

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Caratteristiche principali dell'emissione di regioni HII

Tesi di laurea

Presentata da:
Denise Sammartino

Relatore:
Chiar.mo Prof. Marcella Brusa

Anno accademico 2021-2022

Indice

1	Introduzione	2
2	Processi di fotoionizzazione e ricombinazione	3
2.1	Cenni sulla Sfera di Strömgren modificata	4
3	Meccanismi di emissione in riga	7
3.1	Righe di ricombinazione	8
3.2	Righe di eccitazione collisionale	8
3.3	Molecole nelle regioni HII	9
4	Meccanismi di emissione nel continuo	11
4.1	Bremmstrahlung	11
4.1.1	Bremsstrahlung termica	12
4.1.2	Autoassorbimento	13
4.2	Polvere interstellare	13
5	La struttura a spirale della Via Lattea	15

1 Introduzione

Le regioni HII (o nebulose diffuse) sono costituite da gas interstellare, ionizzato a causa della presenza di stelle singole, multiple, o addirittura ammassi, di classe spettrale O/B, e quindi con temperature tipiche comprese tra $3 \cdot 10^4 K < T_* < 5 \cdot 10^4 K$. Questo tipo di stelle rappresenta una sorgente intensa di radiazione ultravioletta che ionizza la nube molecolare gigante nella quale la stella si è formata, attraverso un flusso di elettroni con energie superiori a 13.6 eV, corrispondente al valore del potenziale di ionizzazione dell'idrogeno.

L'elemento più abbondante all'interno di tali regioni, come si può facilmente dedurre dal nome, è l'idrogeno. Naturalmente sono presenti anche altri elementi, seppur in minor quantità, come elio, ossigeno, azoto, carbonio e neon, tutti nello stato di prima o al massimo di seconda ionizzazione. Le densità tipiche del mezzo ionizzato si aggirano attorno a $10^{-2} cm^{-3}$. A tali condizioni di temperatura e densità le nebulose costituiscono il WIM, acronimo di Warm Interstellar Medium, una fase dell'ISM (mezzo interstellare) composta principalmente da materia ionizzata.

Le regioni HII si trovano nelle galassie a spirale, in particolare nelle zone di formazione stellare, dove nubi molecolari giganti (GMC) collassano dando vita alle nuove stelle. Nelle galassie ellittiche, al contrario, non essendoci zone abbastanza fredde da permettere tale fenomeno, esse non sono presenti.

2 Processi di fotoionizzazione e ricombinazione

Al fine di comprendere cosa avviene all'interno delle regioni ionizzate, consideriamo una regione HII all'interno della quale si possa assumere una condizione di equilibrio locale tra i processi di fotoionizzazione e ricombinazione. Ipotizzando una nube costituita solo da idrogeno neutro (corretto in prima approssimazione in quanto il 90% dell'ISM è costituito da H), la fotoionizzazione è il processo per cui un atomo viene investito da radiazione con $h\nu > 13.6$ eV in grado di strappare l'elettrone dal nucleo:



Tale fenomeno avviene con un rate pari a:

$$n_H \int_{\nu_{ion}}^{\infty} \frac{4\pi}{h\nu} J(\nu) \sigma_i(\nu) d\nu \quad (2)$$

Dove n_H rappresenta la densità numerica dell'idrogeno atomico, $J(\nu)$ è definita come L_ν/dV , con L_ν luminosità specifica e infine $\sigma_i(\nu)$ è la sezione d'urto del fenomeno; in buona approssimazione:

$$\sigma_i(\nu) \approx 6.3 \cdot 10^{-18} \left(\frac{\nu_{ion}}{\nu}\right)^3 [\text{per } H, \nu_{ion} = 3.29 \cdot 10^{15} \text{ Hz}] \quad (3)$$

D'altra parte, la ricombinazione costituisce il processo inverso, per cui:



La sezione d'urto per un certo stato n in funzione della velocità dell'elettrone è:

$$\sigma_{nr}(v) = \frac{g_{i,n}}{g_{i+1}} \left(\frac{h\nu}{mcv}\right)^2 \sigma_{n,i}(\nu) \quad (5)$$

Il rate di ricombinazione in funzione della temperatura sarà quindi:

$$\alpha_H \approx 4 \cdot 10^{-13} \left(\frac{10^4}{T}\right)^{0.73} \quad (6)$$

Detto ciò, l'equilibrio tra ionizzazione e ricombinazione viene raggiunto nel momento in cui è valida la seguente uguaglianza:

$$N_H \xi \int_{\nu_{ion}}^{\infty} \frac{4\pi}{h\nu} J(\nu) \sigma_i(\nu) d\nu = (1 - \xi)^2 N_H^2 \alpha_H^2 \quad (7)$$

in cui N_H è la densità numerica totale di idrogeno e ξ è un fattore che assume il valore di 0 per gas totalmente ionizzati, 1 per gas totalmente neutri. A partire dall'equazione (7), è possibile ottenere il numero di fotoni ionizzati come:

$$Q = \frac{4}{3} \pi R_S^3 N_H^2 \alpha_H \quad (8)$$

da cui è possibile ricavare il raggio R_S , che individua un volume sferico pari alla dimensione della regione HII stessa, ovvero la cosiddetta Sfera di Strömgren.

2.1 Cenni sulla Sfera di Strömgren modificata

Il modello di Sfera di Strömgren classico, ovvero il caso in cui la stella considerata è perfettamente al centro della sfera, riesce a rappresentare molte regioni HII, ma non tutte. Alcune nebulose, come ad esempio la Grande Nube di Magellano, non presentano una zona di ionizzazione perfettamente simmetrica, ma presentano un profilo detto ad "anello di diamanti" rappresentato in figura 1, quindi necessitano di una trattazione modificata rispetto al modello classico. Si consideri dunque un ambiente uniforme, all'interno del quale viene creata una cavità sferica (a causa di meccanismi quali venti stellari o supenove) e viene posta una stella all'interno di tale cavità in un punto qualunque.

Il caso modificato non presenta più una simmetria sferica, ma una simmetria cilindrica attorno all'asse che connette la stella con il centro della cavità, ovvero il segmento \overline{CS} in figura 2.

Si considerino il parametro $\beta = \frac{r_s}{r_c}$ (dove $r_s^3 = \overline{SO}^3 - \overline{SI}^3$, $r_c = \overline{CI}$) e il parametro $\delta = \frac{\overline{CS}}{\overline{CI}}$. In figura 3 viene mostrata una regione HII osservata da $\theta = 90^\circ$ a valori decrescenti di β (dall'alto al basso), e a valori crescenti di δ (da sinistra a destra). Si può notare come la regione è più luminosa nelle vicinanze della stella, e meno allontanandosi. Per $\beta \gg 1$ il modello modificato assomiglia ad un modello classico con una depressione nella distribuzione di brillantezza. Per $\beta \approx 1$ la sfera prende sembianze ovoidali, mentre per valori di $\beta \ll 1$ la regione ionizzata è estremamente sottile.

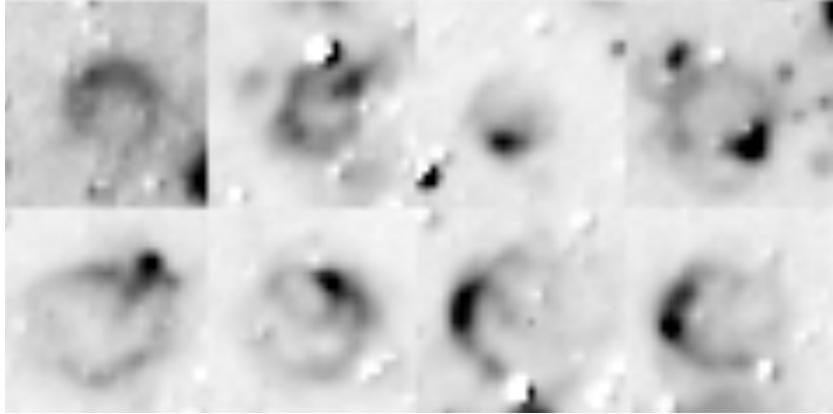


Figura 1: Regioni di gas ionizzato della Grande Nube di Magellano. Ogni immagine ricopre un'area di $350 \times 350 \text{ pc}^2$ ad una distanza di 50 kpc. Fonte: P.R. McCullough, 2000, Modified Strömgren Shere, The Astronomical Society of the Pacific

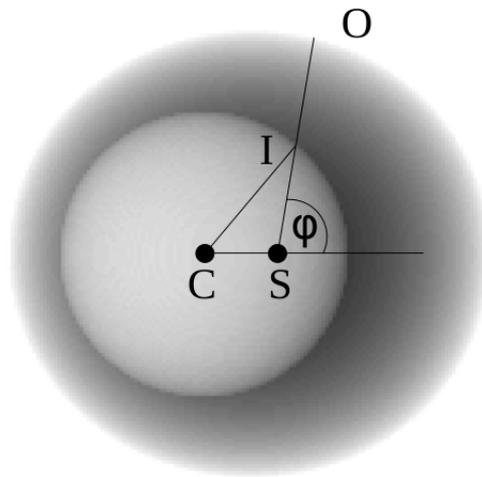


Figura 2: Sfera di Strömgren modificata. S è la posizione della stella, C è il centro della cavità, il punto I identifica il bordo interno della regione ionizzata, O è il bordo esterno. Fonte: P.R. McCullough, 2000, Modified Strömgren Shere, Astronomical Society of the Pacific

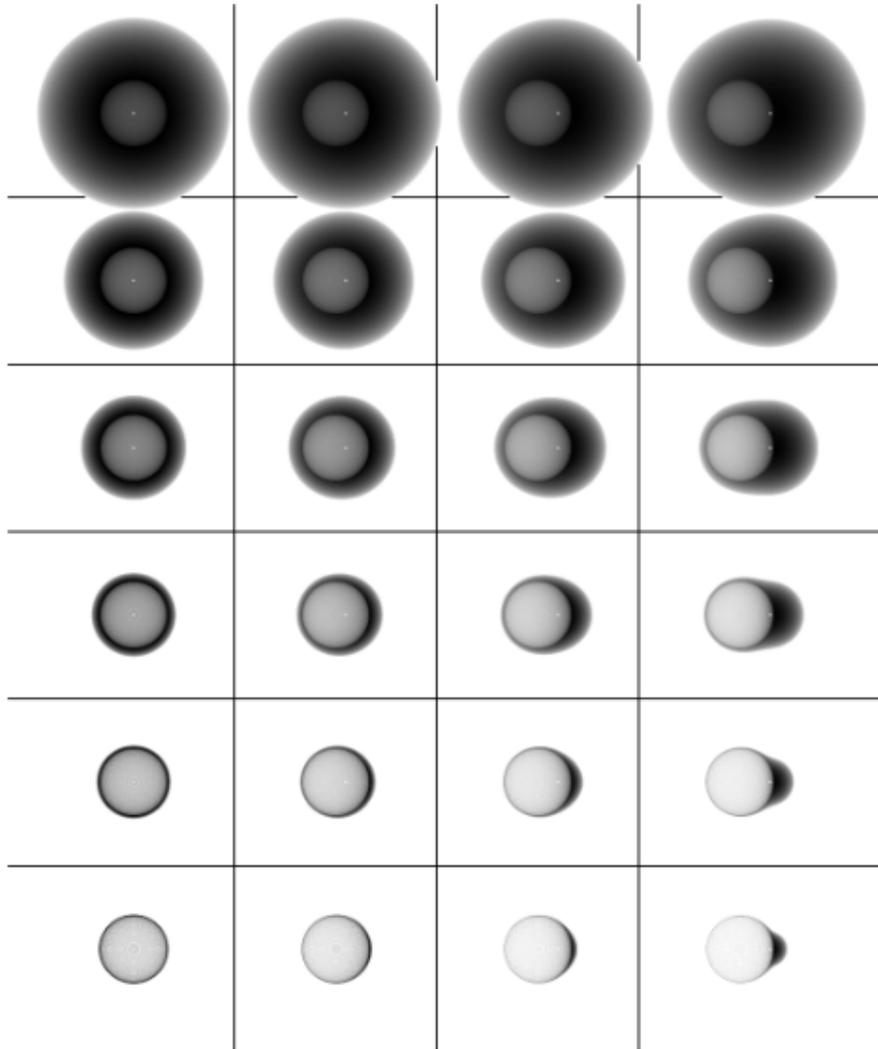


Figura 3: Modelli di Sfera di Strömgren modificata con valori di $\beta= 2.8, 2.0, 1.4, 1.0, 0.7, 0.5$. Valori di $\delta= 0.0, 0.3, 0.6, 0.9$. Fonte: P.R. McCullough, 2000, Modified Strömgren Shere, The Astronomical Society of the Pacific

3 Meccanismi di emissione in riga

Gli spettri delle regioni HII sono generalmente caratterizzati da un debole continuo e forti righe di emissione. Vengono riportati alcuni spettri in cui è possibile osservare le righe di emissione di alcune nebulose in figura 4. Tali righe sono prodotte da transizioni elettroniche che avvengono all'interno dell'atomo seguendo precise regole di transizione. L'elettrone si diseccita a seguito di precedente eccitazione da parte di un fotone o da parte dei moti di collisione tra particelle. In generale, è possibile calcolare l'ampiezza di una riga spettrale come:

$$I(\lambda) = \int j_\lambda ds = \int n(X^{+i})n_e\epsilon_\lambda(T_e)ds \quad (9)$$

in cui j_λ è il coefficiente di emissione, $n(X^{+i})$ è la densità dello ione responsabile della riga di emissione, n_e è la densità elettronica e ϵ_λ è l'emissività.

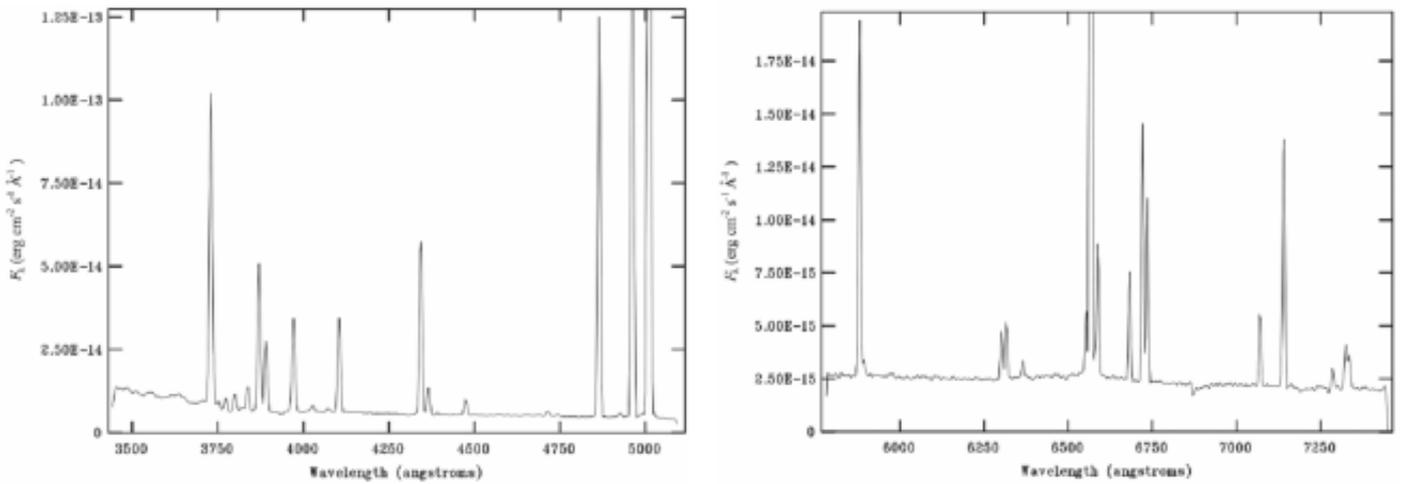


Figura 4: In figura vengono mostrati gli spettri blu e rosso della nebulosa NGC 346. Dati ottenuti tramite lo spettrografo R-C al CTIO con un telescopio da 4m. Fonte: Peimbert et al., 2017, Nebular Spectroscopy: a guide on HII regions and Planetary Nebulae, The Astronomical Society of the Pacific

3.1 Righe di ricombinazione

Le righe di ricombinazione vengono prodotte a seguito della cattura di elettroni liberi da parte di ioni. Prendono il nome di transizioni permesse in quanto avvengono rispettando le seguenti regole di selezione:

$$\Delta n = \text{qualsiasi}$$

$$\Delta l = \pm 1$$

$$\Delta J = 0, \pm 1; 0 \rightarrow 0[\text{proibita}]$$

$$\Delta L = 0, \pm 1; 0 \rightarrow 0[\text{proibita}]$$

$$\Delta S = 0$$

Nel dettaglio:

- n è il numero quantico principale che caratterizza l'energia e le dimensioni degli orbitali all'interno dell'atomo;
- l è il numero quantico azimutale che definisce il momento angolare orbitale degli elettroni
- L è il momento angolare orbitale totale dato da $L = \sum_{i=1}^N l_i$, sommato su tutti gli elettroni dell'atomo;
- S è il momento angolare totale di spin dato da $S = \sum_{i=1}^N s_i$, sommato su tutti gli elettroni dell'atomo;
- J è il momento angolare totale ed è ottenuto come la somma $J = L + S$.

Al fine di calcolare l'intensità delle righe, sarà necessario inserire nell'equazione (9) un coefficiente di emissione uguale a:

$$j_{n,n'} = \frac{h\nu_{n,n'}}{4\pi} n(X^{+i}) n_e \alpha_{n,n'}^{eff} \quad (10)$$

in cui $\alpha_{n,n'}^{eff}$ rappresenta il coefficiente di ricombinazione effettiva.

Segue un elenco delle principali righe di ricombinazione presenti negli spettri delle nebulose ionizzate: righe di HI ($H\alpha$ a 6563Å, $H\beta$ a 4861Å, $H\gamma$ a 4340Å), righe di He I (5875Å, 4471Å), righe di He II (4686Å), righe di OI (8446Å, 8447Å), righe di OII (4639Å, 4642Å, 4649Å), righe di OIII (3265Å), righe di OIV (4631Å), righe di CII (4267Å), righe di CIII (4647Å), righe di CIV (4657Å), righe di NII (4237Å, 4242Å), righe di NIII (4379Å), righe di NIV (4606Å), righe di NeII (3694Å).

3.2 Righe di eccitazione collisionale

In questi contesti è possibile osservare anche righe dovute all'eccitazione (o diseccitazione) causata dalle collisioni con altre particelle o elettroni in grado di alterare la configurazione energetica dell'atomo. Anche se la loro probabilità di transizione è piuttosto bassa, ambienti di bassa densità come quello delle nebulose favoriscono tali transizioni.

Alcune di queste transizioni, in particolare nella banda ottica, si dicono semiproibite, in quanto violano la regola di selezione dello spin ($\Delta S = 0$), o proibite, in quanto violano la regola di selezione sulla parità ($\Delta L = \pm 1$). La condizione di transizione permessa, semiproibita o proibita è strettamente collegata alla probabilità con cui essa avviene. Per le righe di eccitazione collisionale si utilizza un coefficiente di emissione pari a :

$$j_{k,l} = \frac{h\nu_{k,l}}{4\pi} f_k A_{k,l} n(X^{+i}) \quad (11)$$

in cui f_k è la frazione di ioni al livello superiore k , mentre $A_{k,l}$ è un coefficiente di Einstein ed indica la probabilità di decadimento spontaneo dal livello k al livello l .

E' importante conoscere la popolazione del livello superiore al fine di calcolare l'emissività. Per fare ciò, è necessario utilizzare l'equazione dell'equilibrio statistico dettato che esprime il bilanciamento tra il rate di popolamento di un certo livello e il corrispettivo rate di depopolamento:

$$\sum_{l \neq k} f_l n_e q_{lk} + \sum_{l > k} f_l A_{kl} = \sum_{l \neq k} f_k n_e q_{kl} + \sum_{l < k} f_k A_{kl} \quad (12)$$

dove f_l e f_k indicano la frazione di ioni nei rispettivi livelli, mentre q_{lk} e q_{kl} rappresentano i rate di de-eccitazione ed eccitazione collisionale. In particolare esprimiamo q_{lk} come

$$q_{lk}(T) = \int_{\chi=\frac{1}{2}mv^2}^{\infty} v \sigma_{lk} f(v) dv \quad (13)$$

in cui $\sigma_{lk} \propto \frac{1}{m^2 v^2}$ rappresenta una sezione d'urto. Nell'integrale compare la distribuzione di Maxwell-Boltzmann delle particelle $f(v)dv \propto v^2 \exp(\frac{-mv^2}{2kT})dv$, da cui proviene la dipendenza dalla temperatura. D'altro canto, indichiamo q_{kl} come:

$$q_{kl}(T) = \int_0^{\infty} v \sigma_{kl} f(v) dv \quad (14)$$

Segue un elenco delle principali righe dovute all'eccitazione collisionale: righe di OIII (3726Å, 3729Å), righe di OIII (4363Å, 4959Å, 5007Å), righe di NeIII (3869Å, 3967Å), righe di SII (6716Å, 6731Å), righe di ArIII (7136Å).

3.3 Molecole nelle regioni HII

Tramite le osservazioni in banda radio e infrarosso è stata rilevata anche la presenza di righe molecolari. La molecola rilevata principalmente in queste regioni è l'OH. Le transizioni che avvengono sono quattro in totale e hanno frequenze di 1615 MHz, 1665 MHz, 1667 MHz e 1720 MHz. Le righe di emissione sono solitamente molto strette, caratterizzate da polarizzazione circolare o forte polarizzazione lineare e temperature di brillantezza elevate (solitamente $T_B > 10^{12}K$), caratteristiche che indicano sicuramente la presenza di maser (acronimo di microwave amplification by stimulated emission of radiation), responsabili della produzione di righe nel range delle microonde tramite processi di emissione stimolata.

In figura 5 è possibile osservare un esempio di quanto appena detto: il maser in questione però, è prodotto da molecole di H_2O , altra molecola di particolare importanza nell'osservazione di nebulose. Altre molecole osservate nelle regioni HII sono: CO, CN, CS, HCN, H_2CO , CH_3OH .

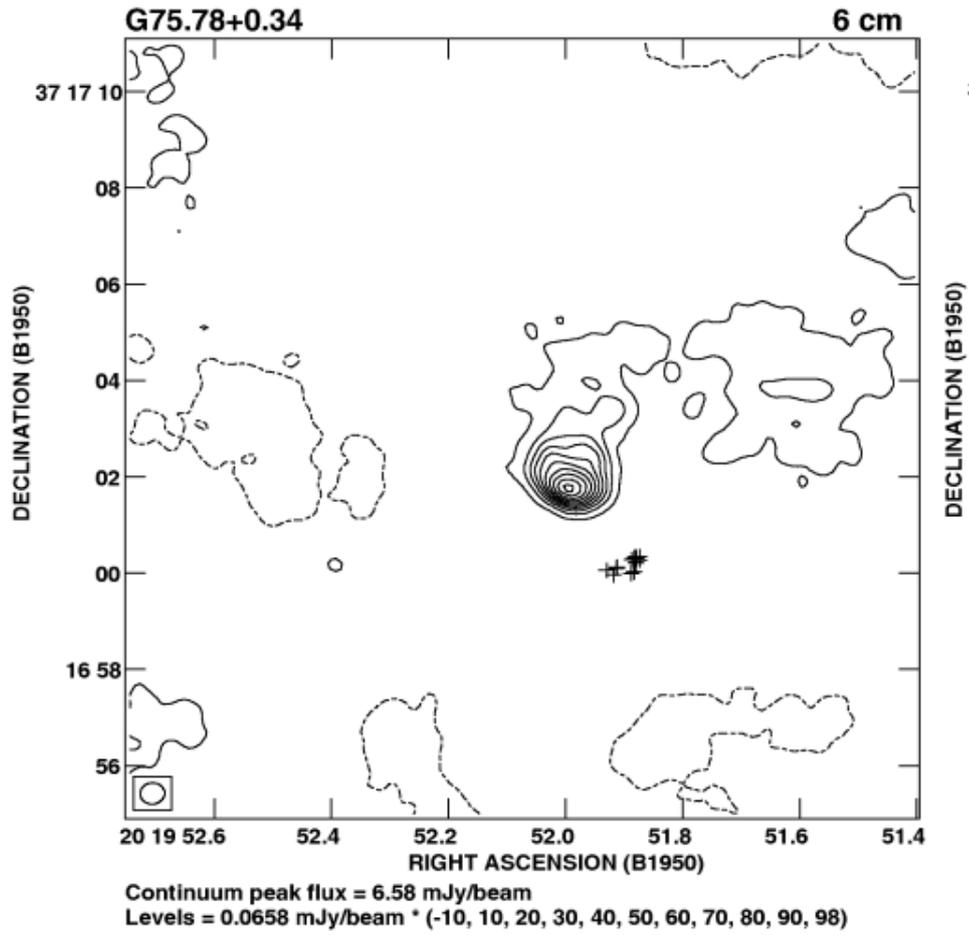


Figura 5: Immagine di regioni HII ultracompatte e ipercompatte a G75.78+0.34. Le croci indicano la presenza di un maser, in questo caso di H_2O . Fonte: S.Kurtz, 2005, Hypercompact HII regions. In: Massive Star Birth: a Crossroads of Astrophysics, Proceedings IAU Symposium No. 227

4 Meccanismi di emissione nel continuo

All'interno delle regioni HII, sono due i principali processi che generano uno spettro continuo di emissione:

- la Bremsstrahlung, che si verifica nel momento in cui gli elettroni liberi presenti entrano nel campo coulombiano degli ioni, venendo così accelerati e producendo radiazione;
- la presenza della polvere, che genera uno spettro di corpo grigio, simile ad un'emissione di corpo nero, ma che diventa otticamente sottile per grandi lunghezze d'onda.

4.1 Bremsstrahlung

Avendo una particella carica accelerata, è naturale prendere in considerazione la formula di Larmor:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \quad (15)$$

dove $a(t)$ viene fornita dalla legge di Coulomb:

$$F(t) = ma(t) \simeq -\frac{Ze^2}{x(t)^2} \quad (16)$$

per cui $P \propto x(t)^{-4}$. Definiamo b come il parametro d'impatto, ovvero la distanza minima tra le particelle, in cui la potenza è massima. Sostituendolo all'interno dell'espressione di $a(t)$, è possibile esprimere la massima emissione come:

$$P = \frac{2Z^2 e^6}{3c^3 m^2 b^4} \quad (17)$$

In figura (6) è possibile vedere la situazione schematizzata. Si assume per convenzione che la particella inizi ad irradiare nel momento in cui si trova a una distanza pari a $-b$ dal centro (che dista b dallo ione) e finisca di irradiare ad una distanza pari a $+b$ dal centro.

Essendo l'intervallo di tempo d'interazione uguale a $\Delta t = \frac{2b}{v}$, allora l'energia totale irradiata da una singola collisione sarà pari a:

$$P\Delta t = \frac{2Z^2 e^6}{3c^3 m^2 b^4} \frac{2b}{v} \quad (18)$$

Considerando adesso un caso più realistico, ovvero una nube composta da elettroni e ioni, bisogna tener conto del numero di collisioni tra particelle, ovvero:

$$n_{coll} = 2\pi n_e n_z v b db \quad (19)$$

in cui n_e è la densità elettronica e n_z è la densità ionica. Utilizziamo n_{coll} al fine di calcolare l'emissività di una nube che emette per bremsstrahlung, moltiplicandolo per l'energia per unità di frequenza (dove $\Delta\nu \simeq \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b}$) e integrando:

$$J_{br}(v, \nu) = 2\pi n_e n_z v \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{16Z^2 e^6 b}{3c^3 m^2 b^2 v^2} db \quad (20)$$

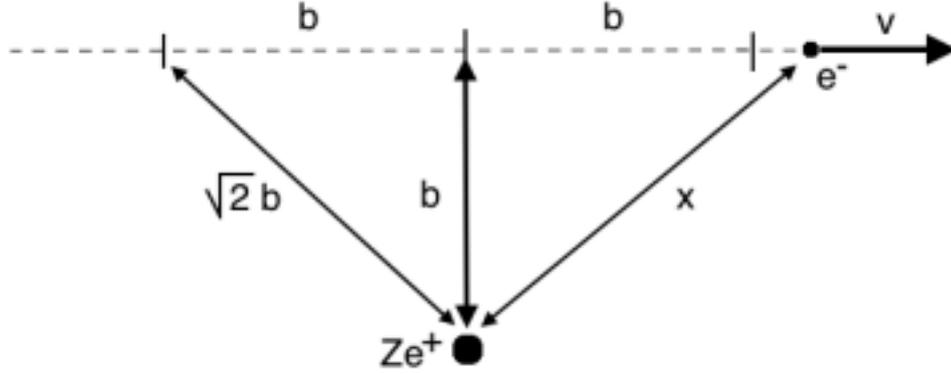


Figura 6: Schematizzazione di un elettrone che entra all'interno del campo coulombiano di uno ione. Per semplicità è stata assunta una traiettoria rettilinea (e non curvilinea come accade nel caso reale)

in cui $b_{min} \simeq \frac{2Ze^2}{mv^2}$, mentre $b_{max} \simeq \frac{v}{4\nu_{cut-off}}$. $\nu_{cut-off}$ rappresenta un limite superiore per le possibili frequenze di radiazione per Bremsstrahlung. Risolvendo quindi l'integrale, si ottiene un'equazione del tipo:

$$J_{br}(\nu, \nu) = \frac{32\pi e^6}{3c^3 m^2 \nu} n_e n_z Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (21)$$

4.1.1 Bremsstrahlung termica

Nel caso delle regioni III, le particelle presenti seguono una distribuzione delle velocità di Maxwell-Boltzmann, ovvero $f(v)dv \propto v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)dv$, per cui si parla di Bremsstrahlung termica. In questo caso l'emissività specifica sarà pari a :

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(\nu, v) f(v) dv \quad (22)$$

dove $v_{min} = \sqrt{\frac{2h\nu}{m}}$. Risolvendo l'integrale si ottiene:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_z Z^2 g_{ff}(\nu, T) \quad (23)$$

g_{ff} viene chiamato fattore di Gaunt ed è un termine correttivo proveniente dalla trattazione quantistica del fenomeno. Integrando l'equazione (23) sull'intero spettro delle frequenze si ottiene l'energia totale emessa per unità di volume (o emissività specifica):

$$J_{br}(T) = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} n_e n_z Z^2 g_{ff}(T) \quad (24)$$

4.1.2 Autoassorbimento

In condizioni di equilibrio termico i processi di emissione bilanciano i processi di assorbimento: ha luogo la condizione di autoassorbimento. Esprimiamo in questo caso l'emissività come:

$$J_{br}(\nu, T) = 4\pi\mu_{br}(\nu, T)B(\nu, T) \quad (25)$$

μ_{br} rappresenta il coefficiente d'assorbimento, mentre $B(\nu, T)$ corrisponde alla legge di Planck per un corpo nero:

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{-h\nu/kT} - 1} \quad (26)$$

E' possibile dunque calcolare μ_{br} sostituendo i valori precedentemente trovati:

$$\mu_{br}(\nu, T) = \frac{J_{br}(\nu, T)}{4\pi B(\nu, T)} = 3.7 \cdot 10^8 T^{-\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_z \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/kT}) g_{ff} \quad (27)$$

Ad alte frequenze l'esponenziale è trascurabile e $\mu_{br} \propto \nu^{-3}$: l'autoassorbimento non è rilevante. A basse frequenze (nel regime di Rayleigh-Jeans, ovvero quando $h\nu \ll kT$), sviluppando in serie di Taylor il termine esponenziale, si ottiene $\mu_{br} \sim n_e n_z T^{-\frac{3}{2}} \nu^{-2}$, quindi l'autoassorbimento è efficiente in tale regione dello spettro.

4.2 Polvere interstellare

Come detto in precedenza, la polvere contribuisce all'emissione dello spettro continuo, detta emissione di corpo grigio. In generale i grani di polvere, costituiti principalmente da grafite e silicati e dalle dimensioni di $10^{-4} - 10^{-6}m$, costituiscono una parte fondamentale del mezzo interstellare, pur avendo una massa pari a 1/100 di quella del gas presente.

L'emissività da parte delle polveri è strettamente legata a caratteristiche quali densità, temperatura, composizione e forma dei grani. I meccanismi di radiazione che interessano le polveri sono i seguenti:

- assorbimento della radiazione in funzione di λ , prevalentemente in banda UV;
- riemissione della radiazione assorbita prevalentemente in banda IR.

Durante la propria vita, il grano di polvere non rimane immutato, ma avvengono particolari processi che portano alla modifica delle sue proprietà: a) riscaldamento tramite assorbimento della radiazione b) interazione con atomi o ioni che possono condurre all'erosione del grano c) collisioni con altri grani, che conducono ad un processo di coagulazione e quindi ad un ingrandimento del corpo.

Si consideri un problema semplificato: il caso di una nebulosa sferica, omogenea e otticamente sottile, illuminata da una stella centrale singola. Il flusso stellare attraverso la regione HII sarà ottenuto come:

$$\pi F_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} \quad (28)$$

in cui L_ν rappresenta la luminosità della stella per unità di frequenza, mentre r è la distanza tra la stella e l'osservatore. Sarà dunque possibile ottenere il coefficiente di

emissione per unità di volume e unità di angolo solido dovuto allo scattering della radiazione:

$$j_\nu = \frac{a_\lambda n_D C_\lambda F_\nu}{4\pi} = \frac{a_\lambda n_D C_\lambda L_\nu}{16\pi^2 r^2} \quad (29)$$

dove a_λ è l'albedo che quantifica la capacità di riflessione della radiazione ed pari al rapporto tra radiazione incidente e radiazione riflessa, n_D rappresenta il numero dei grani per unità di volume, mentre C_λ corrisponde alla sezione d'urto media dell'estinzione della polvere ad una determinata lunghezza d'onda. C_λ è data dal rapporto tra l'energia totale assorbita per secondo e l'energia incidente per secondo per metro quadrato. L'estinzione invece quantifica la riduzione di intensità di radiazione dovuta alla somma di processi di assorbimento e scattering.

Grazie all'equazione (29) è possibile ottenere l'intensità del continuo in funzione di b , ovvero la distanza minima a cui avviene l'emissione, all'interno di una nebulosa omogenea di raggio r_0 :

$$I_\nu(b) = \int j_\nu ds = \frac{a_\lambda n_D C_\lambda L_\nu}{8\pi^2} \frac{1}{b} \cos^{-1} \frac{b}{r_0} \quad (30)$$

In figura (7) viene mostrato uno spettro continuo di una regione HII in cui è presente sia il contributo di Bremsstrahlung che il contributo della polvere.

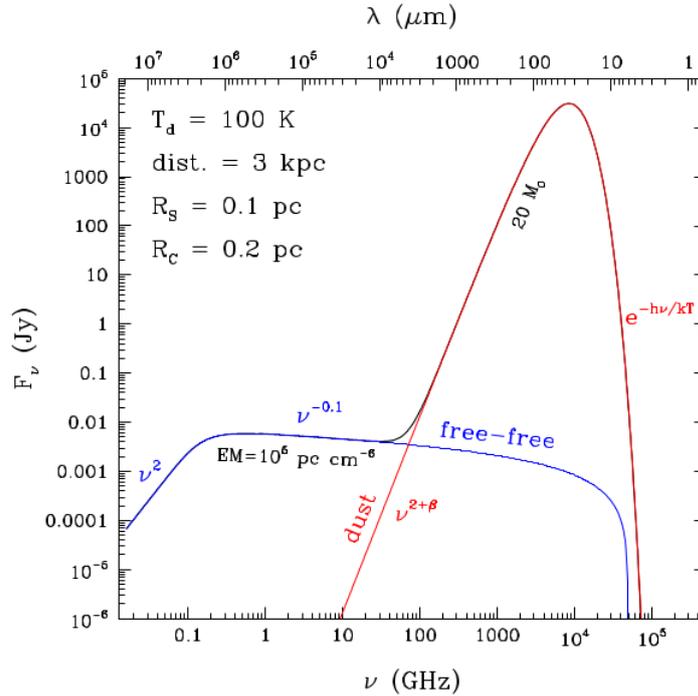


Figura 7: Spettro continuo di una regione HII circondata da una nube molecolare gigante. Nel grafico sono indicati i parametri fisici R_S , ovvero il raggio della regione, R_C , ovvero il raggio della nube. Viene specificata la misura di emissione, definita come $E.M. = \int_{los} n_e dz$. Compare anche il coefficiente β , che fornisce l'andamento della frequenza nel grafico. In questo caso specifico il coefficiente $\beta = 2$, a causa dell'opacità. Fonte: R. Cesaroni, 2008, Continuum emission from HII regions and dusty molecular clouds, Proceedings of Science

5 La struttura a spirale della Via Lattea

Un'applicazione pratica che dimostra l'utilità di andare a studiare le regioni HII è stata la determinazione della struttura a spirale della nostra Galassia attraverso la loro posizione. Per arrivare a tale risultato sono state combinate osservazioni nell'ottico (utilizzando le righe di emissione $H\alpha$) e le osservazioni radio. I risultati ottenuti sono stati poi comparati con le osservazioni effettuate sulle galassie vicine (in particolare M31 e M33), che hanno portato ad avere informazioni circa le dimensioni dei bracci, la loro simmetria e l'angolo di pitch. L'angolo di pitch è una misura del grado di avvolgimento dei bracci attorno al disco. Anche l'osservazione della riga a 21 cm dell'idrogeno neutro è stata fondamentale in quanto ha mostrato:

- forte presenza di regioni HII e bracci di HI scarsi nelle regioni interne;
- scarsa presenza di regioni HII e bracci di HI robusti nelle regioni esterne.

Naturalmente, durante lo studio, non tutte le regioni avevano lo stesso grado di importanza: esso è dipeso da un parametro U proporzionale a $(SD^2)^{\frac{1}{3}}$, dove S è il flusso emesso, mentre D è la distanza.

Grazie a tutti questi dati, combinati con il fatto che le velocità radiali delle regioni erano caratterizzate da una bassa dispersione delle velocità, è stato possibile creare un modello di rotazione adeguato, che generava una curva di rotazione tipica di una galassia a spirale. In figura 8 è possibile vedere la distribuzione delle regioni HII lungo i bracci a spirale della Via Lattea.

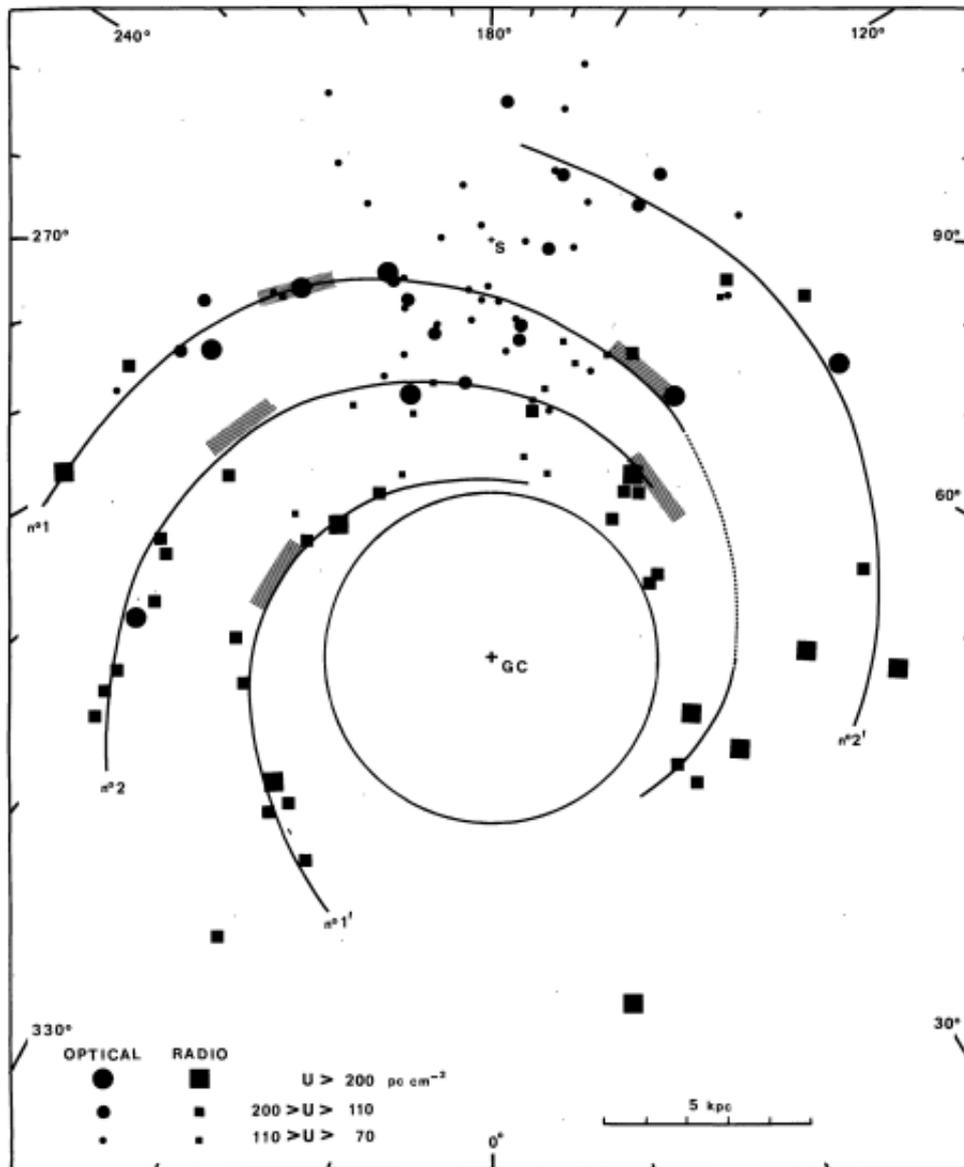


Figura 8: Modello a spirale della nostra Galassia. Il pattern finale consiste di due paia di bracci simmetrici: no.1 braccio Carina-Sagittarius, no.2 braccio Scutum-Crux, no.1' braccio della Norma, no.2' braccio di Perseus. Fonte: Y.M. Georgelin e Y.P. Georgelin, 1976, The Spiral structure of our Galaxy determined from HII regions, Astronomy & Astrophysics

Bibliografia

R.Cesaroni, 2008, Continuum emission from HII regions and dusty molecular clouds, Proceedings of Science

Y.M. Geogelin, Y.P. Geogelin, 1976, The Spiral structure of our Galaxy determined from HII regions, Astronomy & Astrophysics

S. Kurtz, Hypercompact HII regions, 2005, in: Massive Star Birth: a Crossroads of Astrophysics, Proceedings IAU Symposium No.227

D. E. Osterbrock, G. J. Ferland, 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei. University Science Books, Sausalito, California

L. Gutiérrez, J.E. Beckman, 2008, The physics of HII regions: the photoionization equilibrium in the HII regions of M51, LNEA III, Granada, Spain

P.R. McCullough, 2000, Modified Strömgen Shere, The Astronomical Society of the Pacific

D.E. Osterbrock, 1988, The physics of gaseous nebulae, The Astronomical Society of the Pacific

M. Peimbert et al., 2017, Nebular Spectroscopy: a guide of HII regions and planetary nebulae, The Astronomical Society of the Pacific

D. Dallacasa, AA 2021-2022, Dispense del corso di Processi di Radiazione e MHD