

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di galassie a spirale

Tesi di laurea

Presentata da:
Manfred Fiebig

Relatore:
Chiar.ma Prof. Marcella Brusa

Indice

1	Le galassie a spirale: Classificazione e Morfologia	2
2	La composizione delle galassie a spirale	3
2.1	Il mezzo interstellare (ISM)	3
2.2	Hot Ionized Medium (HIM)	3
2.3	Warm Ionized Medium (WIM)	4
2.4	Warm Neutral Medium (WNM)	5
2.5	Cold Neutral Medium (CNM)	5
3	Processi di emissione	6
3.1	Banda Radio	6
3.1.1	Sincrotrone	6
3.1.2	Riga a 21 cm	8
3.2	Microonde	9
3.3	Banda IR	9
3.3.1	La polvere nell'ISM	10
3.4	Banda Ottica	11
3.4.1	Corpo Nero	11
3.5	Banda UV	13
3.6	Banda X	13
3.6.1	Bremsstrahlung termica	13
3.7	Banda Gamma	15
3.7.1	Raggi Cosmici	15
3.7.2	Bremsstrahlung relativistica	16
3.7.3	Inverse Compton	16

Capitolo 1

Introduzione

Le galassie sono sistemi autogravitanti formati da stelle, gas interstellare, polveri e materia oscura. Sono strutture molto complesse, con masse che variano dalle $10^7 M_\odot$ alle $10^{12} M_\odot$ e con dimensioni che variano in un range dai pochi kiloparsec alle decine di kiloparsec.

La **classificazione di Hubble** suddivide le galassie in *Early-Type* (Le galassie ellittiche e lenticolari S0) e *Late-Type* (Le galassie a spirale e a spirale barrata). Queste ultime saranno l'oggetto di studio di questo elaborato, andandone ad analizzare la loro composizione e osservando tramite lo spettro elettromagnetico le loro caratteristiche fondamentali.

1 Le galassie a spirale: Classificazione e Morfologia

Le galassie a spirale vengono a loro volta contraddistinte in base alle dimensioni della regione centrale (Bulge), all'avvolgimento dei bracci della spirale, e alla frazione di gas presente rispetto la massa totale della galassia. Presentano una struttura suddivisa in:

- **Bulge:** Zona più interna della galassia di forma ellissoidale nel cui centro è presente un buco nero supermassiccio. Nel suo interno è presente un elevatissimo numero di stelle di popolazione di tipo II (vecchie e povere di metalli) con presenza di gas molto caldo.
- **Disco:** Struttura di forma discoidale nelle zone all'esterno del bulge, si divide in *thick disk* e *thin disk*, il disco spesso contiene stelle più vecchie mentre quello più sottile presenta stelle molto giovani; ciò è dovuto alla presenza dei bracci della spirale (perturbazioni che ruotando nel disco sono in grado di far addensare e collassare gravitazionalmente il gas freddo, formando nuove stelle).
- **Alone:** Parte più esterna della galassia di forma quasi sferica che circonda il disco, essa è caratterizzata dalla presenza di stelle di popolazione II, da gas freddo e soprattutto dalla *materia oscura*.

Le quantità fondamentali che permettono di descrivere le proprietà delle galassie a spirale sono: la velocità di rotazione del disco (v_{rot}) e la luminosità assoluta (L).

- La v_{rot} viene ottenuta tramite lo studio della riga a 21 cm (1420 MHz) riga caratteristica dell'emissione nella banda radio dell'idrogeno neutro (HI) sfruttando la relazione cinematica ottenuta dalla curva di rotazione della galassia.

- Per L si fa riferimento alla relazione di Tully-Fischer, formula (1.1), una legge empirica che permette di ricavare la luminosità conoscendo la velocità di rotazione delle stelle e del materiale presente nel disco. La legge permettendo di ricavare la luminosità assoluta rappresenta un metodo per misurare, anche se con grande errore sulla misura, la distanza della galassia dal sistema solare.

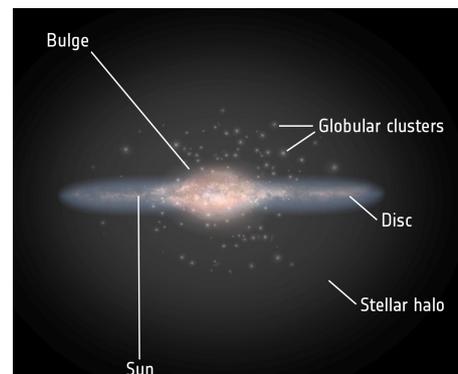


Figura 1.1: Composizione di una galassia a spirale

$$L \propto v_{rot}^k \quad \text{con } 3.5 < k < 4.2 \quad (1.1)$$

Capitolo 2

2 La composizione delle galassie a spirale

Le galassie a spirale sono formate da una grande quantità di stelle di diverso genere, età e composizione difatti sono caratterizzate da stelle molto antiche nell'alone e nelle zone centrali e invece da stelle molto giovani accanto a *star formation regions (SFR)* zone di alta formazione stellare. Oltre alla componente stellare è presente, in grande quantità, gas di varia temperatura e densità, polveri e nubi molecolari che tracciano proprio la struttura a spirale tipica delle galassie a disco. Questa componente secondaria, non di minore importanza, è denominata *Mezzo Interstellare (ISM)*

2.1 Il mezzo interstellare (ISM)

Esso costituisce tra il 5 – 10% della massa totale della galassia e si distribuisce fino oltre i confini del disco della spirale. La composizione chimica dell'ISM è data da **Gas**, di cui l'elemento più abbondante è ovviamente l'**idrogeno** che rappresenta il 90% della composizione totale, poi l' **Elio** per il 9% e diversi **metalli** per l'1%.

Il gas caldo, presente ovviamente in condizioni di densità basse, è formato da ioni ed elettroni ed è osservabile principalmente nel bulge; invece il gas freddo, è costituito principalmente da atomi e molecole, riempie l'80% dello spazio interstellare e può essere osservato nel resto della galassia in diverse bande (dal Radio ai raggi X) in base alla chimica e ai diversi fenomeni fisici che lo caratterizzano.

Poi vi sono le **Polveri** che costituiscono l'1% della massa totale dell'ISM, si trova a temperature davvero basse (tra i 10 K e i 100 K) e ad alte densità; è composta da carbonati, silicati ed olivina.

La polvere è formata da grani di dimensioni del micrometro che sono in grado di assorbire la radiazione a lunghezze d'onda minori della grandezza dei grani (assorbimento di radiazione nell'ultravioletto) provocando il fenomeno di *reddening* della radiazione, che viene riemessa dalla polvere stessa nell'infrarosso come radiazione di corpo nero.

Infine le **Molecole** che emettono e assorbono tra il millimetrico e il submillimetrico come causa delle transizioni roto-vibrazionali.

Il mezzo interstellare si divide in quattro fasi principali in base alle diverse condizioni di temperatura e densità in cui si trova:

- *Hot Ionized Medium (HIM)*
- *Warm Ionized Medium (WIM)*
- *Warm Neutral Medium (WNM)*
- *Cold Neutral Medium (CNM)*

2.2 Hot Ionized Medium (HIM)

Il mezzo ionizzato caldo rappresenta la fase più calda del mezzo interstellare difatti si trova a temperature che vanno dai $10^6 K$ ai $10^7 K$ con densità che non superano i $10^{-2} cm^{-3}$. Viene riscaldato dalle onde d'urto che si originano dalle esplosioni di supernovae e dai violenti venti stellari. Si può invece raffreddare principalmente tramite il processo della **Bremsstrahlung termica** (processo di emissione di radiazione tramite l'interazione coulombiana di cariche elettriche) e da processi secondari come l'emissione nei raggi X soffici per ricombinazione dalle transizioni **libero-legato** (di

atomi come CIV, OVI) oppure le transizioni **legato-legato** nell'ottico (H, He, C, O) che avvengono ovviamente a temperature più basse.

Si osserva anche emissione radio di **Sincrotrone relativistico** dagli elettroni accelerati ad altissime velocità tipici dei resti di supernova. L'HIM si raffredda tramite Bremsstrahlung in base alle condizioni di densità in cui si trova, siccome in genere la densità è molto bassa ci si aspetterebbe che i tempi di raffreddamento superino il tempo di vita dell'universo, ma ciò nelle galassie a spirale non accade grazie alle perturbazioni generate dai bracci di spirale e dalle esplosioni di supernovae, in grado di comprimere ed addensare il gas risultando in tempi di raffreddamento più brevi di quelli aspettati. L'HIM viene rilevato principalmente nel **Bulge** della galassia grazie all'emissione nei raggi X soffici proprio della Bremsstrahlung come si può notare in **Figura 2.1**

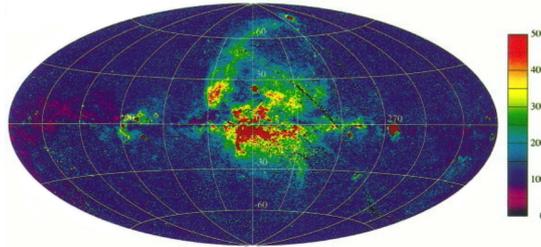


Figura 2.1: Milky Way ripresa da ROSAT nei raggi X soffici

2.3 Warm Ionized Medium (WIM)

In questo mezzo le temperature sono dell'ordine dei $10^4 K$ (tipiche della ionizzazione dell'idrogeno e dell'elio) con densità superiori a una particella per cm^{-3} .

Si forma principalmente lungo i bracci della spirale, in zone di alta formazione stellare e quindi attorno stelle calde e massive di tipo O/B che emettendo radiazione UV riscaldano e ionizzano il mezzo circostante definendo le *sfere di Strömgren* (vedere **Figura 2.2**). Esse sono regioni in condizioni di equilibrio tra fotoionizzazione e ricombinazione in cui i fotoni vengono persistentemente assorbiti e riemessi a frequenze più basse (energie minori) fino a quando non riescono più a riscaldare e ionizzare il gas. Anche in questo caso il principale mezzo di raffreddamento è la **Bremsstrahlung termica** ma avendo densità più alte, i tempi di raffreddamento sono molto più corti. Si rilevano anche righe in emissione di atomi come l'idrogeno e l'ossigeno. Dunque il WIM viene rilevato tramite il continuo formato dalla Bremsstrahlung nell'IR e nel radio e dalle righe in emissione di H e O nell'ottico.

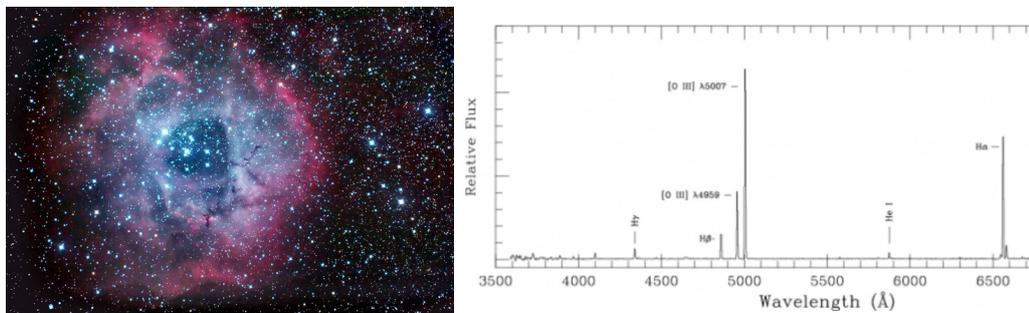


Figura 2.2: A sinistra una sfera di Strömgren nella nebulosa a rosetta, a destra le emissioni in riga nell'ottico del WIM

2.4 Warm Neutral Medium (WNM)

Nel mezzo neutro temperato invece le temperature sono ancora minori (da $10^2 K$ a $10^4 K$) con densità di circa 0.1 cm^{-3} . Rappresenta una grandissima parte del volume totale dell'ISM e viene ritrovato lungo tutto il disco della galassia, costituito principalmente da **idrogeno neutro (HI)**.

Viene osservato attraverso l'emissione in riga a 21 cm propria dell'idrogeno neutro che è uno dei principali strumenti con cui studiare le proprietà delle galassie a spirali, difatti tramite lo spostamento della riga causato dall'effetto doppler è possibile ricostruire la curva di rotazione delle spirali da cui ricavare proprio la velocità di rotazione del disco. In più essendo nelle lunghezze d'onda della banda Radio, non viene influenzata dagli effetti della polvere e dunque permette una mappatura quasi completa del mezzo interstellare nelle galassie a spirale.

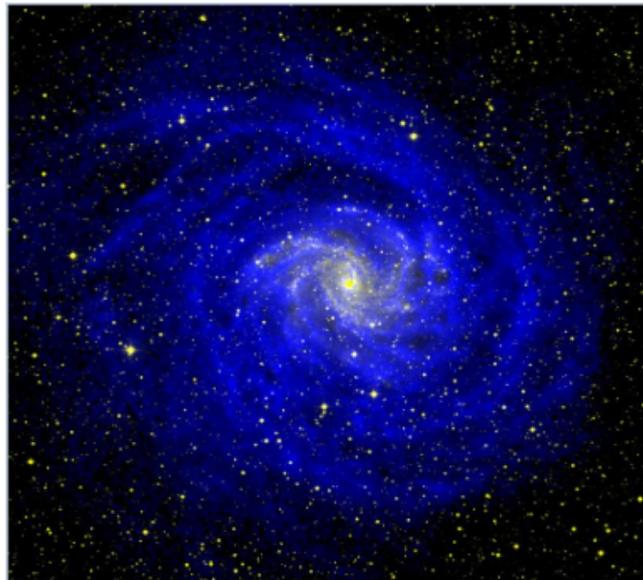


Figura 2.3: Emissione Radio della riga a 21 cm (in blu) sovrapposta a quella in banda ottica delle stelle (in giallo)

2.5 Cold Neutral Medium (CNM)

Il mezzo neutro freddo è formato principalmente da **idrogeno neutro**, **molecole** e ovviamente la **polvere**, si trova a temperature che oscillano tra i $10 K$ e i $100 K$ con densità molto alte dagli 1 cm^{-3} per le nubi di idrogeno neutro, fino a valori superiori di 10^3 cm^{-3} per le nubi molecolari (H_2 , CO).

Si ritrova soprattutto nei bracci a spirale insieme alle nubi di polvere, difatti la bassa temperatura e le alte condizioni di densità favoriscono il collasso gravitazionale e dunque la formazione di nuove stelle.

Il CNM viene rivelato tramite osservazioni nel millimetrico, submillimetrico o nel radio tramite righe di emissione, oppure dall'emissione termica nell'infrarosso caratteristica delle nubi di polvere.

Capitolo 3

3 Processi di emissione

Si vuole a questo punto esporre una panoramica generale dei principali processi di emissione tipici delle galassie a spirale. Verranno prese in considerazione le diverse bande dello spettro elettromagnetico in ordine di frequenza (o di energia) crescente, partendo dal radio e concludendo con l'emissione ai raggi gamma, ottenendo un quadro generale di tutti i processi caratteristici che formano la distribuzione spettrale dell'energia (SED) peculiare delle galassie a spirale. In generale i processi di emissione vengono contraddistinti in due tipologie:

- **Processi nel continuo:** I fotoni vengono emessi in un ampio intervallo di frequenza ed energia e si dividono in:

- Processi termici: le velocità delle particelle che generano l'emissione seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann

$$f(v)dv \sim v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)dv \quad (3.1)$$

- Processi non termici: le velocità seguono una distribuzione a legge di potenza

- **Processi in riga:** è il caso in cui lo spettro elettromagnetico non si mostra come un continuo ma come righe di assorbimento e di emissione

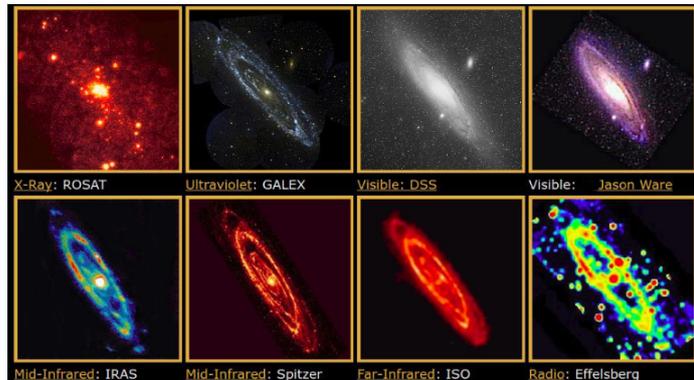


Figura 3.1: Galassia di Andromeda o M31 in diverse bande dello spettro elettromagnetico

3.1 Banda Radio

I processi principali di emissione in banda **Radio** nelle galassie a spirale sono l'emissione di **Sincrotrone**, in presenza di elettroni ultra-relativistici confinati all'interno di un campo magnetico e l'emissione della **riga a 21 cm** dell'idrogeno neutro.

3.1.1 Sincrotrone

In presenza di campo magnetico le particelle cariche vengono accelerate a causa della forza di Lorentz

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad (3.2)$$

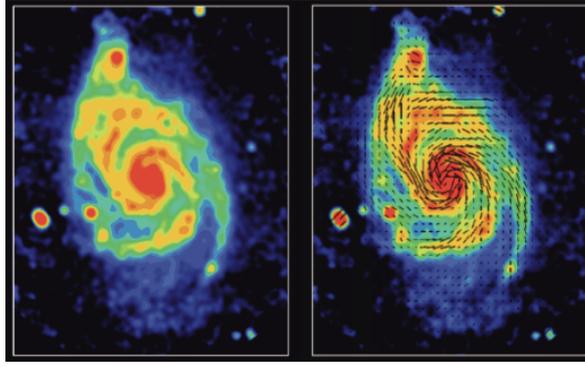


Figura 3.2: Emissione Radio per sincrotrone e linee di campo magnetico di M51 ottenuta con il VLA in collaborazione con l'Effelsberg 100-m telescope

Queste particelle irradiano una quantità di energia proporzionalmente all'accelerazione di cui risentono, in accordo con la *formula di Larmor*:

$$P \simeq \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (3.3)$$

Per velocità non relativistiche ($\gamma \simeq 1$) la radiazione viene chiamata di *ciclotrone* con frequenza denominata di girazione data da:

$$\nu_L = \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{qH}{2\pi mc} \quad (3.4)$$

Invece per velocità relativistiche l'energia non viene più irradiata ad un unico valore caratteristico ma in diverse funzioni armoniche della frequenza di girazione. Nell'estremo limite dell'ultra-relativistico (ottenuto per $\beta = \frac{v}{c} \rightarrow 1$) tutte queste armoniche si avvicinano formando un continuo di emissione e questa radiazione è proprio quella che viene denominata radiazione di *sincrotrone*. In questo caso d'interesse la radiazione non viene emessa isotropicamente ma in un cono di semi-apertura $1/\gamma$, per effetto dell'aberrazione relativistica e quindi l'osservatore è costretto a rimanere all'interno del cono per poter rilevare la radiazione. Riprendendo la formula (3.2) della forza di Lorentz, la potenza emessa nel caso di singola particella diventa:

$$P = \frac{2q^4}{3m^2c^3} \beta^2 \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta \quad (3.5)$$

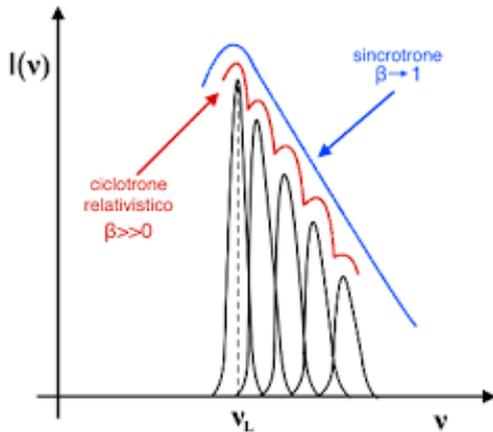


Figura 3.3: Spettro di ciclotrone relativistico (in rosso) e di sincrotrone (in blu)

Si può notare come la potenza sia inversamente proporzionale al quadrato della massa, quindi gli elettroni emettono molta più energia rispetto ai protoni; per questo ci si concentrerà principalmente sulla radiazione emessa dagli elettroni. Inoltre si osserva una dipendenza dall'angolo di pitch θ , che rappresenta l'inclinazione del cono.

L'effetto di *Beaming relativistico*, come citato prima, costringe l'osservatore a rimanere nel cono per poter osservare la radiazione emessa dal singolo elettrone ma se si considera una popolazione di elettroni, essi avranno una distribuzione isotropa dell'angolo di pitch, dunque

la radiazione emessa può essere considerata isotropa permettendo di essere rilevata molto più facilmente.

La frequenza caratteristica per l'emissione di un singolo elettrone è correlata al fattore γ **gamma di Lorentz** e ovviamente al campo magnetico secondo la seguente relazione:

$$\nu_s \simeq 4.2 \cdot 10^{-9} \gamma^2 H [\mu G] \text{ GHz} \quad (3.6)$$

Considerando una popolazione di elettroni relativistici il loro spettro energetico può essere approssimato da una distribuzione a legge di potenza:

$$N(\epsilon)d\epsilon = N_0 \epsilon^{-\delta} d\epsilon \quad (3.7)$$

il che suggerisce che la radiazione di emissione per sincrotrone deve essere sicuramente un'emissione **non termica**.

A questo punto si capisce che anche l'emissività della radiazione di sincrotrone dovrà seguire una legge di potenza e dunque:

$$J_s(\nu) \sim N_0 H^{\alpha+1} \nu^{-\alpha} \text{ con } \alpha = \frac{\delta - 1}{2} \text{ indice spettrale} \quad (3.8)$$

Un'interessante peculiarità della radiazione di sincrotrone è la **polarizzazione** che dà la possibilità di identificare la direzione del campo magnetico che interagisce con gli elettroni lungo il disco galattico, subendo il processo di *congelamento* del campo magnetico, tramite il quale è stato scoperto che il campo segue efficacemente l'andamento dei bracci a spirale.

3.1.2 Riga a 21 cm

Un'importante sorgente di emissione nella banda Radio è l'idrogeno neutro, elemento molto abbondante nelle galassie a spirale in grado di emettere in riga alla lunghezza d'onda di 21 cm o alla frequenza di 1420 MHz.

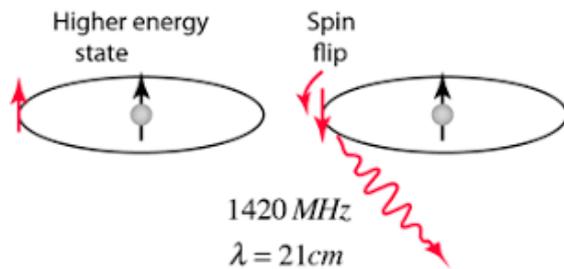


Figura 3.4: Emissione a 21cm dell'idrogeno neutro

Questa emissione viene osservata a causa della transizione per la struttura iperfine dell'idrogeno, cioè alla divisione dello stato fondamentale dell'atomo in due stati energetici differenti, in cui lo spin dell'elettrone e del protone possono combinarsi in due modi diversi; corrispondenti il primo, ad una configurazione per spin parallelo (ad energia maggiore) e l'altro per spin antiparallelo (ad energia minore). La separazione tra i livelli energetici vale:

$$h\nu = 5.9 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \longrightarrow \nu = 1420 \text{ MHz oppure } \lambda = 21 \text{ cm} \quad (3.9)$$

La probabilità che avvenga questa transizione per l'unità di tempo, definita dal coefficiente di Einstein per l'emissione spontanea, è $A = 2.9 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ che corrisponde ad un tempo di permanenza sullo stato a più alta energia $\tau = 10^7 \text{ yr}$. Questo tempo è ovviamente molto lungo e la transizione è considerabile *proibita* ma siccome nelle galassie a spirale l'enorme quantità di HI presente favorisce un decadimento di tipo collisionale, si hanno tempi di emissione molto più piccoli e dunque si può osservare molto più frequentemente l'emissione.

La riga a 21 cm è molto importante per lo studio delle galassie a spirale, essendo infatti trasparente agli effetti di assorbimento e scattering delle polveri esso rappresenta uno dei principali metodi per poter "guardare" nel centro delle galassie.

Inoltre essendo un'emissione in riga, tramite l'effetto doppler, si può costruire la **curva di rotazione** delle galassie a spirale; permettendo di misurare a varie distanze dal centro galattico la velocità di rotazione delle nubi di gas dell'idrogeno.

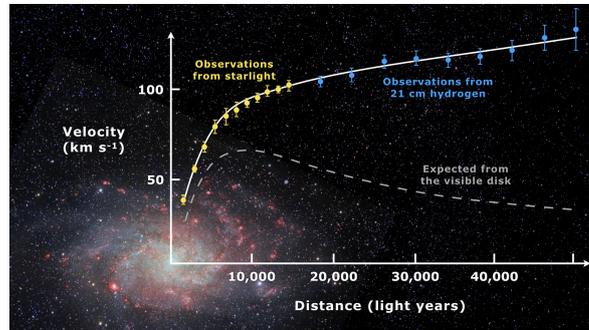


Figura 3.5: Curva di rotazione di M33 (punti in giallo e in blu) e quella predetta secondo le proprietà del campo (in grigio)

Lo studio della curva di rotazione è fondamentale non solo per comprendere il valore della velocità di rotazione del disco galattico, importante per il calcolo delle grandezze fotometriche, ma anche per dimostrare l'esistenza della **Materia Oscura**.

La **Figura 3.5** mostra la curva di rotazione predetta (secondo le proprietà del campo) e la curva di rotazione osservata tramite l'idrogeno neutro. La loro discrepanza è molto evidente soprattutto per le distanze dove il disco delle stelle è terminato. Prendendo in considerazione il potenziale gravitazionale generato dalla materia osservabile ci si aspetterebbe, per le regioni distanti dal disco, la *caduta kepleriana* e la velocità dovrebbe seguire un andamento del tipo $v(R) \propto R^{-1/2}$.

Si osserva invece un andamento circa costante della curva e questo è spiegabile solamente ipotizzando la presenza di materia oscura che, circondando il disco della galassia, sia capace di influenzare gravitazionalmente il moto delle nubi di idrogeno neutro.

3.2 Microonde

Le emissioni nelle microonde (mm/submm) fanno parte della tipologia delle emissioni in riga caratteristiche delle transizioni **roto-vibrazionali** delle nubi molecolari presenti in abbondanza nelle galassie a spirale. La molecola maggiormente presente è quella dell' H_2 la cui rilevabilità però è limitata in questa banda, si osservano invece le righe del **monossido di carbonio (CO)** che possono essere utili per la rilevabilità dell' H_2 esistendo un rapporto di proporzionalità tra le loro abbondanze.

3.3 Banda IR

In questa banda il principale processo è l'emissione della radiazione causata dalla **polvere interstellare**, presente insieme alle nubi molecolari nei bracci della galassia a spirale; si hanno anche altri processi che partecipano alla radiazione IR come ad esempio eventi di formazione stellare, radiazione emessa da stelle giganti rosse o nuclei galattici attivi (AGN).

3.3.1 La polvere nell'ISM

La **polvere** è composta da elementi pesanti che si addensano in quelli che vengono denominati i *grani di polvere*, di dimensioni che variano dai $5 \cdot 10^{-4} \mu m$ ai $0.5 \mu m$. Si trova a temperature molto basse (tra i $10 K$ e i $100 K$) e viene generata da resti di supernova oppure da stelle fredde ricche di **C** e **O**.

L'emissione infrarossa può essere suddivisa in:

- *Lontano Infrarosso (FIR)* prodotta dai grani più grandi e freddi
- *Vicino/Medio Infrarosso (NIR/MIR)* prodotta dai grani più piccoli e caldi

Questa radiazione viene generata dalla riemissione termica da parte dei grani. Difatti la polvere è la causa principale del fenomeno di **reddening** (o arrossamento) degli spettri, in cui la radiazione ottica e UV delle stelle viene assorbita e riemessa come *corpo grigio* nell'IR; avviene come corpo grigio a causa del fatto che la polvere non si può considerare come un corpo nero perfetto trovandosi a temperature di certo non uniformi.

La combinazione dei processi di assorbimento ed emissione della polvere interstellare rappresenta un unico fenomeno chiamato **estinzione**.

L'estinzione ad una data lunghezza d'onda λ è:

$$A_\lambda = 1.086\pi L \int a^2 Q_{ext}(a)n(a)da \quad \text{con} \quad Q_{ext} = \frac{C_{ext}}{\pi a^2} \quad (3.10)$$

considerando una distribuzione di grani di polvere $n(a)da$ che rappresenta il numero di grani per unità di volume in un raggio compreso tra a e $a + da$, L la profondità della colonna di polvere osservabile e con C_{ext} la sezione d'urto del grano.

Andando a confrontare i diversi arrossamenti degli spettri di stelle di stessa classificazione spettrale, è possibile costruire la **curva di estinzione**. In figura vengono mostrate le curve di estinzione della Via Lattea. Si osserva una crescita iniziale dovuta ai grani di piccole dimensioni, di seguito un picco (o *Bump*) alla lunghezza d'onda di 2175\AA causato dalla presenza della grafite e poi una risalita dovuta ai grani di grandi dimensioni.

Un ulteriore effetto della polvere interstellare sulla radiazione è la **polarizzazione**, questo fenomeno è dovuto all'anisotropia della polvere che, in presenza di materiale paramagnetico può allinearsi nella direzione dettata del campo magnetico della galassia, provocando una polarizzazione parziale della radiazione grazie ad un maggiore assorbimento nell'ottico lungo la direzione dell'asse maggiore del grano, difatti la radiazione viene poi riemessa nell'IR ma polarizzata lungo la direzione perpendicolare all'asse maggiore.

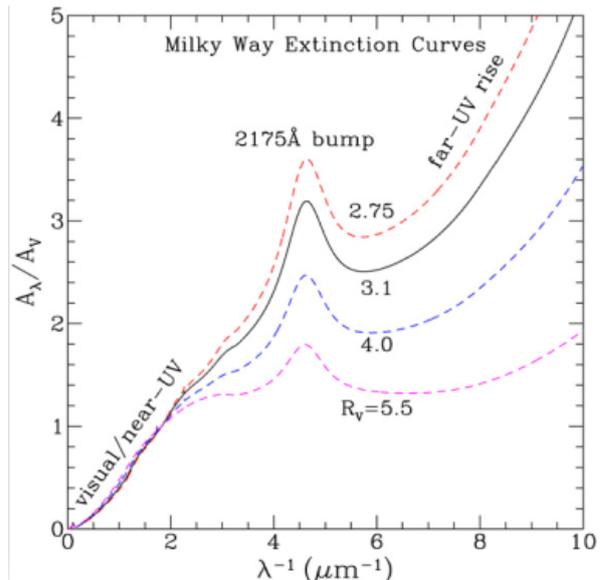


Figura 3.6: Curve di estinzione della MW

3.4 Banda Ottica

La radiazione nella banda ottica, che non è nient'altro che la luce visibile, è generata principalmente dalla luce delle **stelle**. Osservando una galassia a spirale, il continuo viene generato dai contributi offerti da tutti gli spettri delle singole stelle della galassia che normalmente non sono risolti e osservabili singolarmente.

L'emissione nel continuo prodotta da una stella si avvicina a quella di **corpo nero** che è modificato dal fenomeno di assorbimento dovuto alla chimica delle atmosfere stellari. Altri contributi alla banda ottica sono dovuti alle regioni di HII comunemente ritrovate nelle galassie a spirale.

3.4.1 Corpo Nero

Un corpo nero è un corpo ideale che è in grado di assorbire totalmente la radiazione incidente, senza rifletterla, considerabile in equilibrio termico con la radiazione stessa e dunque una volta assorbita è in grado di riemetterla totalmente come una semplice funzione della temperatura e della frequenza. Se immaginassimo di bucare la superficie di questo corpo senza interferire con l'equilibrio termico, la radiazione misurata sarà dipendente solamente da T e da ν , seguendo l'andamento descritto dalla **funzione di Planck**:

$$B(\nu, T) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3.11)$$

Con h la costante di Planck, c la velocità della luce e k la costante di Boltzmann. È possibile riscrivere la Planckiana in funzione della lunghezza d'onda λ .

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.12)$$

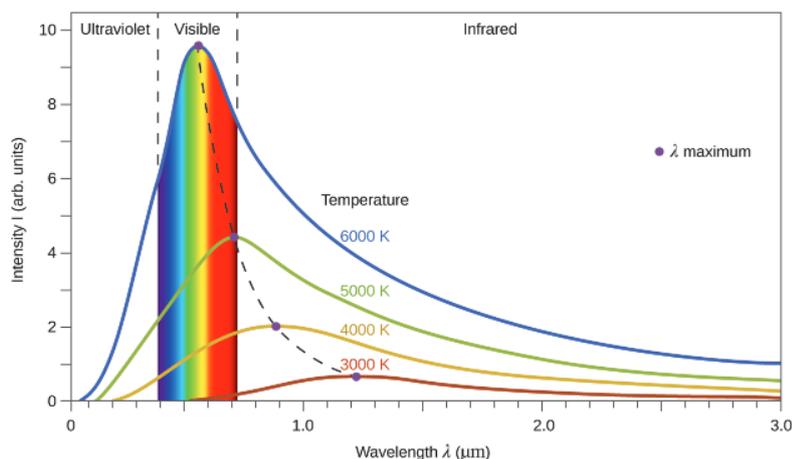


Figura 3.7: Funzione di Planck a diversi valori di T

Dalla figura si può comprendere che la funzione di Planck cresce con la temperatura, difatti:

$$\frac{\partial B(\nu, T)}{\partial T} > 0 \quad (3.13)$$

Dunque la funzione presenta un massimo per un valore caratteristico di ν o λ e si possono distinguere due particolari regioni ai lati del picco:

- Se $h\nu \ll kT$ si parla di regime in approssimazione di *Rayleigh-Jeans*

$$B(\nu, T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = 2kT \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 \quad (3.14)$$

In questa regione, per valori bassi di ν , l'emissione cresce con il quadrato della frequenza

- Se $h\nu \gg kT$ si parla di regime in approssimazione di *Wien*

$$B(\nu, T) \approx \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (3.15)$$

In questa regione, per alti valori di ν , l'emissione decresce esponenzialmente con la frequenza

Dalle osservazioni sperimentali sono state formulate le seguenti relazioni:

- *Legge di Stefan-Boltzmann*: l'energia irradiata nell'unità di tempo e superficie è proporzionale alla quarta potenza della temperatura;

$$f(T) = \sigma T^4 \quad (3.16)$$

con σ costante di Stefan-Boltzmann.

- *Legge di spostamento di Wien*: i massimi della distribuzione di energia in funzione della lunghezza d'onda seguono una legge di proporzionalità $T\lambda_{max} = 0.29 K \cdot cm$ da cui si ricava che:

$$\lambda_{max} = \frac{0.29}{T} [cm] \quad (3.17)$$

Le stelle sono approssimabili come corpo nero anche se non hanno una temperatura uniforme T in tutti gli strati.

Dividendo la stella in tanti gusci, ognuno dei quali si trova in *equilibrio termico locale* (LTE), ogni strato assorbirà e riemetterà come corpo nero. Ciò avviene fino all'ultimo guscio otticamente spesso definito *fotosfera*, i cui fotoni non vengono riassorbiti e dunque arrivano sulla terra come una funzione di Planck modificata dalle righe in assorbimento dell'atmosfera stellare.

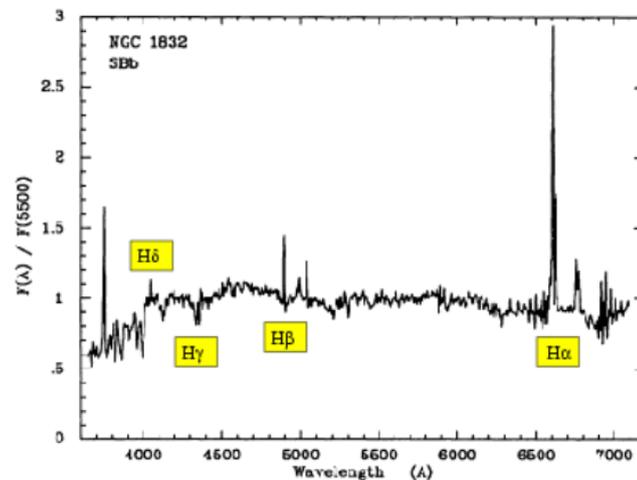


Figura 3.8: Spettro nel visibile della galassia a spirale NGC 1832 dallo Steward Observatory, R. Kennicutt

3.5 Banda UV

La banda della radiazione ultravioletta (UV) è importantissima per tracciare la presenza di stelle calde e giovani. È dunque uno dei principali metodi di rilevazione di regioni di formazione stellare all'interno delle galassie a spirale.

Un'importante caratteristica della banda UV è l'osservazione della riga Lyman- α dell'atomo di idrogeno (per $\lambda = 1216\text{\AA}$). Questa banda però viene fortemente assorbita dal fenomeno di estinzione della polvere che ne limita le osservazioni.

3.6 Banda X

La sorgente principale di raggi X è il gas dell'HIM presente nel *Bulge* delle galassie a spirale, dove le temperature arrivano ai $10^7 K$. L'emissione nella banda X avviene tramite due processi fondamentali: la **Bremsstrahlung termica** che fornisce emissione nel continuo e le **Transizioni Bound-Bound** che generano emissioni in riga.

3.6.1 Bremsstrahlung termica

Si parla di emissione di Bremsstrahlung termica (o emissione free-free) quando una carica viene decelerata all'interno di un campo coulombiano di un'altra carica. La potenza emessa, seguendo la formula di Larmor, dipenderà dal reciproco del quadrato della massa e anche in questo caso gli elettroni sono i principali emettitori della radiazione. Sia dato b il parametro di impatto, definito come la distanza minima tra l'elettrone (di massa m e carica $-e$) e uno ione (di carica $+Ze$). Considerando v la velocità (non relativistica) dell'elettrone e il tempo di interazione delle due cariche come $\Delta t = 2b/v$; dalla formula di Larmor e dal valore dell'accelerazione dell'elettrone ottenibile dalla *forza di Coulomb*:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \quad \text{con} \quad a(t) = \frac{Ze^2}{mx(t)^2} \quad (3.18)$$

si può ricavare quanta energia venga emessa dall'elettrone durante questa interazione

$$P\Delta t = \frac{4Z^2 e^6}{3c^3 m^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (3.19)$$

Quindi la radiazione viene emessa in impulsi della durata di Δt ed effettuandone l'analisi di Fourier è possibile ottenere la distribuzione spettrale della radiazione emessa in funzione della frequenza. Lo spettro avrà un andamento piatto fino ad una frequenza caratteristica chiamata frequenza di *cut-off*, $\nu_{max} \simeq v/4b$ dopo la quale lo spettro decade esponenzialmente. Prendendo ora in esame il caso di un plasma reale costituito da una nube di elettroni con densità numerica n_e e ioni di carica positiva con densità numerica n_z , considerando entrambi in equilibrio termodinamico (in modo che le loro velocità siano distribuite secondo la distribuzione di *Maxwell-Boltzmann*) si ricava che l'emissività specifica del plasma vale:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_z Z^2 \bar{g}_{ff}(\nu, T) \quad \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \quad (3.20)$$

con $\bar{g}_{ff}(\nu, T)$ il fattore di Gaunt, che tiene conto della correzione dovuta alla trattazione quantistica del processo ed è dell'ordine dell'unità.

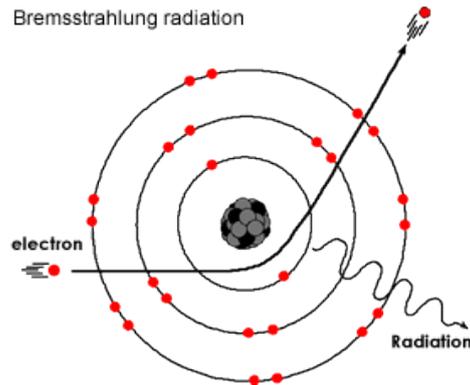


Figura 3.9: Emissione di radiazione per Bremsstrahlung tramite l'interazione di un elettrone con il campo coulombiano di uno ione positivo

Qui il cut-off si avrà quando l'esponenziale comincia a diventare importante, cioè quando $h\nu/kT \sim 1$, per cui la frequenza di cut-off sarà:

$$\nu_{cut-off} \simeq \frac{kT}{h} \quad (3.21)$$

Si osservi come in questo caso la radiazione sia di tipo **termico** siccome gli elettroni seguono la distribuzione di Maxwell-Boltzmann e l'emissione specifica risulta inversamente proporzionale alla radice quadrata della temperatura.

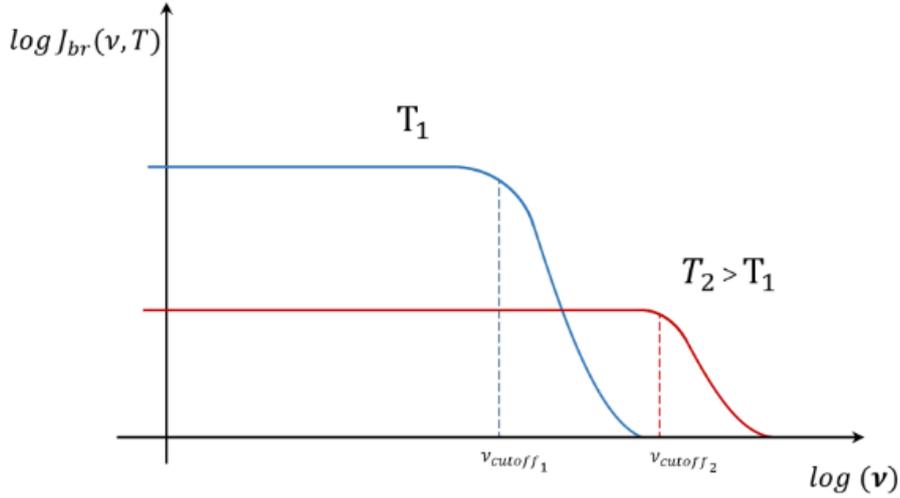


Figura 3.10: Emissività specifica a due diverse temperature ($T_1 < T_2$)

Integrando a questo punto l'emissione specifica $J_{br}(\nu, T)$ su tutte le frequenze, si ricava l'emissività totale:

$$J_{br}(T) = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_z Z^2 \bar{g}_B(T) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (3.22)$$

con $\bar{g}_B(T)$ fattore di Gaunt medio sempre dell'ordine dell'unità.

In questo caso si noti come invece l'emissività totale cresca con la radice della temperatura invece di decrescere; questo andamento è dovuto al fatto che la frequenza di cut-off, crescendo proporzionalmente alla temperatura, permette di avere fotoni sempre più energetici.

Per comprendere al meglio l'emissione di Bremsstrahlung si definisce il **tempo di raffreddamento** di un plasma, che rappresenta il rapporto tra l'energia termica totale del plasma e l'energia persa per Bremsstrahlung e vale :

$$t_{br} = \frac{1.8 \cdot 10^{11}}{n_e \bar{g}_B} T^{1/2} \text{ s} = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_B} T^{1/2} \text{ yr} \quad (3.23)$$

dunque più il plasma è caldo e a bassa densità, maggiore è il tempo di raffreddamento. A questo punto per temperature superiori a $T \sim 10^7 K$ (come ad esempio per il WIM nelle galassie a spirale) la Bremsstrahlung rappresenta il principale processo di raffreddamento, essendo il t_{br} molto lungo.

3.7 Banda Gamma

La radiazione in banda gamma fa parte della radiazione più energetica ad oggi conosciuta dello spettro elettromagnetico, il processo principale di emissione è la collisione dei **raggi cosmici** con il mezzo interstellare, secondariamente è dovuta al processo di **Bremsstrahlung relativistica** e in piccolissima parte dal fenomeno di **Inverse Compton**.

3.7.1 Raggi Cosmici

I raggi cosmici sono particelle ad altissima energia formati principalmente da *protoni* e *nuclei atomici* per il 98% e da *elettroni* per il 2%.

Si dividono in due componenti:

- la *componente primaria*: formata da elettroni, protoni, nuclei di elio ed elementi pesanti.
- la *componente secondaria*: formata dalle collisioni delle particelle dei raggi cosmici primari con le molecole dell'atmosfera terrestre; è composta da muoni, elettroni, positroni, neutrini e ovviamente fotoni.

Lo spettro energetico (mostrato in **Figura 3.11**) dei raggi cosmici si estende su un'ampia gamma di energie, dalle centinaia di MeV fino ai $10^{20} eV$.

È simile ad una legge di potenza spezzata della forma:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (3.24)$$

Il valore di γ rappresenta l'indice spettrale che definisce la pendenza dello spettro a legge di potenza; si hanno valori di $\gamma \simeq 2.7$ fino ad energie di $5 \cdot 10^{15} eV$ (punto definito come *ginocchio* o *knee*) oltre il quale la pendenza diventa più ripida con $\gamma \simeq 3.1$ fino ad energie di $10^{18} eV$ (*caviglia* o *ankle*). Successivamente lo spettro sembra cambiare nuovamente pendenza ritornando ad un valore di $\gamma \approx 2.7$, anche se non si è sicuri di questo risultato. Difatti all'aumentare dell'energia diminuisce anche il flusso ricevuto e ricevendo pochissime particelle per anno e per km^2 le incertezze per questi valori di energia sono molto elevate. I raggi cosmici primari interagiscono con le molecole del mezzo interstellare presente nelle galassie a spirale, ma le basse condizioni di densità non generano sciami estesi, bensì il prodotto delle collisioni rimane componente secondaria e può giungere fino a noi quasi intatto. Questo fenomeno è chiamato *spallation*.

Da queste collisioni si possono formare pioni, π^+ , π^- e π^0 ; i pioni carichi decadono naturalmente in muoni che a loro volta decadono in elettroni e positroni, mentre il pione neutro rappresenta il principale produttore di *raggi gamma*, infatti decade in:

$$\pi^0 \implies 2\gamma \quad (3.25)$$

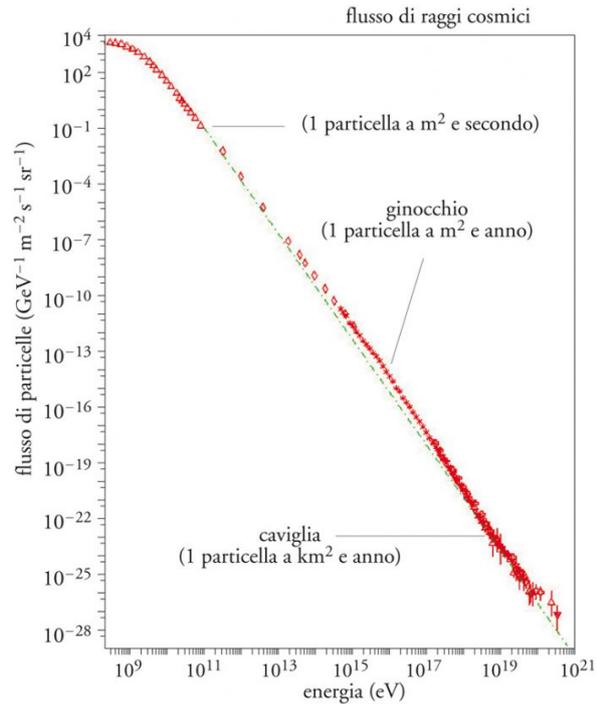


Figura 3.11: Spettro energetico dei raggi cosmici

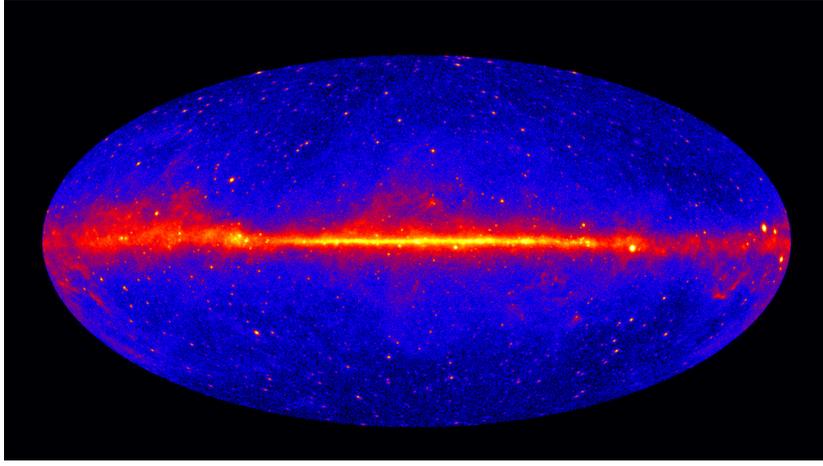


Figura 3.12: Foto del cielo dei fotoni in banda gamma ottenuta dal Fermi LAT gamma ray detector, combinando gli effetti di spallation dei cosmic ray, Bremsstrahlung e IC

Questa radiazione γ (che presenta picco centrato su energie di 70MeV) è interessante perchè fornisce una mappatura della distribuzione della materia nella Via Lattea. Difatti più le densità sono alte, maggiore è la probabilità di collisione con i cosmic ray, con conseguente incremento di produzione di raggi γ .

3.7.2 Bremsstrahlung relativistica

Prendendo in considerazione una popolazione di elettroni con velocità relativistiche ($v \sim c$), l'interazione con ioni di carica positiva produce radiazione di Bremsstrahlung relativistica. Supponendo che gli elettroni abbiano una distribuzione di energia a legge di potenza:

$$n_e(E) \approx n_{e,0} E^{-\delta} \quad (3.26)$$

l'emissività sarà:

$$J_{br,rel}(\nu) \sim \frac{E^{-\delta+1}}{1-\delta} \approx \nu^{-\delta+1} \quad (3.27)$$

Da notare come in questo caso il processo sia **non termico**, difatti non dipende dalla temperatura.

3.7.3 Inverse Compton

L'effetto di Compton inversa è un processo di *scattering* in cui gli elettroni relativistici interagiscono con fotoni a bassa frequenza donandogli energia. Quest'ultima è direttamente correlata all'angolo di scattering e il massimo valore di energia ottenibile dal fotone tramite *urto frontale* vale:

$$\epsilon_f \approx 4\gamma^2 \epsilon_i \quad (3.28)$$

con ϵ_i l'energia del fotone prima dell'interazione.

L'inverse Compton è quindi il processo fondamentale per cui fotoni che normalmente sarebbero poco rilevabili (con poca energia) possono essere osservati.

Riferimenti bibliografici

- [1] G. Bertin. *Dynamics of galaxies*. Cambridge University Press, 2014.
- [2] E. Ceccotti. Processi di radiazione e MHD , appunti, 2017.
- [3] L. Ciotti. Astrofisica extragalattica. *Appunti*, 2022.
- [4] D. Dalla casa. Processi di radiazione e MHD. *Dispense*, 2021.
- [5] C Gruppioni. On the absorption and emission properties of interstellar dust grains. *Dispense*, 2013.
- [6] H. Karttunen, P. Kröger, H. Oja, M. Poutanen, and K.J. Donner. *Fundamental astronomy*. Springer.
- [7] C. Karwin. Fermi-LAT Observations of Gamma-Ray Emission Towards the Galactic Center and the Outer Halo of M31. *UC Irvine*, 2019.
- [8] Jr. Kennicutt, Robert C. A Spectrophotometric Atlas of Galaxies. April 1992.
- [9] A. McDaniel, T. Jeltema, and S. Profumo. Multiwavelength analysis of annihilating dark matter as the origin of the gamma-ray emission from M31. *Physical Review D*, 2018.