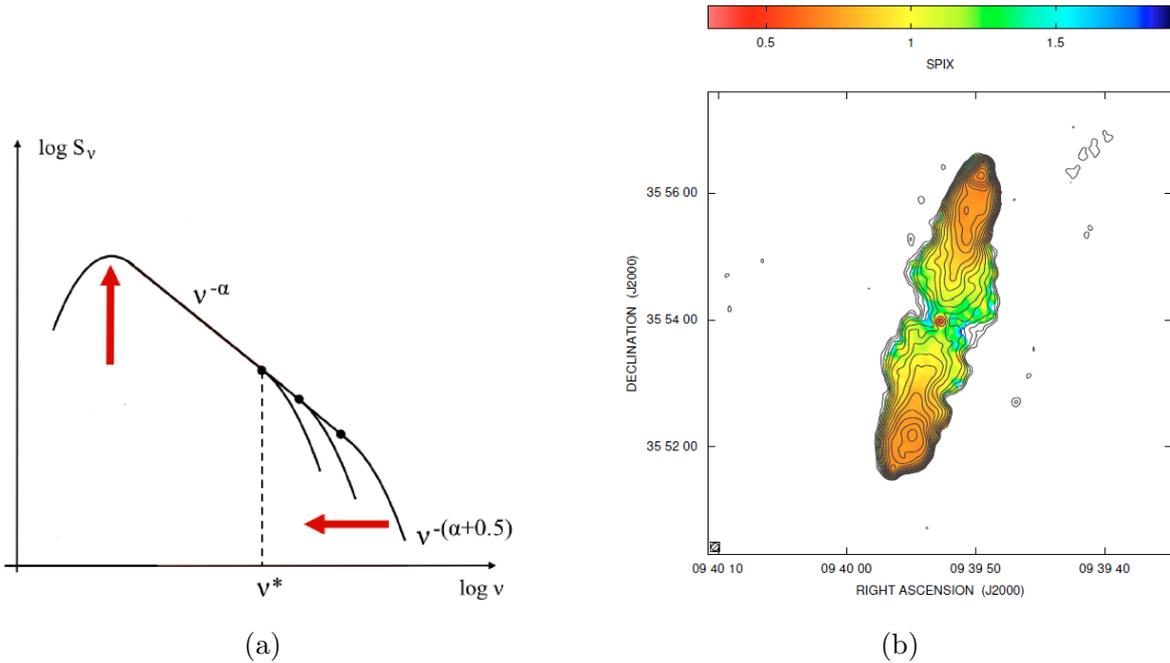


Figura 6: (a) Spettro di sincrotrone modificato dalla perdita energetica di particelle, in presenza di *iniezione* negli *hot spots*. Nel caso in cui sia presente *autoassorbimento*, l'aumento del numero dei fotoni emessi alle basse energie dovrebbe produrre un incremento del flusso alle frequenze del *picco* [3]. (b) Mappa che evidenzia il valore dell'indice spettrale di sincrotrone  $\alpha$  in base alla posizione nella radiogalassia 3C223 [9]. Si noti come, in questo caso, la pendenza dello spettro aumenti muovendosi verso il centro della sorgente.

Poichè gli elettroni che si trovano negli *hot spots* subiscono un'accelerazione, acquisendo energia cinetica, l'età *radiativa* delle radiogalassie brillanti nei lobi si calcola proprio partendo da questi ultimi e spostandosi verso il nucleo. Mentre l'onda d'urto prodotta dal getto in propagazione comprime il mezzo e il campo magnetico che incontra, di fatto, gli elettroni interni al getto iniziano a perdere energia e ad emettere sempre meno: spostandosi verso il centro galattico, di conseguenza, lo spettro in banda radio si irripidisce sempre di più, fino a presentare un netto *cut-off* (Figura 6b). La radiosorgente 3C 223, di cui abbiamo visto la SED in precedenza (Figura 5), presenta degli *hot spots* molto brillanti ed è un AGN relativamente giovane ( $72 \pm 4 \text{ Myr}$ ) [9]; in altri casi, al contrario, l'emissione<sup>24</sup> è dominante nelle regioni nucleari<sup>24</sup>.

<sup>24</sup>Per completezza, vorrei solo accennare al fatto che, negli anni Settanta, i due astronomi B. L. Fanaroff e J. M. Riley costruirono uno schema bipartito di classificazione per gli AGN riportati nel catalogo 3C. Molto sinteticamente, gli oggetti identificati come *FRI* sono più brillanti nelle regioni centrali e presentano

Come già anticipato, anche una minima trattazione della *varietà* di questi oggetti cosmici andrebbe ben oltre gli scopi di questo elaborato, e pertanto non verrà qui inclusa<sup>25</sup>. Basti però osservare, per concludere, che questi particolari esemplari di galassie ellittiche presentano al loro interno dei fenomeni tanto interessanti e complicati da aver coinvolto, e da coinvolgere tutt'ora, scienziati appartenenti a diversi ambiti dell'Astrofisica moderna.

## 4 Conclusioni

Nonostante siano caratterizzate da un'apparente semplicità morfologica, le galassie ellittiche si sono rivelate come alcuni fra gli oggetti astrofisici più importanti del nostro Universo. La loro comprensione, di cui qui abbiamo trattato solamente una minuscola frazione, ha contribuito alla formulazione di molte delle teorie fisiche su cui si fonda la ricerca attuale, dall'ambito della Dinamica sino a quello più incentrato sui processi radiativi. Pertanto, mentre in questa trattazione si è tentato di mettere in luce quanto sia inferibile dalla loro emissione, è a mio avviso doveroso rimarcare che, partendo dai concetti finora esposti, sarebbe possibile addentrarsi in ben più lunghe discussioni in merito all'evoluzione temporale di tali galassie e delle stelle al loro interno. E questo, d'altra parte, è stato e sarà oggetto di studi negli anni a venire.

---

dei getti più "incurvati", mentre quelli di classe *FR II* - come *3C 223* - sono più brillanti alle estremità dei lobi, che appaiono al contempo più "dritti" [1].

<sup>25</sup>Vorrei tra l'altro rimarcare che, in questo contesto, ci siamo occupati esclusivamente dell'emissione *radio* degli AGN, ma ben altri processi radiativi, che contribuiscono alla varietà delle sorgenti e possono essere anche nel *discreto*, sono stati qui tralasciati.

## Riferimenti bibliografici

- [1] Bradley W Carroll e Dale A Ostlie. *An introduction to modern astrophysics*. Cambridge University Press, 2017.
- [2] Luca Ciotti. *Astrofisica Extragalattica*. Appunti, 2020.
- [3] Daniele Dallacasa. *Processi di Radiazione e MHD*. Appunti, 2020.
- [4] Loris Ferrari. *Struttura della Materia*. Appunti, 2020.
- [5] Francesco Rosario Ferraro. *Astrofisica Stellare*. Appunti, 2020.
- [6] Franca Franchi. *Meccanica dei Continui*. Appunti, 2020.
- [7] Hannu Karttunen et al. *Fundamental astronomy*. Springer, 2016.
- [8] Dong-Woo Kim e Silvia Pellegrini. *Hot Interstellar Matter in Elliptical Galaxies*. Vol. 378. Springer Science & Business Media, 2011.
- [9] E Orrù et al. «Low-frequency study of two giant radio galaxies: 3C 35 and 3C 223». In: *Astronomy & Astrophysics* 515 (2010), A50.
- [10] Linda S Sparke e John S Gallagher III. *Galaxies in the universe: an introduction*. Cambridge University Press, 2007.

## Ringraziamenti

Nonostante questa sia solamente la prima tappa di un lungo percorso, all'interno del quale poter imparare e maturare dal punto di vista umano e scientifico, vorrei in queste poche righe ringraziare le persone che mi sono state vicino e mi hanno accompagnato, nel corso di questi anni, verso il raggiungimento di questo piccolo, grande obiettivo.

Ringrazierei innanzitutto i miei parenti e i miei genitori, che pur lontani da me hanno sempre trovato il modo di incoraggiarmi e di avere fiducia nel mio percorso: senza di loro, tutto ciò non sarebbe stato possibile. Un ringraziamento speciale va poi al Prof. Dallacasa, che mi è stato d'aiuto nella scrittura di questo piccolo lavoro, e al Prof. Ciotti, che, come docente e mio Tutor del Collegio Superiore, è sempre stato in grado di seguire con attenzione i miei interessi e di darmi dei preziosi insegnamenti; assieme a loro, un grazie a tutti i professori, gli studenti e le persone dell'Università, con cui ho avuto il piacere di confrontarmi e di imparare sempre qualcosa di nuovo e interessante, per lo studio e la vita in generale.

Infine, ma non affatto da ultimi, vorrei ringraziare tutti coloro che, come una vera famiglia, hanno costellato le mie giornate di vita quotidiana: la mia crescita intellettuale ed umana è in gran parte dovuta a loro, frutto di innumerevoli dialoghi e relazioni nel corso di questi anni.