

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Galassie Ellittiche e Principali Processi di Emissione

Tesi di laurea

Presentata da:
Davide Bevacqua

Relatore:
Chiar.mo Prof. Daniele Dall'oca

Appello I
Anno accademico [2017-2018]

*"[...] Sono stato
uno stagno di buio*

*Ora mordo
come un bambino la mammella
lo spazio*

*Ora sono ubriaco
d'universo"*

G.Ungaretti

*"[...] con quali ordini e leggi a che si volva
questo arcano universo; il qual di lode
colmano i saggi, io d'ammirar son pago."*

G.Leopardi

SOMMARIO

In questo elaborato si parlerà delle caratteristiche delle galassie ellittiche e dei loro principali processi di emissione, focalizzandosi in particolare sulle galassie ellittiche normali. Dopo una breve introduzione riguardante la classificazione morfologica delle galassie, si passerà alle leggi fondamentali empiriche che vigono per le galassie ellittiche: la legge di Sérsic, la legge di Faber-Jackson e la legge di Kormendy; queste ci offrono una relazione tra luminosità, dispersione di velocità e raggio effettivo che ci permette di porre tutte le ellittiche su un unico Piano, detto Fondamentale. In seguito si parlerà dei due processi di emissione principali che ne caratterizzano lo spettro. Lo spettro ottico è dominato dalla radiazione delle stelle, pertanto si tratterà il Corpo Nero e le leggi ad esso associate. Lo spettro X è invece dovuto alla presenza di gas ionizzato che emette per Bremsstrahlung: verrà quindi descritto in dettaglio questo processo, analizzandolo dal singolo evento ione-elettrone al caso generale del plasma termico reale. Infine si farà un brevissimo accenno alle Radiogalassie.

INDICE

1. Generalità	1
1.1 Classificazione e morfologia	1
1.2 Leggi empiriche e Piano Fondamentale	3
1.2.1 Leggi di deVaucouleurs e di Sérsic	3
1.2.2 Legge di Faber-Jackson	3
1.2.3 Legge di Kormendy	4
1.2.4 Piano Fondamentale	4
2. Emissione delle galassie ellittiche	5
2.1 Emissione in banda ottica	5
2.1.1 Il Corpo Nero	6
2.1.2 Legge di Stefan-Boltzmann	7
2.1.3 Approssimazioni di Rayleigh-Jeans e di Wien	7
2.1.4 Legge dello spostamento di Wien	8
2.2 Emissione in banda X	9
2.2.1 Bremsstrahlung	9
2.2.2 Singolo evento	9
2.2.3 Plasma reale	11
2.2.4 Bremsstrahlung Termica	12
2.2.5 Tempo di raffreddamento	13
2.2.6 Autoassorbimento	13
2.3 Emissione in banda radio: cenni sulle Radiogalassie	14

1. GENERALITÀ

1.1 *Classificazione e morfologia*

Il primo passo per lo studio delle galassie è quello di trovare una classificazione che le distingua in base a certi aspetti e caratteristiche che le possano contraddistinguere. Nei primi del '900, Edwin Hubble propose una classificazione di tipo morfologico che risultò essere ottimale, in quanto galassie di forma analoga presentano caratteristiche simili. La classificazione di Hubble distingue tre tipi principali di galassie:

- galassie ellittiche (E)
- galassie a spirale, a loro volta suddivise in 'normali' (S) e barrate (SB)
- galassie irregolari (Irr)

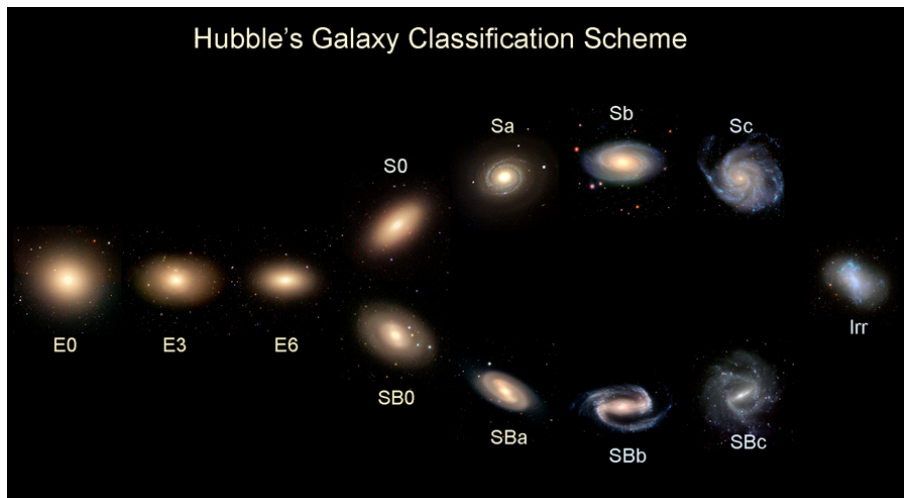


Fig. 1.1: *Classificazione di Hubble*

In particolare, le galassie ellittiche vengono numerate in base al loro schiacciamento: detto $\epsilon = 1 - b/a$ parametro di ellitticità, ove b rappresenta l'asse minore e a quello maggiore, una galassia si dice di tipo E_N , con $N = 10\epsilon$.

Dalle osservazioni si scopre poi che esiste un limite allo schiacciamento delle ellittiche: infatti non sono mai state osservate galassie più schiacciate di $E7$, cioè con un rapporto $b/a < 1/3$.

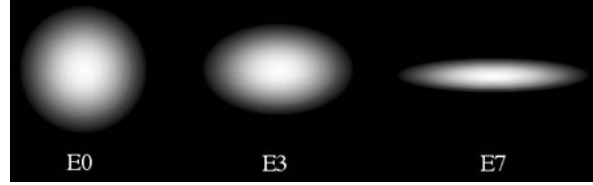


Fig. 1.2: Ellittiche a $N=0,3,7$

È possibile suddividere ulteriormente le galassie ellittiche in sottoclassi che differiscono per alcune proprietà:

- Le galassie ellittiche ‘Normali’ sono oggetti con brillantezza superficiale centrale relativamente alta, la quale decresce col raggio. In questa classe sono incluse ellittiche giganti (gE), ellittiche di luminosità intermedia (E) e ellittiche compatte (cE); il range di magnitudine assoluta B va da $M_B = -23$ a $M_B = -15$, e il range di luminosità varia da 10^8 a $10^{12}L_\odot$; hanno masse comprese tra 10^8 e $10^{13}M_\odot$ e un diametro che spazia da 1 fino ai $200kpc$. Inoltre sono costituite essenzialmente da stelle vecchie, e pertanto hanno un colore integrato rosso.
- Galassie cD: sono oggetti molto luminosi ed estesi (diametri di $0.3 - 1Mpc$), con magnitudine assoluta B che varia da $M_B : -22$ a $M_B = -25$; hanno masse dell'ordine di $10^{13-14}M_\odot$ e un rapporto massa-luminosità molto elevato.
- Galassie ellittiche nane (dE) tendenzialmente meno brillanti delle Normali, con magnitudine tra $M_B = -13$ a $M_B = -19$ e masse tipiche di $10^{7-9}M_\odot$, ed un diametro che varia da 1 a $10kpc$.
- Galassie nane sferoidali (dSph) sono molto poco luminose, con magnitudini in B da $M_B = -8$ a $M_B - 15$ e masse di $10^{7-8}M_\odot$.

In questo elaborato verranno esaminate in particolare le Galassie Ellittiche Normali.

1.2 Leggi empiriche e Piano Fondamentale

Dalle osservazioni è possibile ricavare delle quantità fisiche intrinseche, le quali possono essere messe in correlazione tra di loro e fornire informazioni fondamentali per lo studio delle galassie ellittiche.

1.2.1 Leggi di deVaucouleurs e di Sérsic

Quando si osserva una galassia, ciò che si vede è in realtà la sua proiezione bidimensionale sullo sfondo celeste. In termini di informazione, quindi, ciò che misuriamo è la quantità di fotoni provenienti da una determinata area, cioè un flusso per unità di superficie angolare, che è chiamato brillantezza superficiale, che indichiamo con $\Sigma(R)$, che dipende appunto dal raggio R .

Chiamiamo raggio effettivo R_e di una galassia ellittica il raggio entro cui è contenuta metà della luminosità totale, ovvero tale che:

$$\int_0^{R_e} 2\pi R \Sigma(R) dR = \frac{L_{tot}}{2}$$

Empiricamente deVaucouleurs trovò che la brillantezza segue la legge:

$$\Sigma(R) = \Sigma(0) e^{-7.67[(\frac{R}{R_e})^{1/4} - 1]}$$

Tale formula venne poi generalizzata da Sérsic:

$$\Sigma(R) = \Sigma(0) e^{-b(m)[(\frac{R}{R_e})^{1/m} - 1]}$$

ove m si aggira intorno a 4, ma tende a crescere

o a decrescere con la luminosità; invece il coefficiente $b(m)$ ha un andamento del tipo: $b(m) \sim 2m - \frac{1}{3} + \frac{4}{405m} + o(\frac{1}{m^2})$.

1.2.2 Legge di Faber-Jackson

Dallo studio delle galassie, si trova una legge empirica di proporzionalità tra la luminosità delle ellittiche e la dispersione di velocità, detta legge di Faber-Jackson:

$$L \propto \sigma^{\approx 4}$$

La distribuzione sul piano $\log L - \log \sigma$ ha una dispersione del 40%.

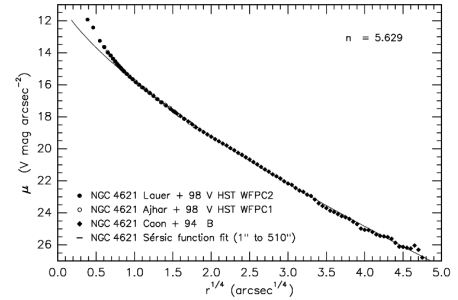


Fig. 1.3: Profilo di brillantezza di quattro galassie ellittiche

1.2.3 Legge di Kormendy

Un'altra correlazione empirica molto importante è quella che lega luminosità e raggio effettivo, espressa dalla legge di Kormendy:

$$L \propto R_e^{\approx 1}$$

1.2.4 Piano Fondamentale

Date queste leggi, scopriamo che le tre quantità L , R_e e σ possono essere ricondotte ad un'unica equazione che è l'equazione di un piano, chiamato Piano Fondamentale.

$$\alpha \text{Log}L + \beta \text{Log}\sigma + \gamma \text{Log}R_e = \delta$$

ove α , β e γ non sono propriamente costanti, ma hanno una leggera dipendenza dagli stessi L , σ e R_e . Tale piano ha uno spessore del 5%.

Si noti che proiettando il piano su $\log L - \log \sigma$ si ritrova la dispersione della F-J, la quale altro non è altro che l' 'ombra' del piano fondamentale.

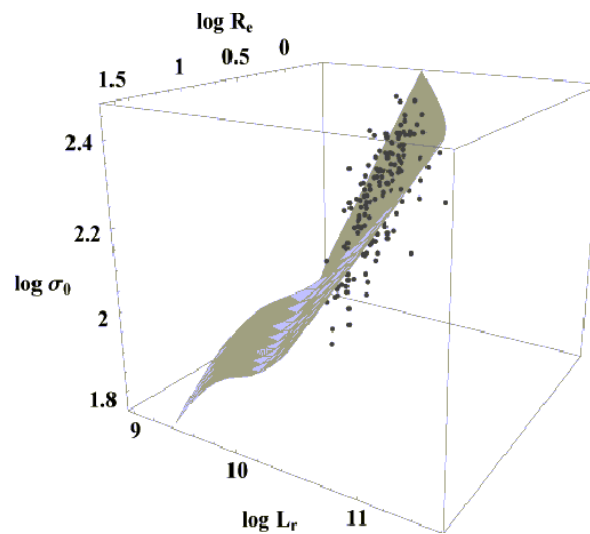


Fig. 1.4: Piano Fondamentale

2. EMISSIONE DELLE GALASSIE ELLITTICHE

Per una galassia ellittica normale, lo spettro di emissione risulta principalmente dominato dalla radiazione ottica e dalla radiazione X. La prima è dovuta alle stelle di cui è costituita, mentre la seconda è originata dai processi di Bremsstrahlung termica dovuti alla presenza di Hot Ionized Medium. Le altre finestre osservative contribuiscono poco o niente all'emissione complessiva delle ellittiche, se non in casi specifici quali ad esempio le radiogalassie.

2.1 Emissione in banda ottica

La radiazione ottica che ci arriva dalle galassie ellittiche è dovuta essenzialmente alle stelle che la compongono, che sono generalmente molto vecchie. Gli spettri galattici che osserviamo sono il risultato della composizione degli spettri delle singole stelle, e dalla loro analisi siamo in grado di ottenere importanti informazioni sulle caratteristiche della galassia osservata.

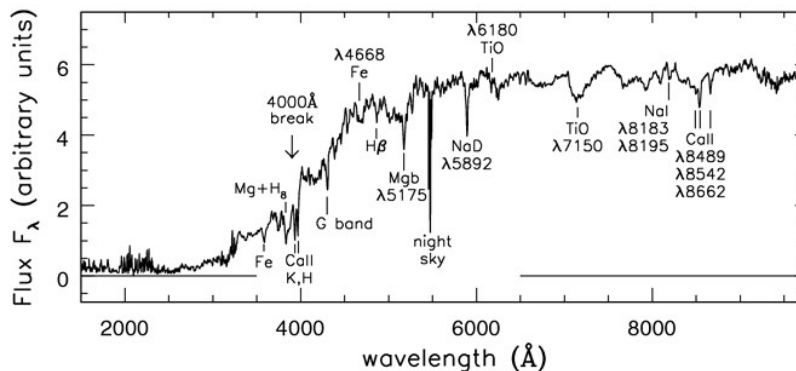


Fig. 2.1: Spettro ottico

Essendo assente l'attività di formazione stellare, e dunque essendo prive di stelle giovani e massicce, il maggior contributo alla luminosità nelle E-galaxies è dovuto alle giganti e supergiganti rosse. Come conseguenza, il colore integrato delle galassie ellittiche è tendenzialmente rosso.

Nella figura qui sopra vediamo un classico esempio di spettro in banda ottica di una galassia ellittica. Notiamo in particolare delle forti righe in assorbimento del Ca , del Mg e del TiO , tipiche delle stelle di classe K ed M (Harvard Spectral Classification).

Nelle galassie ellittiche è inoltre presente un gradiente di colore, che fa sì che esse risultino più rosse vicino al centro. Tale gradiente di colore è indice di un gradiente di età e metallicità, che ci suggerisce che al centro delle galassie ellittiche si concentrano le stelle più vecchie e con metallicità più alta.

2.1.1 *Il Corpo Nero*

Lo spettro delle stelle può essere approssimato a quello di un Corpo Nero. Definiamo Corpo Nero un oggetto ideale in equilibrio termico che assorbe interamente la radiazione incidente e la riemette isotropicamente. Se chiamiamo $\mu(\nu)$ l'assorbimento spettrale e $\epsilon(\nu)$ l'emissività spettrale, entrambe dipendenti dalla frequenza ν , la condizione di equilibrio termico è: $\mu(\nu) = \epsilon(\nu) = 1$.

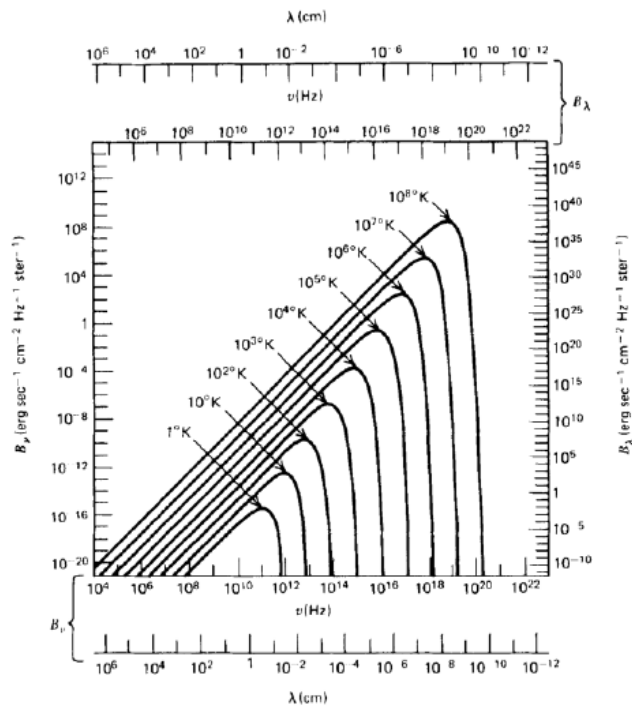


Fig. 2.2: *Spettri di corpo nero in scala logaritmica a varie temperature*

La legge di Kirchoff per l'emissione termica $J(\nu) = \epsilon(\nu)B(\nu, T)$ ci porta quindi a dire che all'equilibrio termico l'emissività $J(\nu)$ eguaglia la brillantezza superficiale $B(\nu, T)$ che è una funzione universale che dipende solo dalla frequenza e dalla temperatura.

Tale funzione è data dalla legge di Plank:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ ster}^{-1}]$$

che può essere riscritta in funzione della lunghezza d'onda λ come:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ ster}^{-1}]$$

Il grafico della funzione in scala logaritmica è rappresentato in figura 2.2.

La figura rappresenta gli spettri di corpo nero in scala logaritmica a diverse temperature; si nota subito una proprietà fondamentale delle curve di corpo nero: esse non si intersecano mai. Ciò vuol dire che a parità di frequenza, la brillantezza di un corpo nero è maggiore per temperature più elevate.

2.1.2 *Legge di Stefan-Boltzmann*

Integrando $B(\nu, T)$ su tutte le frequenze otteniamo che

$$B(T) = \frac{2k^4\pi^4}{c^2h^315} T^4$$

La densità di flusso F per radiazione emessa isotropicamente con intensità $B(T)$ è:

$$F = \pi B(T) = \sigma T^4$$

ove $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ [erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}]$ è la costante di Stefan-Boltzmann.

Da questa, possiamo ottenere una relazione tra luminosità e temperatura di una stella di raggio R che emette come corpo nero:

$$L = 4\pi\sigma R^2 T_e^4 \quad [\text{erg s}^{-1}]$$

ove T_e è la temperatura effettiva della stella.

2.1.3 *Approssimazioni di Rayleigh-Jeans e di Wien*

Possiamo studiare la funzione di Planck in due regimi:

- Se i fotoni sono poco energetici, ovvero se $h\nu \ll kT$ allora:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = 2kT \left(\frac{\nu}{c}\right)^2$$

che è l'approssimazione di Rayleigh-Jeans

- Se invece i fotoni sono molto energetici, $h\nu \gg kT$, possiamo approssimare $B(\nu, T)$ a:

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

ed è detta approssimazione di Wien.

2.1.4 Legge dello spostamento di Wien

Come si vede in figura 2.2 e ancor meglio in figura 2.3, fissata la temperatura, ogni planckiana presenta un massimo a cui corrisponde un massimo di frequenza o lunghezza d'onda nella distribuzione dell'intensità di radiazione. Il calcolo di tale massimo ci dà la legge dello spostamento di Wien, in termini di frequenza o lunghezza d'onda massime:

- $\nu_{max}/T = 5.88 \times 10^{10} \text{ [Hz K}^{-1}\text{]}$
- $\lambda_{max}T = 0.29 \text{ [cm K]}$

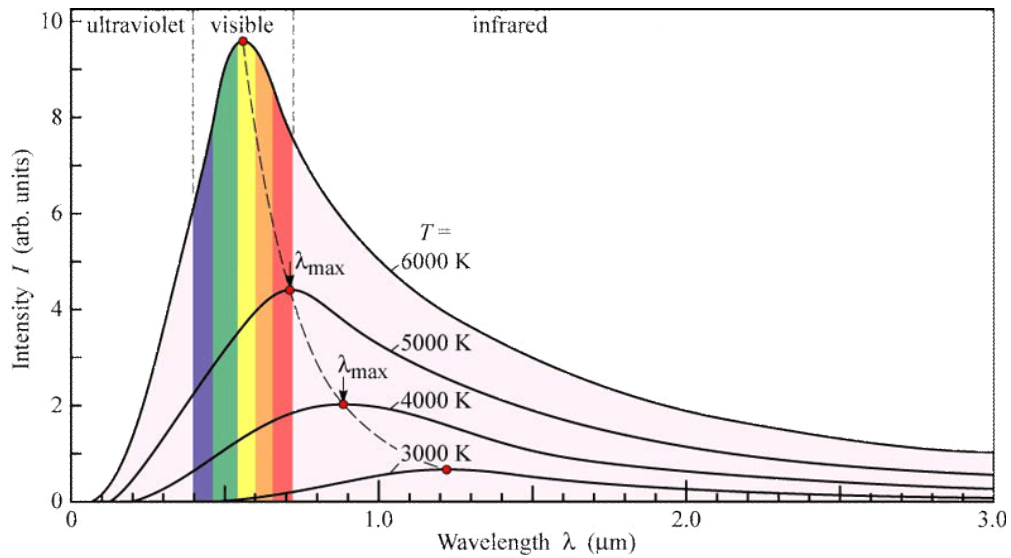


Fig. 2.3: Spettro di Corpo Nero

2.2 Emissione in banda X

Come già detto in precedenza, le galassie ellittiche emettono in banda X a causa del gas caldo (*Hot Ionized Medium*) presente, che generalmente costituisce all'incirca l'1% della massa totale delle ellittiche. Lo HIM si presenta come plasma raccolto in grandi nubi che possono raggiungere dimensioni dell'ordine delle decine di kpc per le galassie più luminose, e che portano a densità $n < 10^{-2} \text{cm}^{-3}$. La temperatura del gas è dell'ordine di $T = 10^{6 \div 7} \text{K}$, che viene raggiunta a causa delle onde d'urto originate dalle supernovae (*Type Ia*) o da venti stellari violenti. A tali temperature il mezzo interstellare è ionizzato: cariche libere che interagiscono con altre cariche libere sono soggette ad accelerazione, e dunque emettono radiazione. Tale radiazione è chiamata *Bremsstrahlung*: Gas caldo ionizzato emette sempre per *Bremsstrahlung*.

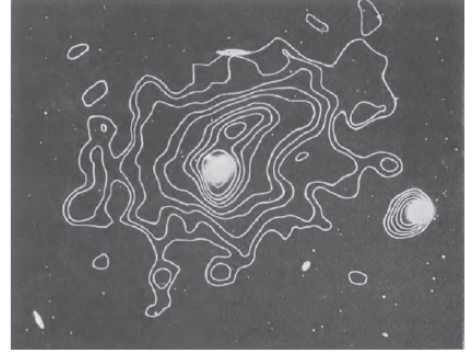


Fig. 2.4: Distribuzione HIM di NGC4406

2.2.1 Bremsstrahlung

La parola *Bremsstrahlung* vuol dire propriamente "radiazione di frenamento" e fa riferimento alla decelerazione che gli elettroni subiscono quanto passano nel campo Coulombiano degli ioni. Si vedrà come la *Bremsstrahlung* dipenda dall'inverso del quadrato della massa della particella che irradia, ed è per questo che si fa riferimento alla radiazione emessa dagli elettroni, non essendo apprezzabile il 'frenamento' degli ioni.

La *Bremsstrahlung* dipende dalla velocità con cui si muovono le cariche, per cui è possibile distinguere il caso termico da quello relativistico, ma in questo elaborato ci limiteremo al primo caso, essendo quello di maggior interesse per lo studio dello HIM.

2.2.2 Singolo evento

Consideriamo un elettrone di carica negativa $e = 1.602 \times 10^{-19} [C]$ che interagisce con uno ione di carica positiva $+Ze$, con Z numero atomico. L'elettrone, interagendo, viene decelerato e pertanto perderà energia sotto forma di radiazione; la potenza irradiata è data dalla formula di Larmor:

$$P(t) = -\frac{dW(t)}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a(t)^2}{c^3}$$

ove $a(t)$ è l'accelerazione dovuta alla forza di Coulomb e vale

$$a(t) = -\frac{Ze^2}{m_e x(t)^2}$$

con $m_e = 0.911 \times 10^{-27}g$ massa dell'elettrone. Notiamo subito che, essendo l'accelerazione inversamente proporzionale alla massa, anche la potenza emessa ne dipende (quadraticamente), cioè $P \propto m^{-2}$, come già in precedenza anticipato. Notiamo inoltre che $P \propto x(t)^{-4}$, ovvero più ravvicinato è l'incontro tra le due cariche, maggiore è la radiazione emessa. Se definiamo il parametro d'impatto b come la minima distanza che le due cariche raggiungono durante l'interazione, a questo parametro corrisponde la massima accelerazione e quindi la massima emissione:

$$P_{max} = \frac{2e^2}{3c^3} \left(\frac{Ze^2}{m_e b^2} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2 b^4}$$

Se definiamo il *tempo di collisione* come l'intervallo di interazione che inizia e finisce quando l'elettrone si trova ad una distanza b dal punto di minima distanza, allora, per un elettrone che si muove a velocità v , il tempo di collisione è pari a $\Delta t = \frac{2b}{v}$. L'energia massima emessa risulta quindi essere:

$$P_{max} \Delta t = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^3 v}$$

Osservazioni:

1. $P \Delta t \propto v^{-1}$, pertanto a b fissato gli elettroni più veloci emettono di meno, essendo il tempo di interazione inferiore.
2. $P \Delta t \propto b^{-3}$, pertanto a v fissata tanto più è piccolo il parametro di impatto, tanto maggiore è l'energia emessa.

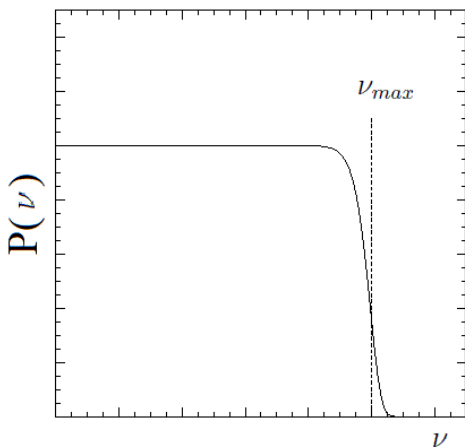


Fig. 2.5: Potenza emessa in funzione della frequenza

Effettuando l'analisi di Fourier del moto della carica si ottiene la distribuzione spettrale della radiazione emessa in termini di frequenza. Essa risulta piuttosto piatta fino ad una frequenza massima $\nu_{max} = \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b}$, oltre la quale cala quasi verticalmente. Allora, approssimando lo spettro ad un rettangolo di larghezza $\Delta\nu = \nu_{max}$, l'energia irradiata in una collisione per intervallo unitario di frequenza si potrà scrivere come:

$$\frac{P \Delta t}{\Delta\nu} = \frac{dW}{d\nu} \simeq \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^2 v^2}$$

2.2.3 Plasma reale

Per trattare un plasma reale occorre dapprima valutare la distribuzione delle cariche nel volume entro cui sono confinate, ed in particolare occorre fare delle considerazioni sul parametro d'impatto che chiaramente sarà in genere differente per ogni interazione ione-elettrone.

Sia n_{ion} la densità di ioni. In un tempo dt , con un parametro d'impatto compreso tra b e $b+db$, un singolo elettrone che si muove a velocità v si scontrerà con tutti quegli ioni che si trovano entro un cilindro di lunghezza vdt e spessore db , cioè tutti gli ioni entro il volume

$$dV = (2\pi b db) \cdot (vdt)$$

. Il numero di ioni in tale volume è $n_{ion}dV$. Se supponiamo di avere un flusso di elettroni con densità n_e , che si muovono tutti con la stessa velocità v , il numero di collisioni per unità di tempo e di volume è:

$$\frac{dN}{dt dV} = 2\pi n_{ion} n_e v db$$

Pertanto, per un plasma reale che emette per Bremsstrahlung, l'emissività specifica $J_{br}(v, \nu)$, cioè l'emissione di energia per unità di frequenza, di tempo e di volume è:

$$J_{br}(v, \nu) = \frac{dW(b)}{dv dt dV} = 2\pi n_e n_{ion} v \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dW(b)}{dv} = \frac{32}{3} \frac{\pi e^6 Z^2}{c^3 m_e^2} \frac{n_e n_{ion}}{v} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$$

- Il b_{max} rappresente il valore oltre il quale si ha, in termini di frequenza, il cut-off oltre il quale le interazioni sono trascurabili, e quindi $b_{max} \simeq \frac{v}{4\nu_{max}}$
- Il b_{min} può essere valutato sia in termini classici che in termini quantistici: nel primo caso, in ordini di grandezza, poiché $|\Delta v_{max}| = |2v| \implies |\Delta v| \sim a\Delta t \leq v \implies (b_{min})_{class.} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$. Il limite quantistico invece entra in gioco per temperature $T \geq 10^8 K$, pertanto lo trascuriamo.

Nota:

Una trattazione quantistica più esatta introduce il fattore correttivo di Gaunt $\bar{g}_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$ per l'emissività, e quindi otteniamo

$$J_{br}(v, \nu) = \frac{32}{3\sqrt{3}} \frac{\pi e^6 Z^2}{c^3 m_e^2} \frac{n_e n_{ion}}{v} \bar{g}_{ff}$$

2.2.4 Bremsstrahlung Termica

Per un'esatta descrizione della Bremsstrahlung dobbiamo tenere conto anche della distribuzione di velocità degli elettroni. Se il plasma è in equilibrio termodinamico parliamo di *Bremsstrahlung Termica* in cui la descrizione statistica delle velocità è data dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann.

La probabilità che un elettrone abbia una velocità compresa tra v e $v + dv$ è:

$$d\mathcal{P}(v) \propto v^2 e^{-m_e v^2/kT} dv = f(v) dv$$

Poichè l'energia $h\nu$ di un fotone emesso corrisponde all'energia cinetica persa dall'elettrone, il fotone non può essere più energetico dell'elettrone, ovvero $h\nu \leq m_e v^2/2$, e quindi otteniamo una velocità minima $v_{min} = \sqrt{\frac{2h\nu}{m_e}}$.

L'emissività specifica per la Bremsstrahlung termica risulta quindi essere:

$$J_{br}(\nu, T) = \frac{\int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(\nu, v) f(v) dv}{\int_0^{\infty} f(v) dv} = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_{ion} \bar{g}_{ff}(\nu, T) T^{-1/2} e^{-h\nu/kT}$$

Possiamo notare che l'emissività in funzione della frequenza rimane praticamente piatta fino al cut-off esponenziale; possiamo quindi definire la frequenza di cut-off come $\nu_{cutoff} = kT/h$.

Integrando poi su tutte le frequenze si ottiene l'emissività totale:

$$J_{br}(T) = 1.4 \times 10^{-27} n_e n_{ion} g_B(T) Z^2 T^{1/2} \quad [erg s^{-1} cm^{-3}]$$

Nota:

- $J_{br}(\nu, T) \propto T^{-1/2}$ a velocità maggiori corrispondono tempi di interazione minori e quindi minore emissività.
- $J_{br}(T) \propto T^{1/2}$ perchè il cut-off si sposta a frequenze maggiori, per cui i fotoni emessi sono più energetici.

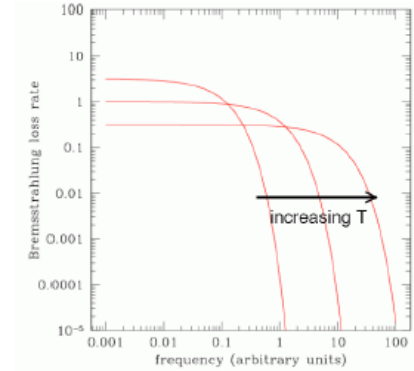


Fig. 2.6: Aumento della frequenza di cut-off con la T

2.2.5 Tempo di raffreddamento

Definiamo *tempo di raffreddamento* il rapporto tra l'energia termica per unità di volume del plasma ($E_{th} = \frac{3}{2}(n_e + n_{ion})kT$) e la quantità di energia persa per Bremsstrahlung:

$$t_{br} = \frac{E_{th}}{J_{br}(T)} \simeq 6 \times 10^3 \frac{T^{1/2}}{n_e g_B} \quad [yr]$$

ove si è supposto $n_e \sim n_{ion}$

Notiamo quindi che per lo HIM nelle galassie ellittiche, i tempi di raffreddamento per Bremsstrahlung sono dell'ordine di $10^{8-9} yr$ (dati $T \sim 10^7 K$ e $n_e \sim 10^{-3} cm^{-3}$), pertanto di fatto non si raffreddano mai.

2.2.6 Autoassorbimento

Se il plasma è opaco alla propria radiazione allora può presentarsi autoassorbimento; per la Bremsstrahlung ciò avviene generalmente per le basse frequenze. Infatti, si consideri nuovamente la legge di Kirchoff $J(\nu, T) = 4\pi\mu(\nu, T)B_{CN}(\nu, T)$, pertanto il coefficiente di assorbimento per la Bremsstrahlung risulta essere:

$$\mu_{br}(\nu, T) = \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi B(\nu, T)} \simeq 3.7 \times 10^8 n_e n_{ion} Z^2 g_{ff} T^{-1/2} \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) \quad [cm^{-1}]$$

E quindi l'assorbimento diventa meno rilevante all'aumentare della frequenza.

Essendo la brillantezza di una nube autoassorbente $B(\nu, T) = B_{CN}(\nu, T)(1 - e^{-\mu(\nu, T)l_0})$

$$\implies B(\nu, T) \propto \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} (1 - e^{-\mu(\nu, T)l_0})$$

Possiamo allora distinguere tre regimi:

- A basse frequenze, $B(\nu, T) \propto \nu^2(1 - e^{-\mu(\nu, T)l_0})$ e quindi la brillantezza dipende dall'opacità:

1. Se $\mu(\nu, T)l_0 \gg 1$, allora $B(\nu, T) \propto \nu^2$
2. Se $\mu(\nu, T)l_0 \ll 1$, lo sviluppo dell'esponenziale ci dà $B(\nu, T) \propto \nu^0$, cioè lo spettro resta piatto all'aumentare della frequenza.

- Ad alte frequenze domina il taglio esponenziale: $B(\nu, T) \propto e^{-h\nu/kT}$

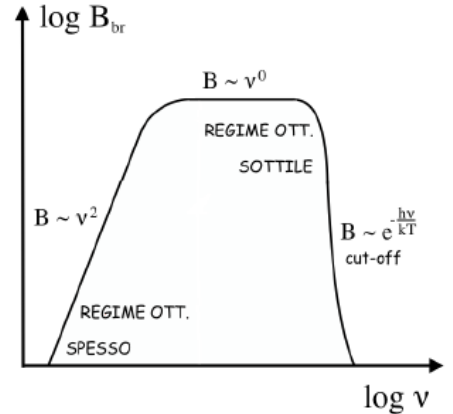


Fig. 2.7: Spettro di Bremsstrahlung autoassorbito

2.3 *Emissione in banda radio: cenni sulle Radiogalassie*

Una piccola percentuale delle galassie ellittiche osservate presenta uno spettro radio molto luminoso, con luminosità dell'ordine di $L_{radio} \sim 10^{40 \div 47} \text{ erg/s}$. Per questo motivo tali galassie vengono dette *Radiogalassie*.

L'origine di questa radiazione è legata alla presenza di AGN al centro delle galassie, cioè di buchi neri supermassicci i quali, accrescendo materia, generano due getti tendenzialmente simmetrici dalla classica forma a lobo. Tali getti possono raggiungere estensioni dell'ordine del *Mpc*.

L'emissione radio è dovuta agli elettroni ultrarelativistici che interagiscono col campo magnetico della galassia, ed emettono per Sincrotrone.

Gli stessi elettroni che emettono per sincrotrone possono poi interagire coi fotoni radio emessi e cedere loro energia per Inverse Compton, portandoli ad energie dell'ordine dei *keV*, cioè renderli X-ray.

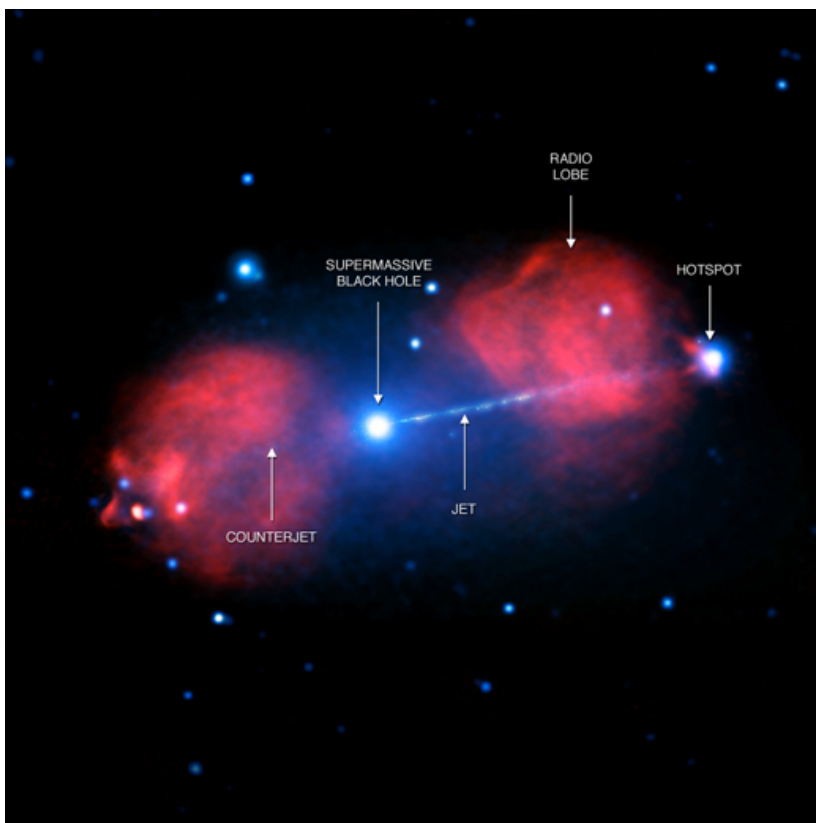


Fig. 2.8: Radiogalassia Pictor A, sovrapposizione Radio e X-ray

BIBLIOGRAFIA

- [1] L.Ciotti, *Appunti di Astrofisica Extragalattica*, A.A 2016-2017
- [2] G.Bertin, *Dynamics of Galaxies*, Cambridge University Press (2014)
- [3] J.Binney, S.Tremaine, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press (2008)
- [4] J.Binney, M.Merrifield, *Galactic Astronomy*, Princeton University Press (1998)
- [5] B.Carroll, D. Ostlie, *An Introduction to Modern Astrophysics*, Pearson Education, Inc. (2007)
- [6] L.Woltjer, *Interstellar Matter in Galaxies*, W.A. Benjamin, Inc. (1962)
- [7] D.-W. Kim, S. Pellegrini, *Hot Interstellar Matter in Elliptical Galaxies*, Springer Science+ Business Media (2012)
- [8] C.Fanti, R.Fanti, *Una finestra sull'universo invisibile: lezioni di radioastronomia*, Dispense (2012)
- [9] G.Rybicki, A.Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons (1979)
- [10] M.Vietri, *Astrofisica delle Alte Energie*, Bollati Boringhieri (2006)
- [11] Thierry J., L.Courvoisier, *High Energy Astrophysics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2013)
- [12] A.Ferrari, *Stelle, Galassie e Universo*, Springer-Verlag Italia (2011)