

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di galassie a spirale

Tesi di Laurea

Presentata da:
Benedetto Sbaraglia

Relatore:
Chiar.mo Prof.
Daniele Dallacasa

Sessione III

Anno Accademico 2015-2016

Indice

0.1	Introduzione	1
1	Le fasi del mezzo interstellare	2
1.1	Hot ionized medium :	2
1.2	Warm ionized medium :	3
1.3	Warm neutral medium:	3
1.4	Cold neutral medium :	4
2	Processi di emissione nelle galassie a spirale	5
2.1	Banda radio	5
2.1.1	Sincrotrone	5
2.1.2	Riga 21 cm	8
2.2	Banda IR	10
2.2.1	Polvere	10
2.3	Banda Visibile	13
2.3.1	Corpo Nero	13
2.3.2	Emissione in riga	14
2.4	Banda X	15
2.4.1	Bremsstrahlung	15
2.5	Banda γ	16

0.1 Introduzione

E' da meno di cent'anni che gli astronomi sono a conoscenza del fatto che effettivamente esistono oggetti al di fuori della nostra Galassia (Via Lattea) e che le dimensioni dell'Universo sono significativamente piú grandi di quello che ci si poteva aspettare. I mattoni che formano il nostro Universo sono appunto le galassie, corpi celesti che vennero classificati per caratteristiche prettamente morfologiche da Hubble. Le tre famiglie principali sono: galassie ellittiche, irregolari e galassie a spirale. In questo elaborato ci soffermeremo su quest'ultima famiglia di galassie e ne descriveremo i fenomeni piú importanti legati all'emissione elettromagnetica. Queste galassie sono morfologicamente piú complicate delle galassie ellittiche, però da un punto di vista osservativo questo è un vantaggio in quanto avendo una forma a disco siamo in grado di definirne l'angolo di vista col quale le osserviamo. Una tipica galassia a spirale ha appunto la forma di un disco; nelle regioni centrali di questo disco troviamo una struttura ellissoidale piú o meno allungata chiamata *bulge* mentre tutto attorno alla galassia è presente un alone di forma pressoché sferica che avvolge completamente la galassia.

Posti sopra il disco troviamo poi i bracci a spirale e a seconda che siano piú o meno avvolti su se stessi permettono di suddividere la grande famiglia delle galassie a spirale in sotto-classi: *Sa*, *Sb*, *Sc*. Se poi i bracci sono poco definiti parleremo di galassie *S0*, considerate il punto di incontro tra galassie a spirale ed ellittiche.

I processi legati all'emissione di una galassia a spirale ovviamente sono caratterizzati dalle componenti strutturali, stellari ed interstellari della stessa. Nel prossimo capitolo parleremo infatti delle varie fasi del mezzo interstellare che possiamo trovare in una galassia a spirale, cercheremo di darne una loro esaustiva descrizione per quanto ne riguarda la composizione chimica, la densità, la temperatura, per poi arrivare a concludere l'elaborato descrivendo i principali meccanismi di emissione.

Capitolo 1

Le fasi del mezzo interstellare

Pur rappresentando una piccola frazione della massa di una galassia (5 – 10%), l'ISM è responsabile di tutti i processi radiativi che andremo ad analizzare. L'80% dello spazio interstellare nelle galassie a spirale è occupato da gas atomico o molecolare freddo ad alta densità.

Sono presenti poi nubi più dense che occupano uno spazio $< 5\%$.

Per avere un'idea di cosa possa significare il concetto di *denso* per il mezzo interstellare basti pensare al fatto che la densità media è di 0.3 cm^{-3} , nelle nubi molecolari è di 10^6 cm^{-3} , mentre per l'atmosfera terrestre parliamo di densità dell'ordine di $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

¹

1.1 Hot ionized medium :

- $T > 10^6 \text{ K}$, $n < 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$

Questa è una fase scaldata da forti shocks derivanti da esplosioni di supernove o da violenti venti stellari. A causa del suo elevato tempo di raffreddamento occupa una grande frazione dell'ISM. Nelle galassie a spirale è concentrata nel bulge e diffusa nell'alone galattico emettendo principalmente radiazione di *bremstrahlung termica* nella banda X. Un processo secondario è la *ricombinazione*, cioè l'emissione in riga da parte di transizioni *free – bound* (nella banda X) e *bound – bound* (nell'ottico).

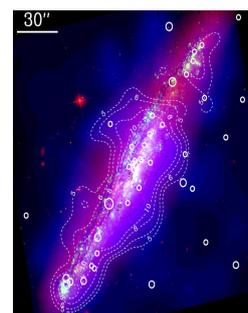


Figura 1.1: *Emissione X della galassia a spirale NGC 5775*

¹La densità è espressa come numero di particelle per cm^3

1.2 Warm ionized medium :

- $T > 10^4 K$, $n > 1.0 cm^{-3}$

Questa fase è associata a regioni *HII*, dove appunto si ha che il mezzo interstellare è ionizzato dalla radiazione UV proveniente da stelle giovani di grande massa e molto calde (classe O e B), oppure attorno a nebulose planetarie formatesi nei pressi di stelle con grande perdita di massa. Nelle galassie a spirale è situata nei bracci ed occupa solamente il 2 – 4% di tutto il volume dell'ISM. ²

Una nube di *HII* è una nube di idrogeno ionizzato con un limite ben definito chiamato *raggio di Stromgren*. Questo limite viene dato dall'equilibrio tra i processi di fotoionizzazione e quelli di ricombinazione.

I principali meccanismi che andremo ad analizzare nei capitoli successivi e che ci permettono di studiare queste zone sono: *Bremsstrahlung* (emissione nel continuo nel radio/IR/sub-mm) ed *emissione in riga* nell'ottico.

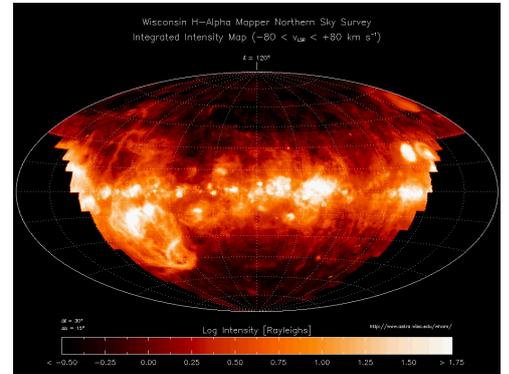


Figura 1.2: *Regioni HII della nostra galassia visibili dall'emisfero boreale*

1.3 Warm neutral medium:

- $T \sim 6 \cdot 10^3 K$, $n \sim 0.3 cm^{-3}$

3

Questa fase del mezzo interstellare, composta principalmente da idrogeno neutro (HI), è osservabile tramite l'emissione in riga $21 cm$. Occupa dal 30 al 60 % del gas presente nel disco delle galassie a spirale, quindi regioni di questo tipo potremo trovarle lungo tutto il disco mentre difficilmente si osserveranno nelle zone centrali a causa dell'elevata temperatura che ionizza l'idrogeno. Come poi vedremo l'osservazione della riga $21 cm$ è legata anche ad un altro aspetto molto importante: *la rotazione differenziale delle galassie a spirale*, argomento che tratteremo successivamente.

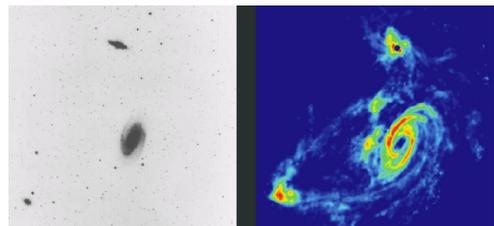


Figura 1.3: *galassie del gruppo M81*

²In realtà WIM è stato anche osservato in regioni distanti da regioni di formazione stellare, sia nella nostra galassia (Reynolds,1980,1984) sia in galassie esterne. Questo materiale nella nostra galassia viene chiamato *Reynolds layer*, ha $T \sim 6000K$ e $n \sim 0.3 cm^{-3}$

³Le temperature e le densità riportate si riferiscono a regioni lontane da stelle giovani e calde in quanto in zone di fotodissociazione attorno a regioni HII la densità può essere molto maggiore.

1.4 Cold neutral medium :

- $T = 10^2 K$, $n \sim 20 - 60 \text{ cm}^{-3}$

É questa una fase del mezzo interstellare situata come il *WIM* nei bracci di spirale.

Nel caso in cui parliamo di zone a densità standard, come quelle indicate sopra, troveremo principalmente idrogeno neutro, in zone invece dove la densità è maggiore ($n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10 \text{ K}$) troveremo idrogeno non atomico, ma molecolare (H_2).

Non osserveremo emissione nel continuo, bensí emissione in riga (di molecole presenti in queste nubi) nelle bande *mm/sub – mm/radio*; dal collasso gravitazionale di queste nubi si formano poi le stelle.

É importante dire che pur avendo un ruolo cosí importante quale la formazione stellare, queste nubi piú dense occupano solamente l' 1% del volume del ISM.

Il *CNM* è anche associato alla presenza di polvere, la quale è responsabile di importanti fenomeni fisici che verranno descritti successivamente.



Figura 1.4: *The Soul Nebula*

Conclusa questa prima parte andremo ora ad analizzare i seguenti processi fisici responsabili dell'emissione nelle galassie a spirale:

- **Radio**: Sincrotrone
- **IR**: Emissione della polvere
- **Ottico**: Emissione di Corpo Nero dovuta alle stelle
- **X**: Bremsstrahlung termica
- γ : Inverse Compton, Bremsstrahlung non termica, Raggi Cosmici

Capitolo 2

Processi di emissione nelle galassie a spirale

2.1 Banda radio

Nella banda radio l'emissione delle galassie a spirale è principalmente di due tipi: *radiazione di sincrotrone* che emetterá, come vedremo, nel continuo ed *emissione in riga 21 cm*. A questi due processi principali si va a sommare un altro contributo di radiazione di origine termica: *Bremsstrahlung*.

2.1.1 Sincrotrone

Per poter osservare radiazione di sincrotrone in una determinata zona dell'ISM sono richieste due cose fondamentali : presenza di campo magnetico e presenza di particelle ultra relativistiche. Sappiamo infatti che una particella carica in presenza di campo magnetico è soggetta alla forza di Lorentz:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{q}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (2.1)$$

Separando l'equazione nelle due componenti della velocità otteniamo:

$$\frac{d(mv_{\parallel})}{dt} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{d(mv_{\perp})}{dt} = \frac{q}{c} v \sin\theta H = \frac{q}{c} v_{\perp} H \quad (2.3)$$

¹ Il risultato ottenuto da queste due equazioni ci dice che non abbiamo una forza agente lungo le linee del campo in quanto $\mathbf{v}_{\parallel} \times \mathbf{H} = 0$.

¹ θ viene definito angolo di Pitch, ossia l'angolo formato tra la direzione istantanea della velocità e le linee di forza del campo magnetico

La componente perpendicolare invece genera un' accelerazione centripeta e quindi la traiettoria della particella è una circonferenza. La composizione quindi di un moto circolare e di un moto uniforme restituiscono un moto elicoidale.

La potenza emessa sarà data dalla *formula di Larmor relativistica*

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m^2 c^3} \beta^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (2.4)$$

nel caso in cui poi $\beta \simeq 1$ ed $\varepsilon = m_0 c^2 \gamma \Rightarrow \gamma = \frac{\varepsilon}{m_0 c^2}$ riscriveremo la (2.4) come :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{q^4}{m_0^4 c^7} \varepsilon^2 H^2 \sin^2 \theta = 2 c \sigma_t \gamma^2 \frac{H^2}{8\pi} \sin^2 \theta \propto \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (2.5)$$

2

È importante notare che la potenza emessa in questo caso dipende dall'energia della particella (più quest'ultima è energetica³ più elevato è il tasso di emissione) e dal campo magnetico al quadrato. È importante specificare quali siano queste particelle cariche ultra relativistiche in grado di emettere per sincrotrone. La risposta a questa domanda la troviamo nella formula di Larmor (eq 2.4), dove notiamo una dipendenza da $\frac{1}{m^2}$; quindi gli elettroni, avendo una massa inferiore ai protoni di un fattore 2000, emetteranno (alla stessa velocità) $3 \cdot 10^6$ volte di più di quest'ultimi.

La radiazione emessa, nel sistema di riferimento dell'osservatore, non sarà di dipolo, come nel caso di particelle non relativistiche, ma avremo metà della radiazione concentrata in un cono di semi-ampiezza $\frac{1}{\gamma}$ mentre l'altra metà diluita su tutto lo spazio restante. Ne segue quindi che un osservatore fermo rispetto all'elettrone che si muove lungo la sua orbita osserverà la radiazione solamente quando il cono di luce punterà verso di lui.

La radiazione di sincrotrone è una radiazione *non termica*, in quanto prodotta una popolazione di particelle che non è la Maxwell-Boltzmann. Ovviamente il flusso di radiazione che noi misuriamo viene dato dalla somma di tutti gli elettroni che supponiamo essere descritti da una legge di potenza:

$$N(\varepsilon) d\varepsilon = N_0 \varepsilon^{-\delta} d\varepsilon \quad (2.6)$$

² $\sigma_t = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ è la sezione d'urto di Thomson classica

³Come vedremo più avanti per la Bremsstrahlung particelle che hanno una maggiore velocità emetteranno meno.

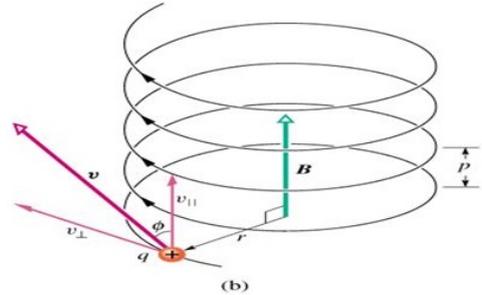


Figura 2.1: *moto elicoidale*

Da una distribuzione di questo tipo, nel caso in cui ipotizziamo che tutta l'energia venga irradiata ad una frequenza caratteristica, possiamo definire l'emissività di Sincrotrone :

$$J_s(\nu) = N_0 H^{\frac{\delta+1}{2}} \nu^{-\alpha} \quad \Rightarrow \quad \alpha = \frac{\delta - 1}{2} \quad (2.7)$$

dove α viene detto *indice spettrale della radiazione*.

Riportiamo inoltre la formula per calcolarsi la *frequenza caratteristica di Sincrotrone per il singolo elettrone*

$$\nu_{sync} = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \omega_L \simeq 4,2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H[\mu G] \quad [GHz] \quad (2.8)$$

Andando a sostituire valori indicativi del campo magnetico ($1 \mu G$) e fattore di Lorentz (10^4) notiamo subito che la $\nu_{sync} = 0,4 GHz$; quindi abbiamo emissione nella banda radio.

All'interno di una galassia a spirale i fenomeni che sono in grado di accelerare particelle fino a velocità ultra relativistiche sono principalmente onde d'urto createsi dall'esplosione di supernove.

Come possiamo vedere dall'immagine proposta, l'emissione di sincrotrone è presente un po' in tutte le zone che caratterizzano una galassia a spirale : *bulge, bracci, disco, alone* con zone di concentrazione maggiore nel centro della galassia. Una importante caratteristica che contraddistingue la radiazione di sincrotrone è quella di essere una radiazione **polarizzata**, in quanto la direzione del campo magnetico locale forza la direzione di oscillazione del campo elettrico dell'onda uscente in modo tale che l'accelerazione della particella avviene sempre su un piano perpendicolare alla direzione di \mathbf{H} .

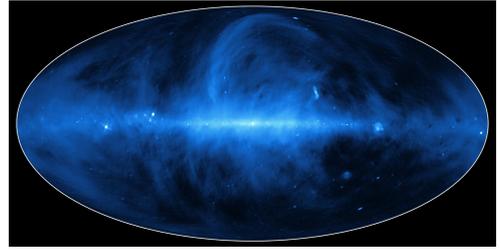


Figura 2.2: *emissione sincrotrone della Via Lattea*

Essendo questa oscillazione uguale per tutte le particelle dovremmo avere una radiazione polarizzata al 100%; quello che invece si osserva è che questa percentuale è ridotta al 70% a causa del fenomeno della *Rotazione di Faraday e dell'emissione su un cono di semiapertura $\frac{1}{\gamma}$* .

In realtà durante le osservazioni se osserviamo una polarizzazione del 10 – 15% concludiamo che la radiazione è molto polarizzata.

2.1.2 Riga 21 cm

La transizione che produce la riga 21cm è la transizione più comune nell'Universo. Si tratta dell'emissione di un fotone con frequenza $\nu = 1420,40\text{MHz}$ corrispondente alla transizione *iperfine* dello stato fondamentale dell'atomo di idrogeno neutro, ossia alla variazione dello spin tra nucleo ed elettrone da parallela ad anti-parallela.

Le fasi dell'ISM dove possiamo osservare emissione in riga 21 cm sono il WNM ed il CNM. Possiamo notare come anche a temperature $T \sim 100\text{K}$ le collisioni tra atomi nel gas sono in grado di eccitare l'atomo di idrogeno, in quanto: $E_k \simeq KT \simeq 10^{-2}\text{eV}$ ossia un'energia circa 1000 volte maggiore dell'energia necessaria per l'eccitazione.⁴

Dallo stato eccitato gli atomi di idrogeno si diseccitano spontaneamente emettendo quindi radiazione in riga. La probabilità legata a questo fenomeno è data dal *coefficiente di Einstein per la diseccitazione spontanea*: $A = 2,85 \cdot 10^{-15}\text{ s}^{-1}$. Parliamo in questo caso di una transizione fortemente proibita a cui è associato un tempo di vita medio nello stato eccitato pari a: $\tau = \frac{1}{A_H} = 10^7\text{ anni}$. Questo tempo di diseccitazione dallo stato eccitato è poi ridotto da quelle che sono le diseccitazioni collisionali che hanno un tempo caratteristico di circa 300 anni. Essendo il coefficiente di diseccitazione collisionale: $Q_H = 10^{-10}\text{ cm}^{-3}\text{ s}^{-1}$ se ci calcoliamo: $N_{cr} = \frac{A_H}{Q_H}$ notiamo subito che le diseccitazioni collisionali sono favorite di un fattore 10^4 .⁵ Ad ogni modo noi siamo in grado di osservare l'emissione in riga proveniente dalle galassie grazie alla grande quantità di idrogeno neutro.

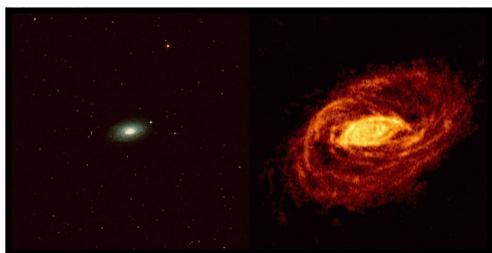


Figura 2.3: confronto emissione ottica ed emissione HI in NGC 5055

Nella figura a fianco possiamo vedere quanto si estenda l'idrogeno neutro in una galassia a spirale rispetto alla componente stellare; ed è stato proprio lo studio, tramite idrogeno neutro, della curva di rotazione delle galassie a spirale una conferma della presenza della materia oscura nell'Universo. Infatti teoricamente possiamo suddividere la curva di rotazione in 3 regioni: *bulge*, *disco* e *zone lontane dal centro galattico*.

Se nel bulge ipotizziamo di avere un modello sferico per la distribuzione della massa, $\rho = \rho(r)$, avremo che $v(r) \propto R$; se nel disco ipotizziamo che la densità superficiale sia $\sigma(r)$ otteniamo che $v = \text{cost}$; infine lontano dal centro galattico possiamo considerare la massa della galassia come puntiforme e quindi avremo $v(r) \propto \sqrt{R}$.

Quello che invece è stato osservato sperimentalmente proprio grazie all'osservazione dell'idrogeno neutro è che, pur a grandi distanze dal centro galattico, la curva di rotazione non presenta l'*andamento Kepleriano* teorizzato ma la velocità di rotazione rimane pressoché costante.

⁴Avendo identificato la frequenza legata alla transizione in riga 21cm, siamo in grado di calcolarci il salto energetico di questa transizione: $\Delta E = h\nu = 5,87 \cdot 10^{-6}\text{eV}$

⁵ $N_{cr} \equiv$ *Densità critica* ed è proprio questo termine che ci dice il perché in laboratorio non siamo in grado di osservare la riga 21 cm; pur raggiungendo il vuoto più spinto in laboratorio la densità è ancora così elevata che gli atomi di H_I decadono per collisioni

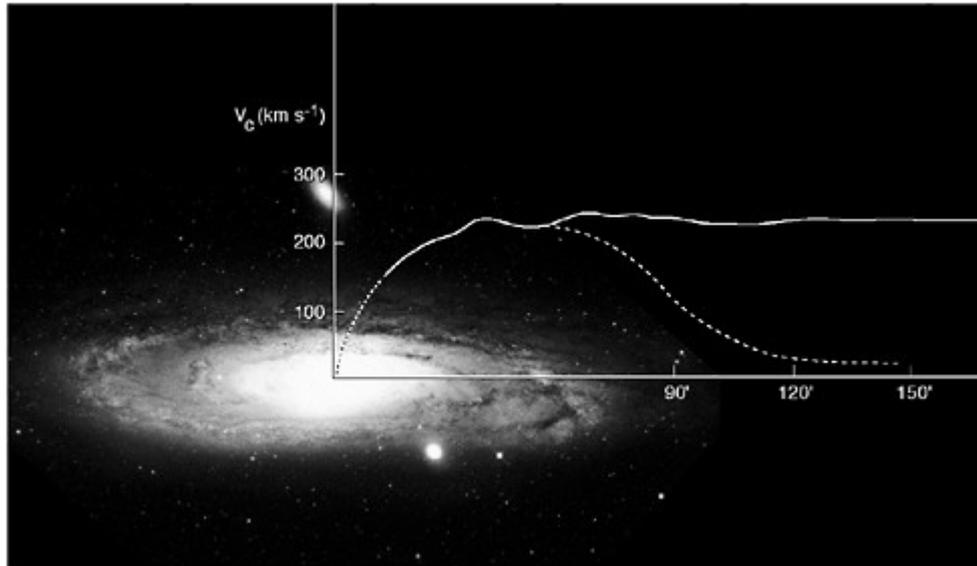


Figura 2.4: Confronto tra la curva teorica e quella osservata

Prima dell'osservazione a 21 cm^6 la curva di rotazione delle galassie veniva misurata osservando le righe di ricombinazione nel visibile delle regioni HII. Se poi queste zone sono molto presenti nelle zone centrali della galassia non è possibile dire lo stesso per le zone periferiche, quindi la curva di rotazione non poteva essere misurata con grande precisione per tutta la galassia.

Abbiamo quindi visto quali sono gli aspetti principali legati all'emissione in riga dell'idrogeno e per concludere questa parte si può dire che effettivamente l'unico modo per studiare una galassia a spirale nel radio che non sia la Via Lattea o Andromeda è quello di studiarne l'emissione dell'idrogeno neutro; infatti il sincrotrone è osservabile solamente fino ad Andromeda, le Pulsar non si riescono ad osservare a grande distanza e l'emissione di Bremsstrahlung è limitata alle regioni HII.

⁶Bisogna sottolineare che l'allargamento naturale di una riga è proporzionale al suo coefficiente di emissione spontanea, in questo caso non saremmo quindi in grado di osservare la riga dell'idrogeno perché molto stretta. Ciò che ci aiuta in questi casi sono *l'allargamento Doppler* e l'allargamento dovuto ai moti sistematici del gas.

2.2 Banda IR

2.2.1 Polvere

Pur rappresentando solamente l'1% della massa interstellare la polvere in astrofisica gioca un ruolo estremamente importante ed è formata principalmente da elementi pesanti che si aggregano tra loro andando a formare particelle solide (i grani) di grandezza $5 \cdot 10^{-4} \mu m \leq \alpha \leq 0.5 \mu m$. Troviamo le condizioni favorevoli alla formazione dei grani di polvere primari nei venti stellari di stelle fredde (quindi nelle fasi evolutive di *Giant Branch* e *Asymptotic Giant Branch*), in stelle di grande massa soggette a fenomeni di perdita di massa come la stella η Carina e anche in esplosioni di supernove, anche se questo è il caso meno rilevante perché le alte temperature possono distruggere la polvere stessa.⁷ Si possono distinguere due principali strade di formazione di polvere : *carbon-rich* (responsabile della formazione di composti organici) e *oxygen-rich* (in questo caso sono dominanti grani di silicati).

La densità spaziale della polvere è definita dalla seguente legge empirica (MRN,1977): $n_g = \alpha^{-3,5}$ dove con α si identifica la grandezza del grano e nel caso in cui prendiamo $\alpha = 0,1 \mu m$ otteniamo un valore di $n_g = \frac{1 \text{ grain}}{10^{12} \text{ Atoms}}$. Questo ci dice che i grani di polvere di grosse dimensioni sono in numero minore.

Come già sottolineato la polvere riveste un ruolo molto importante in astrofisica è infatti responsabile di fenomeni quali : l'*estinzione*, fenomeno per il quale la radiazione, proveniente ad esempio da una stella, viene assorbita e scatterata (così che il beam di radiazione che perviene all'osservatore avrà un'intensità minore), la *polarizzazione* della radiazione ed infine il fenomeno dell'*emissione della polvere* che tratteremo approfonditamente in questo elaborato.

Il flusso tipico di una normale galassia a spirale come la Via Lattea è composto per il 30% da emissione infrarossa. $\frac{2}{3}$ di questo 30% è situato nel *lontano infrarosso* ($\lambda \geq 50 \mu m$) ed è emesso da grani grandi ($\alpha \geq 0,01 \mu m$) ad una temperatura di circa 20K, mentre il restante è emesso da grani piccoli ($\alpha \leq 0,005 \mu m$). I grani di polvere assorbono prevalentemente fotoni nella banda *soft X*, *UV* e *ottica* con un picco di assorbimento nell'UV; è proprio questa caratteristica della polvere di creare superfici UV-free che permette il verificarsi di reazioni chimiche, prima tra tutte la formazione della molecola H_2 (altrimenti dissociata dalla radiazione ultravioletta), sopra gli stessi grani di polvere.

Una volta assorbita la radiazione UV i grani si riscaldano e infine termalizzano riemettendo in maniera *termica*.

Ovviamente la temperatura di equilibrio dipenderà da come sono fatti i grani:

$$\alpha \simeq 0,1 \mu m \quad \Rightarrow T_{dust} = 10 - 30K \quad \Rightarrow FAR - IR(\lambda \geq 50 \mu m) \quad (2.9)$$

⁷Pur non essendo argomento principale di questo elaborato è importante nominare il *Cosmic Dust Cycle* ossia il fenomeno mediante il quale la polvere formatasi viene riciclata dalle nubi molecolari e porta alla formazione di altre stelle

Bisogna precisare che il singolo grano non emetterá come corpo nero, ma bensí come *corpo grigio*⁸, questo perché il coefficiente di estinzione

$$Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs} \quad (2.10)$$

dato dalla somma tra il termine dovuto allo *scattering* e quello dovuto all'*estinzione* assume un valore diverso da 1 ($Q_{ext} < 1$).

Questo comporta che anche nell'emissione il grano non si comporterá come un perfetto corpo nero; avremo infatti che il coefficiente di emissione sará fortemente dipendente dalla frequenza/lunghezza d'onda della radiazione.

$$Q_{em} \propto \nu^\beta \quad 1 \leq \beta \leq 2 \quad (2.11)$$

Come si può ben notare, l'efficienza di emissione da parte dei grani di polvere diminuisce al diminuire della frequenza.

Nel caso in cui ipotizziamo che tutta la radiazione riemessa dal grano è nella banda IR possiamo assumere:

$$Q_{em}(\nu) \approx \langle Q_{IR} \rangle \quad (2.12)$$

e stimare questo valore per valori di β definiti.

$$\langle Q_{IR} \rangle \approx 2 \cdot 10^{-3} \alpha_{\mu m} T_{gr} \quad Q \propto \nu^1 \quad (2.13)$$

$$\langle Q_{IR} \rangle \approx 4 \cdot 10^{-6} \alpha_{\mu m} T_{gr}^2 \quad Q \propto \nu^2 \quad (2.14)$$

Se infine vogliamo calcolarci il flusso (IR) totale del grano : $\langle Q_{IR} \rangle \pi B_\nu T_{gr}$ notiamo come esso scali con con un fattore T_{gr}^5 o T_{gr}^6 a seconda della legge di potenza assunta per l'emissività. Risulta quindi uno spettro piú ripido rispetto a quello di corpo nero perfetto che ha una proporzionalità di T^4 .

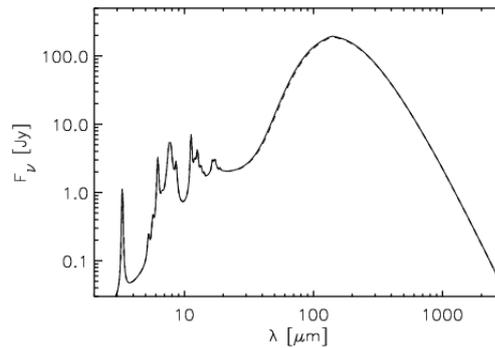


Figura 2.5: SED nella banda IR della galassia a spirale NGC 891

⁸Questo significa che il grano di polvere termalizza ad una temperatura maggiore di quella a cui termalizzerebbe un corpo nero posto nello stesso campo di radiazione

Nella figura della pagina precedente possiamo notare l'emissione di corpo grigio, dovuta ai grani grandi *Far-infrared* e la presenza di *features* caratteristiche ad alcune particolari lunghezze d'onda dello spettro *mid-infrared*.

Queste bande chiamate **UIB's** (*Unidentified Infrared Bands*), inizialmente sconosciute, si scoprì che erano dovute a specifici modi di diseccitazione di composti aromatici. Riportiamo ora lo spettro di queste righe misurato da ISO per la galassia M82 (Laurent et al. 2000). Come possiamo notare siamo in presenza di alcune righe ben definite quali : 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7 μm . Questa emissione è una diretta conseguenza dell'assorbimento

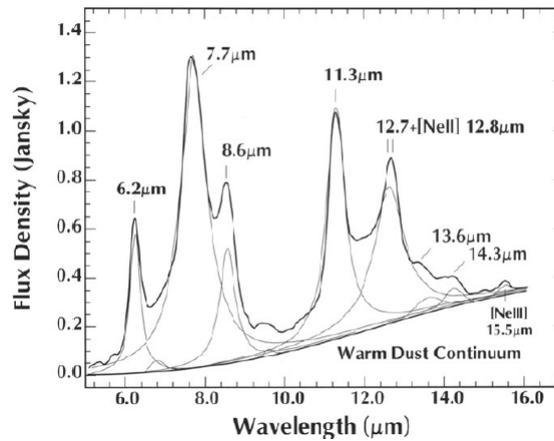
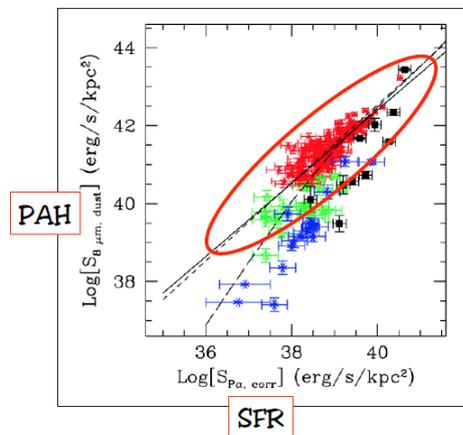


Figura 2.6: PAH's osservati in M82

di radiazione UV da parte di questi composti aromatici, che nient'altro sono che molecole planari composte da carbonio ed idrogeno chiamate *idrocarburi policiclici aromatici*. Visto che la radiazione UV è prodotta da stelle di recente formazione si è potuto osservare una correlazione tra l'intensità di queste bande e lo Star-Formation-Rate delle galassie. Questo indica che l'emissione di **PAH** può essere considerato un indicatore affidabile dello SFR.



2.3 Banda Visibile

Nelle galassie a spirale l'emissione nella banda ottica è rappresentata principalmente dall'emissione di corpo nero delle stelle in essa presenti, alla quale si somma l'emissione in riga di alcuni elementi chimici. In questa sezione analizzeremo le caratteristiche di questa emissione termica e diremo perché le stelle sono oggetti ben rappresentabili come corpi neri.

2.3.1 Corpo Nero

Stabilito che gli scambi di calore sono una forma di scambio di energia, sul finire dell'800 ci si pose il problema di come l'energia elettromagnetica potesse trasformarsi in calore e viceversa. Tale problema si traduce nella misura e nel calcolo di due quantità fondamentali: il *potere assorbente di un corpo*⁹ e il suo *potere emissivo*

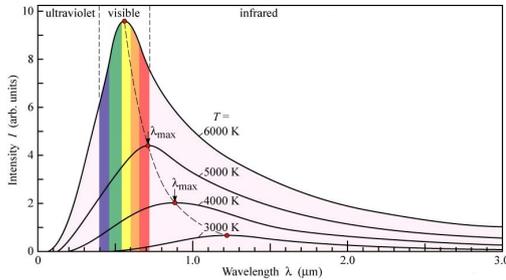
$$P_{ass}(\nu, T) = \frac{\text{potenza e.m. assorbita}}{\text{potenza e.m. incidente}} \quad P_{em}(\nu, T) = \text{potenza e.m. per unità di superficie} \quad (2.15)$$

Un teorema dovuto a Kirchoff, stabilisce che il raggiungimento dell'equilibrio termico tra due diversi corpi a contatto è possibile solamente se il rapporto $\frac{P_{em}(\nu, T)}{P_{ass}(\nu, T)}$ è una funzione *universale* $f(\nu, T)$, indipendente dai corpi stessi.

Definito Corpo Nero (CN) un sistema ideale il cui potere assorbente $P_{ass}(\nu, T) = 1$ per tutte le frequenze e temperature, si vede immediatamente che $f(\nu, T)$ eguaglia il potere emissivo $P_{em}^{CN}(\nu, T)$ del CN. Le stelle possiamo definirle dei corpi neri quasi perfetti in quanto le uniche onde e.m. che non vengono totalmente assorbite dalla superficie sono quelle di lunghezza d'onda più grande o dell'ordine del diametro stellare. Bisogna precisare però che quando parliamo di Corpo Nero stiamo parlando di un oggetto all'*equilibrio termodinamico* e ovviamente le stelle non lo sono nel senso stretto della parola in quanto la temperatura varia molto dalle zone centrali alla superficie. Per ovviare a questo problema viene utilizzata l'approssimazione chiamata *equilibrio termodinamico locale (LTE)*, secondo la quale si identifica la struttura stellare come definita da strati all'interno dei quali la temperatura rimane costante. Essendo poi l'interno stellare otticamente spesso ($\tau \gg 1$), i fotoni prodotti dalle reazioni nucleari verranno assorbiti e riemessi più volte nel loro cammino tra il nucleo stellare e la superficie, andando a perdere completamente quella che era l'informazione iniziale sulla loro distribuzione. Quello che noi siamo in grado di misurare è la distribuzione di fotoni che fuoriescono dall'ultima superficie di scattering posta ad una profondità ottica verticale $\tau_v = \frac{2}{3}$. Questa ultima superficie di scattering viene identificata con la *fotosfera stellare* e la radiazione che ivi misuriamo è una radiazione di corpo nero con l'unica differenza che oltre al continuo si misurano anche righe in assorbimento dovute a elementi e composti chimici presenti nell'atmosfera stellare.

⁹Per potersi definire *assorbita* una radiazione elettromagnetica deve entrare a far parte dell'energia *termica* del corpo

Lo spettro di corpo nero viene descritto dalla seguente *Legge di Planck* che rappresenta la brillantezza di corpo nero



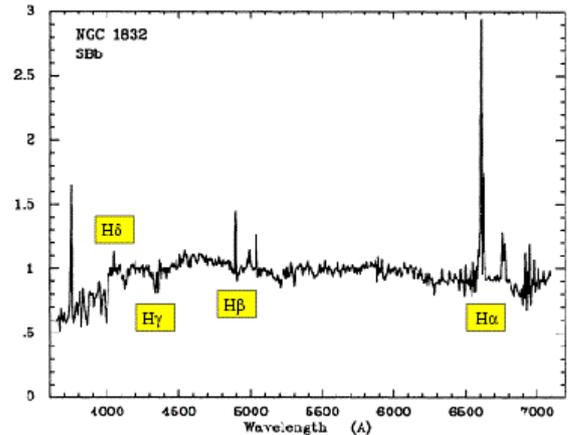
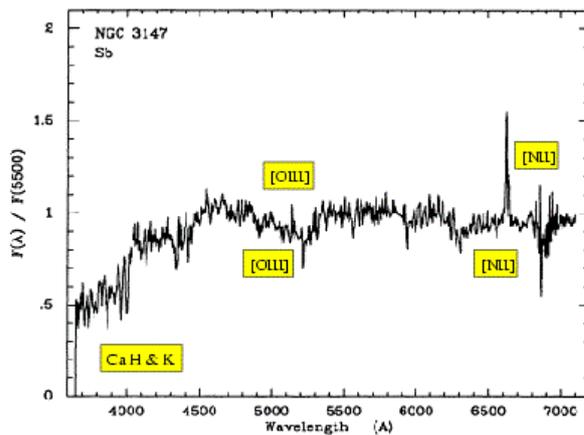
$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.16)$$

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (2.17)$$

Come si vede ad ogni Planckiana è associato un massimo calcolabile grazie alla *legge di Wien*: $\lambda_{max}T = 0.29 \text{ cm K}$

2.3.2 Emissione in riga

Come possiamo notare negli spettri sottostanti di galassie a spirale, oltre alla presenza di un continuo (definito da planckiane poste a diversa temperatura) sono presenti forti righe in emissione. Nell'ottico l'emissione in riga proviene principalmente dai dintorni delle regioni *H II* ed è determinata da processi di ricombinazione degli atomi di *H*. Notiamo però anche la presenza, a volte anche dominante, di righe proibite o semi-proibite di elementi più pesanti come N, O, S . Queste righe vengono anche dette *righe nebulari* in quanto si osservano in regioni di bassa densità dove il coefficiente di diseccitazione spontanea è maggiore rispetto a quello di diseccitazione collisionale .



2.4 Banda X

2.4.1 Bremsstrahlung

Quella di *Bremsstrahlung* è una radiazione termica prodotta da elettroni liberi interagenti con nuclei positivi. L'elettrone cede parte della propria energia cinetica nell'interazione e viene emesso un fotone. Partiamo col definire la potenza emessa da un singolo elettrone¹⁰

$$W = -\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} a^2 = \frac{2e^2}{3c^2} \left(\frac{Ze^2}{m_e x^2} \right)^2 \quad (2.18)$$

Nel caso in cui poi identifichiamo $x \sim b$ (*parametro d'impatto*)¹¹ e ipotizziamo che la durata dell'interazione sia di $\Delta t \approx \frac{2b}{v}$ otteniamo la seguente equazione per l'energia irradiata da una singola interazione:

$$W\Delta t = \frac{2e^2}{3c^2} \left(\frac{Ze^2}{m_e x^2} \right)^2 \frac{2b}{v} \simeq \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (2.19)$$

Notiamo come, a parità di parametro d'impatto l'elettrone che ha maggiore energia cinetica emette di meno, mentre a parità di velocità quello che emetterà maggiormente sarà quello con minor valore di b . Per passare al caso fisico ipotizziamo di avere un gruppo di particelle all'equilibrio termico, che quindi seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann; ci possiamo quindi calcolare l'*emissione di Bremsstrahlung* per un plasma ad una determinata temperatura:

$$J_{br}(T, \nu) = \frac{dW}{dt d\nu dt} = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_{ion} Z^2 g_{ff}(\nu, T) \quad (2.20)$$

¹² Da questa equazione notiamo come plasmi più caldi emettano meno radiazione anche se su un intervallo di frequenze maggiore; infatti possiamo definire *frequenza di cut-off* quel valore di ν tale per cui $\frac{h\nu}{kT} = 1$, quindi:

$$\nu_{cut-off} = \frac{kT}{h} = 2.08 \cdot 10^{10} \cdot T \quad (2.21)$$

Ma allora per poter osservare radiazione di Bremsstrahlung nella banda X all'interno di galassie a spirale abbiamo bisogno di temperature di almeno $10^7 K$. Bisogna però sottolineare che è possibile anche osservare emissione in riga anche nella banda X, emissione prodotta dalla diseccitazione degli elettroni che ancora sono legati agli atomi più pesanti.

¹⁰L'accelerazione a è data dalla legge di Coulomb

¹¹Si identifica col parametro d'impatto la distanza minima a cui passerebbe la particella, in questo caso se l'elettrone, dallo ione nel caso non ci fosse interazione tra i due.

¹² g_{ff} viene definito *fattore di Gaunt*, è una quantità adimensionale dipendente da $\ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$ ed assume valori dell'ordine dell'unità nelle bande elettromagnetiche più energetiche del radio, mentre valori della decina in banda radio.

2.5 Banda γ

L'emissione in banda γ è riconducibile a quei fotoni che hanno un'energia > 100 Kev chiamati per l'appunto raggi gamma. A basse energie questa emissione diffusa può essere attribuita a fenomeni non termici come *Inverse Compton* e *Bremsstrahlung relativistica*, mentre alle alte energie ($\varepsilon > 100$ Mev) questi fotoni vengono prodotti principalmente dal decadimento della particella π^0 precedentemente formata dalla collisione tra nuclei, atomi o molecole del mezzo interstellare con *raggi cosmici*.

L'inverse compton è un fenomeno fisico per cui un elettrone, anche relativistico, interagisce con un fotone di bassa energia. L'elettrone perderà energia cinetica cedendola al fotone diffuso che avrà una frequenza maggiore secondo la formula:

$$\nu_{diff} = \frac{4}{3}\gamma^2\nu_{inc} \quad (2.22)$$

La Bremsstrahlung relativistica è un'emissione dovuta ad una popolazione di elettroni con velocità relativistiche descritta dalla seguente legge di potenza: $n_e(E) \approx n_{e,0}E^{-\delta}$ dove δ è un generico esponente positivo dipendente da come vengono generate le particelle. E così come la velocità è descritta da una legge di potenza, anche l'emissività segue la seguente legge di potenza: $J_{rel.br}(\nu) \approx \nu^{-\delta+1}$

Quando parliamo di **raggi cosmici** dobbiamo distinguere due componenti: **componente primaria** formata in prevalenza da protoni (87%), atomi di *He* (12%), per l'1% da nucleoni più pesanti, fotoni gamma ed una **componente secondaria** composta da particelle (e^+ , e^- , π^+ , π^- , π^0 , γ) formatesi dalla collisione tra componenti primarie e particelle presenti nell'atmosfera terrestre.

Il raggio cosmico primario impattando con l'atmosfera terrestre genera una *cascata* che può raggiungere le 10^9 particelle. Se la componente primaria è un fotone γ parleremo di *cascata fotonica*, mentre nel caso di un protone o un nucleo di *cascata hadronica*.

La cascata fotonica ha la caratteristica di creare un fascio di particelle molto collimato e questo comporta che, studiando la distribuzione angolare delle particelle, siamo in grado di risalire alla direzione del raggio cosmico e in casi particolari anche alla sua provenienza. Ovviamente per questo tipo di studi si preferiscono raggi cosmici di origine fotonica perché questi non risentono dell'interazione del campo magnetico e quindi la loro traiettoria non viene deviata. Esiste anche una *componente elettronica* composta per il 90% e^- e 10% e^+ rappresentante però un valore $< 1\%$ sul totale. Questa discrepanza tra la componente positiva ed elettronica è dovuta al fatto che particelle come gli elettroni perdono energia prevalentemente per i meccanismi di emissione precedentemente visti in quanto favoriti rispetto ai protoni.

La distribuzione in energia dei raggi cosmici può essere definita da una legge di potenza con una pendenza media di 2,5 che si estende per un range di energia compreso tra: $10^9 \text{ eV} < E < 10^{21} \text{ eV}$.

Bibliografia

- [1] George B. Rybicki, Alan P. Lightman; WILEY-VCH; Edition 2004: *Radiative Processes in Astrophysics*; pages: 167, 168

- [2] Michael A. Dopita, Ralph S. Sutherland; Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2003: *Astrophysics of the Diffuse Universe*; pages: 290, 318, 343, 344

- [3] Malcolm S. Longair; Cambridge University Press, Third Edition 2011: *High Energy Astrophysics*; pages: 25, 26

- [4] L.Ferrari: *Dispense di I fondamenti della termodinamica statistica*; pages: 88, 89

- [5] L. Ciotti: *appunti personali Astrofisica extragalattica*

- [6] D. Dallacasa: *Dispense e appunti personali di Processi di Radiazione e MHD*

- [7] C.Gruppioni; 2013 : *Dispense ed appunti personali di: On the absorption and emission properties of interstellar dust grains*;