

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:  
[Simone Tedino](#)

Relatore:  
Chiar.mo Prof. [Daniele Dallacasa](#)

---

Anno accademico [ [2017-2018](#) ]



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Equilibrio di ionizzazione e sfera di Strömgren</b>	<b>3</b>
1.1 Sfera di Strömgren . . . . .	4
<b>2 Emissione nel continuo: la <i>Bremsstrahlung</i></b>	<b>6</b>
2.1 <i>Bremsstrahlung</i> termica . . . . .	7
2.2 Autoassorbimento . . . . .	8
<b>3 Emissione in riga</b>	<b>10</b>
3.1 Regole di selezione . . . . .	11
3.2 Analisi dello spettro . . . . .	11

# Introduzione

Secondo i modelli accreditati dall'attuale stato dell'arte della ricerca astrofisica, la formazione stellare ha inizio quando massicce nubi di gas freddo, tipicamente *Giant Molecular Clouds* (GMC) e *Cold Neutral Medium* (CNM), collassano a causa della gravità. Le stelle così formatesi, giovani ed estremamente massive,  $M > 10 M_{\odot}$  vengono classificate come stelle di classe spettrale O-B, caratterizzate da una temperatura superficiale media dell'ordine di  $\sim 10^4 \text{ K}^{\circ}$ . A queste temperature esse sono in grado di generare intensi flussi di radiazione ultravioletta (UV) che si compongono di fotoni di lunghezza d'onda  $\leq 912 \text{ \AA}$ , e conseguente energia maggiore a  $H\nu = 13.6 \text{ eV}$ , corrispondente al valore specifico del potenziale di ionizzazione dell'idrogeno (H). Questa radiazione particolarmente intensa è dunque in grado di ionizzare quasi totalmente il gas che le circonda, dando origine a spettacolari nebulose ad emissione, le regioni HII. Le regioni HII sono dunque nubi di idrogeno ionizzato da stelle di recente formazione. Come suggerisce il nome sono composte principalmente da idrogeno, ma presentano abbondanze anche di elementi più pesanti quali He, C, O, N, Ne. Al fine della trattazione fisico-strutturale utilizzeremo un modello ideale in cui la nube è vista composta da solo idrogeno, ma nell'analisi degli spettri faremo particolare attenzione anche alla presenza degli altri elementi caratteristici. Le temperature tipiche delle regioni HII sono in media pari ai  $10^4 \text{ K}^{\circ}$  e per questo fanno parte del *Warm Ionized Medium* (WIM). Le dimensioni tipiche delle regioni HII vanno da frazioni di parsec a centinaia di parsec e, corrispondentemente, hanno una vasta gamma di densità, da pochi a milioni di *atomi  $\text{cm}^{-3}$*  nelle regioni più compatte. Nella nostra Galassia, così come nelle altre galassie a spirale osservate, le regioni HII seguono un modello di distribuzione simile a quello delle nubi molecolari da cui indirettamente si formano, per cui sono ugualmente concentrate nel piano della galassia ed in particolare nei bracci delle spirali ricchi di idrogeno neutro e mezzo interstellare, come mostra la figura 1. Al contrario, non sono presenti nelle galassie ellittiche poiché queste praticamente non presentano gas freddo e non hanno processi di formazione stellare. L'esempio forse più famoso di regione HII all'interno della nostra Galassia, visibile anche ad occhio nudo (in particolari condizioni atmosferiche), è la Nebulosa di Orione, dove le stelle molto luminose del grappolo del Trapezio ionizzano la nube di idrogeno circostante, mostrata in figura 2.1.

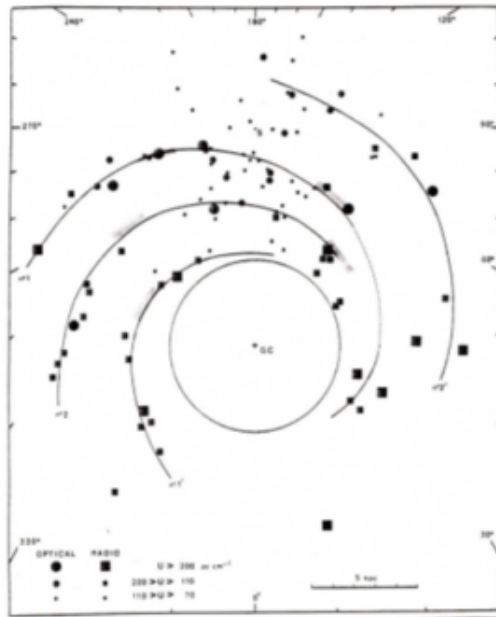


Figure 1: *La figura mostra la distribuzione delle regioni HII sui bracci di una galassia a spirale. I cerchi rappresentano le regioni ottiche, mentre i quadrati le regioni radio, situate sul piano della Galassia.*



Figure 2: *La figura mostra la Nebulosa di Orione.*

# Capitolo 1

## Equilibrio di ionizzazione e sfera di Strömgren

Iniziamo lo studio delle regioni III partendo dall'analisi dello stato della materia di cui sono composte e delle strutture che formano. Dato che l'idrogeno è l'elemento più abbondante (90% del gas dell'ISM), ci poniamo in una situazione idealizzata in cui analizziamo una nube di puro idrogeno, con densità di 10 atomi  $cm^{-3}$ , che circonda una singola stella di main sequence di classe spettrale O6 alla temperatura di  $T = 40\,000\text{ K}$ . L'assunzione di partenza è quella di considerare un equilibrio locale tra i fenomeni che regolano la fotoionizzazione e la ricombinazione dell'idrogeno. Il tasso di fotoionizzazione ad una certa distanza  $r$  dalla stella è definito dall'equazione 1.1:

$$P = N(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{4\pi r^2 h\nu} a_\nu d\nu \quad (1.1)$$

Dove con  $\nu_0$  indichiamo la frequenza di soglia per la ionizzazione dell'idrogeno  $\nu_0 \sim 3.3 \cdot 10^{15}\text{ Hz}$ . Notiamo come esso sia proporzionale al numero di atomi di idrogeno neutro disponibili  $N(H^0)$ , al numero di fotoni emessi dalla stella ( $\frac{L_\nu}{4\pi r^2 h\nu}$ ) e alla sezione d'urto trasversale di ionizzazione dell'idrogeno  $a_\nu$ . All'equilibrio il tasso di ionizzazione deve essere uguale al numero di ricombinazioni descritto dall'equazione 1.2:

$$R = N_e N_p \alpha_A \quad (1.2)$$

La grandezza  $R$  è proporzionale alla densità di elettroni liberi  $N_e$ , alla densità di protoni liberi  $N_p$  e al coefficiente di ricombinazione  $\alpha_A$ . Ponendoci ad una distanza di riferimento di 5 pc dalla stella, il campo di radiazione ultravioletta è così intenso che l'idrogeno è completamente ionizzato. Possiamo ricavare questa condizione assumendo dei valori medi per le grandezze in esame così come segue:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu d\nu}{h\nu} = 5 \times 10^{48} \text{ photonssec}^{-1} \quad (1.3)$$

$$a_\nu(H) \approx 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (1.4)$$

$$P \approx 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \quad (1.5)$$

$$\alpha \approx 4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (1.6)$$

Sostituendo questi valori e considerando la funzione  $\xi$  che esprime la frazione di idrogeno neutro, ovvero  $N_e = N_p = (1 - \xi)N_H$  e  $N_{H^0} = \xi N_H$ , dove  $N_H = 10 \text{ cm}^{-3}$  otteniamo:

$$\xi \approx 4 \times 10^{-4} \ll 1 \quad (1.7)$$

Da ciò deduciamo che l'idrogeno sia completamente ionizzato.

## 1.1 Sfera di Strömgren

Ci chiediamo ora quale sia la dimensione e la struttura di una tale regione di gas ionizzato. Di nuovo supponiamo che ogni in ogni punto della regione considerata sia valido l'equilibrio di fotoionizzazione:

$$N(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu d\nu = N_e N_p \alpha_A \quad (1.8)$$

$J_\nu$  è l'intensità media della radiazione espressa in unità di energia, per unità di area, per unità di tempo, per unità di frequenza e per unità di angolo solido. A questo punto dobbiamo considerare che  $J_\nu$  sia in realtà l'insieme di due componenti. Queste sono la radiazione che proviene direttamente dalla stella e la componente diffusiva che si origina quando un elettrone si ricombina con un protone passando dal continuo direttamente allo stato fondamentale, emettendo un fotone con energia sufficiente a ionizzare un altro atomo di idrogeno. Per risolvere questa complicazione si fa utilizzo della “*on the spot approximation*”. La maggior parte dei fotoni prodotti per ricombinazione hanno una frequenza  $\nu \sim \nu_0$  e si assume che essi vengano tutti immediatamente assorbiti localmente. In questo modo è come se non fosse mai avvenuta la ricombinazione allo stato fondamentale; così possiamo ignorare la componente diffusiva del campo di radiazione ionizzante. Definita  $L_{nu} = 4\pi r^2 (\pi F_\nu)$  la luminosità monocromatica della stella in esame e assumendo costante la densità della regione di emissione, consideriamo che la nube sia opaca alla propria radiazione (si assume un regime di LTE *Local Thermal Equilibrium*) in funzione di una certa distanza  $r$  dalla stella, ottenendo l'equazione del bilancio nella forma:

$$N(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} a_\nu e^{-\tau_\nu} d\nu = 4\pi r^2 N_e N_p \alpha_B \quad (1.9)$$

dove abbiamo sostituito  $\alpha_A$ , il coefficiente di ricombinazione, con  $\alpha_B$ , che rappresenta il tasso di ricombinazione a tutti i livelli, escluso quello dello stato fondamentale rimosso dalla “*a spot approximation*”, e viene introdotto il termine  $\tau$  che rappresenta lo spessore ottico della nebulosa.

$$\alpha_B = \alpha_A - \alpha_1 = \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n \quad (1.10)$$

Integrando entrambi i membri lungo  $r$  ed impostando  $R$  come limite di integrazione superiore a rappresentare l'estensione della regione:

$$\int_0^R N(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} a_\nu e^{-\tau_\nu} d\nu dr = \int_0^R 4\pi r^2 N_e N_p \alpha_B dr \quad (1.11)$$

Poiché per definizione si ha che lo spessore ottico vale:

$$\tau_\nu(r) = \int_0^r N(H^0)(r') a_\nu dr' \Rightarrow \frac{d\tau}{dr} = N(H^0) \quad (1.12)$$

È possibile sostituire nell'equazione 1.11  $dr$  con  $\frac{d\tau(r)}{N(H^0)}$ . Si sottolinea che, sul bordo della nebulosa, si assume  $\tau(r) = \infty$ .

Infine, con l'assunzione di plasma totalmente ionizzato  $N_p = N_e = N(H)$  otteniamo:

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = Q(H^0) = \frac{4\pi}{3} R^3 (N_H)^2 \alpha_B \quad (1.13)$$

Fisicamente, il nostro risultato ci dice che il numero totale di fotoni ionizzanti emessi dalla stella bilancia il numero totale di ricombinazioni fin tanto che si è all'interno di una sfera di volume  $\frac{4\pi}{3} R^3$ , chiamato Sfera di Strömgren. Nell'esempio considerato di una stella di classe spettrale O6 la regione III così generata avrà un raggio di circa 50 pc.



## Capitolo 2

# Emissione nel continuo: la *Bremsstrahlung*

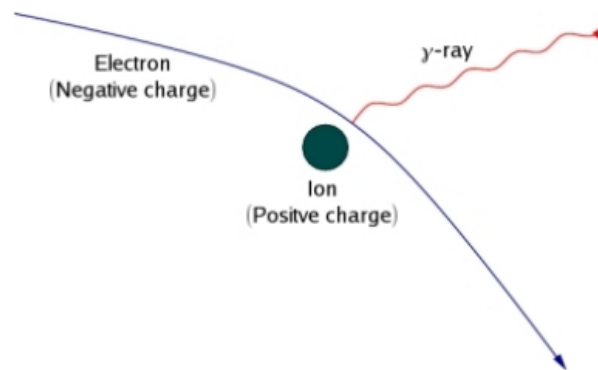


Figure 2.1: Schema dell'interazione "free-free" tra un elettrone ed uno ione.

La *Bremsstrahlung* è il principale processo di emissione nel continuo delle regioni HII dovuta a transizioni *free-free*. Il termine tedesco da cui deriva significa "radiazione di frenamento", poiché l'energia è irradiata a seguito della decelerazione di un elettrone libero che interagisce con il campo coulombiano di un atomo ionizzato. Si considera l'interazione che avviene tra un elettrone di carica  $-e$  ed uno ione di carica  $+Ze$ . All'interno del sistema di riferimento dello ione l'elettrone si muove con una velocità  $v$ , e a seguito della decelerazione emette un fotone a discapito della propria energia cinetica. La decelerazione è massima quando è minima la distanza tra le due particelle. Si definisce così il valore  $b$  parametro d'impatto che rappresenta la distanza tra lo ione e la traiettoria dell'elettrone. Quindi il tempo di interazione è dato da  $\Delta t = 2b/v$ . Dalla formula di Larmor si ricava l'energia totale emessa in una singola collisione:

$$P\Delta t = \frac{4}{3} \frac{Z^2 e^6}{c^3 m^2} \frac{1}{b^3 v} \quad (2.1)$$

da cui si osserva che fissato il parametro d'impatto  $b$ , gli elettroni più veloci emetteranno meno energia poiché diminuisce il tempo di interazione tra le cariche, mentre fissata la velocità  $v$  l'energia emessa aumenta al diminuire del parametro di impatto  $b$ . L'interazione tra le due cariche è di tipo impulsivo, e tramite l'analisi di Fourier si ottiene la distribuzione spettrale dell'energia emessa che risulta essere approssimativamente rettangolare. La distribuzione è piatta fino ad una certa frequenza di *cut-off* data da:

$$\nu_{max} \simeq \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b} \quad (2.2)$$

Considerando il caso reale in cui si ha a che fare con un plasma formato da una nube di elettroni di densità numerica  $n_e$  e di ioni con densità numerica  $n_z$  si ottiene:

$$J_{br}(v, \nu) = \frac{32}{3} \frac{\pi e^6}{c^3 (m_e)^2 v} n_e n_z Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (2.3)$$

Dove si esegue la stima del parametro di impatto  $b_{max}$  e  $b_{min}$ :

$$b_{max} \leq \frac{v}{4\nu} \quad b_{min,class} \simeq \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \quad b_{min,quant} \simeq \frac{h}{2\pi m_e v} \quad (2.4)$$

Notiamo che è necessario utilizzare il limite quantistico quando si ha a che fare con temperature dell'ordine di circa  $\sim 10^8 \text{ K}^\circ$ , ma nel caso di interesse, cioè le regioni III, poiché le temperature del gas sono dell'ordine di  $\sim 10^4 \text{ K}^\circ$  si utilizza il parametro di impatto definito dal limite classico. Inoltre, una trattazione più corretta necessita l'introduzione di un fattore correttivo che tiene conto dei fenomeni quantistici che interessano l'intero processo. Questo fattore è noto come fattore di correzione di Gaunt, e vale:

$$g_{ff}(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right) \quad (2.5)$$

Per le emissioni nel dominio del radio il fattore di Gaunt vale  $g_{ff}(\nu, T) \sim 1 - 10$ .

## 2.1 *Bremsstrahlung* termica

Le regioni III di nostro interesse sono da considerarsi nubi di gas in equilibrio termodinamico, per cui gli elettroni hanno velocità che seguono la distribuzione statistica di Maxwell-Boltzmann. La probabilità che un elettrone abbia una velocità compresa tra  $v$  e  $v + dv$  è data da:

$$f(v)dv \propto v^2 \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT}\right) dv \quad (2.6)$$

Così facendo, l'emissività specifica per la *Bremsstrahlung* termica è espressa dall'integrale:

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(\nu, v) f(v) dv \quad (2.7)$$

Dove il limite inferiore di integrazione è la velocità minima per l'elettrone. Essa dipende dalla frequenza secondo la relazione  $h\nu \leq mv^2/2$ , dato che un elettrone non può emettere più energia di quanta ne possiede. Si ottiene:

$$v_{min} = \sqrt{\frac{2h\nu}{m_e}} \quad (2.8)$$

Risolvendo si ottiene:

$$J_{br}(\nu, T) = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} n_e n_z Z^2 \bar{g}_{ff}(\nu, T) \quad (2.9)$$

dove  $[J_{br}(\nu, T)] = \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$ .

Dalle dipendenze, è evidente notare come l'emissività specifica rimanga costante fino ad un valore specifico di frequenza, definito come  $\nu_{cutoff} \simeq \frac{kT}{h}$ . Per le regioni HII si ricava una  $\nu_{cutoff} \simeq 10^{14} \text{Hz}$ , corrispondente al *Near Infra Red*. L'emissività totale calcolata su tutte le frequenze vale:

$$J_{br}(T) = \frac{dW}{dt dV} = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_z Z^2 \bar{g}_B(T) \quad (2.10)$$

dove  $\bar{g}_B(T)$  è compreso tra 1.1 e 1.5

Tramite il rapporto tra l'energia termica totale posseduta dal plasma e quella persa tramite emissione di *Bremsstrahlung* si ricava un tempo di raffreddamento pari a:

$$t_{br} = \frac{1.8 \cdot 10^{11}}{n_e \bar{g}_B} T^{1/2} s = \frac{6 \cdot 10^3}{n_e \bar{g}_B} T^{1/2} yr \quad (2.11)$$

Considerando il plasma totalmente ionizzato, si ha  $n_e = n_z$  e poiché le densità sono  $n_e \sim 10^3 \text{cm}^{-3}$  con temperature  $T \sim 10^4 \text{K}^\circ$  si ottiene un tempo di raffreddamento di circa mille anni.

## 2.2 Autoassorbimento

In condizioni di equilibrio termico, il processo di emissione viene bilanciato da un processo di assorbimento. Il plasma è opaco alla sua stessa radiazione dove l'energia rilasciata dall'interazione tra un elettrone  $e$  uno ione viene assorbita da un altro elettrone libero. Il coefficiente di assorbimento per un plasma che emette per *Bremsstrahlung* vale:

$$\mu_{br} = 3.7 \cdot 10^8 T^{-1/2} Z^2 n_e n_z \nu^{-3} (1 - e^{h\nu/kT}) \bar{g}_{ff} \quad (2.12)$$

Data la forte dipendenza dalla frequenza, esso è trascurabile quando  $h\nu \gg kT$  mentre per basse frequenze, nel regime di Rayleigh-Jeans quando  $h\nu \ll kT$  il coefficiente di assorbimento numericamente vale:

$$\mu_{br}(\nu, T) = 0.018 T^{-3/2} Z^2 n_e n_z \nu^{-2} \bar{g}_{ff} \quad (2.13)$$

Dall'equazione del trasporto radiativo si ricava la brillantezza totale di una nube che emette per *Bremsstrahlung*:

$$B_{bb}(\nu, T) \propto \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_e} - 1} (1 - e^{-\tau(\nu, T_e)}) \quad (2.14)$$

Dove  $B_{bb}$  è la brillantezza tipica di corpo nero espressa dalla legge di Planck e  $\tau$  è il termine di opacità si ottiene:

$$B_{bb} = (1 - e^{-\tau}) \propto \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_e} - 1} \propto \begin{cases} T_e \nu^2 & R.J.; \tau \gg 1 \\ T_e^{-1/2} \nu^0 & R.J.; \tau \ll 1 \\ e^{h\nu/kT_e} & h\nu \gg kT \end{cases} \quad (2.15)$$

Il valore della frequenza di *Turn over*, cioè la frequenza per la quale lo spettro passa dall'andamento ripido a quello piatto, permette di calcolare la misura di emissione:

$$E.M. = \int Z^2 n_e n_z dl \quad (2.16)$$

dalla quale si può ricavare la densità numerica degli elettroni lungo la linea di vista.

## Capitolo 3

# Emissione in riga

I processi di emissione in riga si distinguono da quelli del continuo perché generano radiazione corrispondente a valori discreti di frequenza. La trattazione completa del fenomeno richiederebbe l'utilizzo delle teorie della meccanica quantistica, ma, con buona approssimazione e per i fini che si prefigge il presente elaborato, possiamo basarci sul modello semiclassico dell'atomo di Bohr. Secondo tale modello, attorno al nucleo, l'atomo è descritto da un insieme discreto di livelli stazionari di energia che corrispondono ad orbite circolari i cui raggi hanno valori quantizzati. Le transizioni radiative avvengono quando l'elettrone passa da un'orbitale all'altro, attraverso stati eccitati, emettendo un fotone. La particolare frequenza a cui viene emesso il fotone è data dalla formula di Rydberg

$$\nu = \frac{\Delta\epsilon}{h} = RcZ^2 \left[ \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right] \quad (3.1)$$

dove  $Z$  è la carica del nucleo,  $c$  la velocità della luce,  $R = R_\infty(1m_e/M)$  è la costante di Rydberg,  $m_e$  ed  $M$  la massa dell'elettrone e la massa totale dell'atomo, inclusi gli elettroni.  $R_\infty \simeq 1.1 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$  è il valore asintotico della costante di Rydberg. Poiché il numero di transizioni possibili è molto elevato, convenzionalmente le righe si identificano con il simbolo dell'elemento che le produce e con il numero quantico principale associato. Le transizioni con  $\Delta n = 1, 2, \dots$  sono chiamate  $\alpha, \beta$ , etc. Le più importanti serie per l'atomo di idrogeno sono quella di Lyman e quella di Balmer; rispettivamente si riferiscono a transizioni da e verso  $n = 1$  e da e verso  $n = 2$ .

	Lyman (L) n=1	Balmer (H) n=2
$(\Delta n = 1) \rightarrow \alpha$	121.5	656.3
$(\Delta n = 2) \rightarrow \beta$	102.6	486.1
$(\Delta n = 3) \rightarrow \gamma$	97.2	434.0
$(\Delta n = 4) \rightarrow \delta$	95.0	410.2
$(\Delta n = 5) \rightarrow \epsilon$	93.8	397.0

Figure 3.1: I valori sono espressi in nanometri.

### 3.1 Regole di selezione

Le transizioni radiative che un elettrone compie tra i vari livelli energetici non sono tutte ugualmente probabili. Esse vengono distinte in “permesse”, “semi-proibite” e “proibite”. Le transizioni “permesse” sono statisticamente favorite e soddisfano le regole di selezione per il dipolo elettrico di seguito elencate:

- $\Delta n \neq 0$  cambio di orbitale;
- $\Delta l = \pm 1$  momento angolare;
- $\Delta L = 0, \pm 1$  momento angolare orbitale totale;
- $\Delta J = 0, \pm 1$  momento angolare totale;
- $\Delta S = 0$  spin totale.

Le transizioni “semi-proibite” e “proibite” si riferiscono alla struttura fine ed iper-fine della materia e non rispettano le regole di selezione del dipolo elettrico; per esse si considerano le regole di selezione di quadrupolo elettrico e di dipolo magnetico. La probabilità che una particolare transizione avvenga è descritta dai coefficienti di Einstein ma la loro trattazione va oltre lo scopo del presente elaborato.

### 3.2 Analisi dello spettro

Gli spettri delle regioni HII sono caratterizzati da forti righe di emissione su un debole continuo. Queste righe caratteristiche sono definite “*recombination lines*”, e, pertanto, sono generate da transizioni *bound-bound* tra livelli a diversa energia nel processo di ritorno allo stato fondamentale di un atomo a seguito di una iniziale eccitazione radiativa o collisionale. Questo tipo di transizioni soddisfano le regole di selezione di dipolo elettrico. Quando la coppia protone–elettrone si ricombina, in genere è più probabile ottenere uno stato eccitato che non lo stato fondamentale. Di conseguenza, per ogni fotone ultravioletto originario che aveva prodotto la ionizzazione, verranno prodotti almeno due fotoni secondari di energia inferiore: il primo prodotto dalla cattura dell’elettrone da parte del nucleo (ad una frequenza qualsiasi, dato che deriva da una transizione libero–legato, e che contribuisce all’emissione continua), il secondo dalla diseccitazione dell’elettrone appena legato (producendo una riga ad una frequenza ben definita). Quindi, nel processo di ricombinazione, l’energia dei fotoni ultravioletti emessi dalla stella subisce un processo di degrado e, in generale, nessuno di questi fotoni secondari è in grado di produrre ulteriore eccitazione. L’intensità di una riga integrata lungo la linea di vista vale:

$$I_l = \int j_l \cdot ds \quad \text{dove} \quad j_l = \frac{\nu_l}{4\pi} N_e N_p \alpha_l(T) \quad (3.2)$$

Come si evince dalle figure Fig. 3.2 e 3.3 riportate in seguito, le righe di ricombinazione dominanti negli spettri ottici delle regioni HII sono per l’idrogeno:  $H\alpha = 6563\text{\AA}$  (responsabile della tipica colorazione rossastra delle nubi),  $H\beta = 4861\text{\AA}$ ,  $H\gamma = 4340\text{\AA}$ ,  $H\delta = 4102\text{\AA}$ .

Laddove sia presente elio ionizzato in quantità significativamente apprezzabile, risultano presenti anche le sue righe di ricombinazione; le principali sono: sono  $HeI = 5877\text{\AA}$ ,  $HeI = 4473\text{\AA}$ ,  $HeI = 3890\text{\AA}$ . Uno studio dettagliato sulle perdite energetiche delle regioni HII e sulle condizioni di equilibrio termico esula dallo scopo di questo elaborato. Ciò che possiamo sottolineare, però, è che il principale fenomeno di raffreddamento per le nubi in esame non è quello dovuto al tasso di ricombinazione, bensì alle righe dovute all'eccitazione collisionale. Le "collisionally excited lines" sono righe "proibite" e "semi-proibite", prodotte dalle collisioni di atomi di ioni metallici (N, O, S, etc.) con gli elettroni liberi. Queste righe generano emissioni significative e dunque fortemente visibili nello spettro, ma si osservano, generalmente, solo nei plasmi a bassa densità. Alle alte densità questi stati eccitati hanno tempi di vita medi troppo lunghi e di conseguenza vengono facilmente spopolati per via collisionale, ma nelle regioni a basse densità la frequenza delle collisioni è sufficientemente scarsa da far sì che l'atomo, una volta eccitato (collisionalmente), resti in tale stato abbastanza a lungo da poter permettere lo specifico decadimento radiativo. Le principali *collisionally excited lines* comunemente osservate sono i doppietti [O II] (3727, 3730 $\text{\AA}$ ), [O III] (4960, 5008 $\text{\AA}$ ), [N II] (6585, 6550 $\text{\AA}$ ). Per le regioni più dense sono caratteristiche le righe da [S II] (6733, 6718 $\text{\AA}$ ) a [Ne III] (12.81 $\mu\text{m}$ ). Oltre alle familiari righe di ricombinazione fin qui analizzate una menzione particolare va alle *Radio Recombination Lines*. Queste righe si originano dalla transizione radiativa di elettroni in livelli energetici estremamente alti, generalmente  $n > 60$ . Ad esempi la riga H166 $\alpha$  è generata dalla transizione dell'idrogeno da  $n= 167$  a  $n= 166$  alla caratteristica frequenza  $\nu = 1.43$  GHz. a popolazione di questi stati eccitati è molto bassa, circa  $10^{-5}$  volte la popolazione del livello fondamentale, ma, date le elevate dimensioni delle nebulose, queste particolari righe risultano comunque osservabili. La frequenza si ricava dalla formula 3.1.

Queste righe di emissione non sono dovute esclusivamente all'idrogeno. In particolare, nelle regioni HII ultra-compatte, sono generate anche da elementi più pesanti come il carbonio. Le *Radio Recombination Lines* sono particolarmente importanti ed utili per studiare le regioni HII poiché non vengono attenuate dall'estinzione dovuta alla polvere nel mezzo interstellare. Possiamo concludere dicendo che lo studio delle SED delle regioni HII, effettuato in particolare sull'analisi del rapporto tra l'intensità del flusso nel continuo e l'intensità delle righe in emissione, ci permette di determinare importanti proprietà e caratteristiche della regione come temperatura, densità elettronica, metallicità e le abbondanze relative degli elementi che le compongono. Particolare interesse si pone nello studio della metallicità, poiché si riscontra che essa diminuisce significativamente analizzando le regioni distribuite dal centro della Galassia verso le zone periferiche. Per come abbiamo studiato e descritto le regioni HII da ciò si deduce che nella periferia galattica si ha una minore formazione stellare.

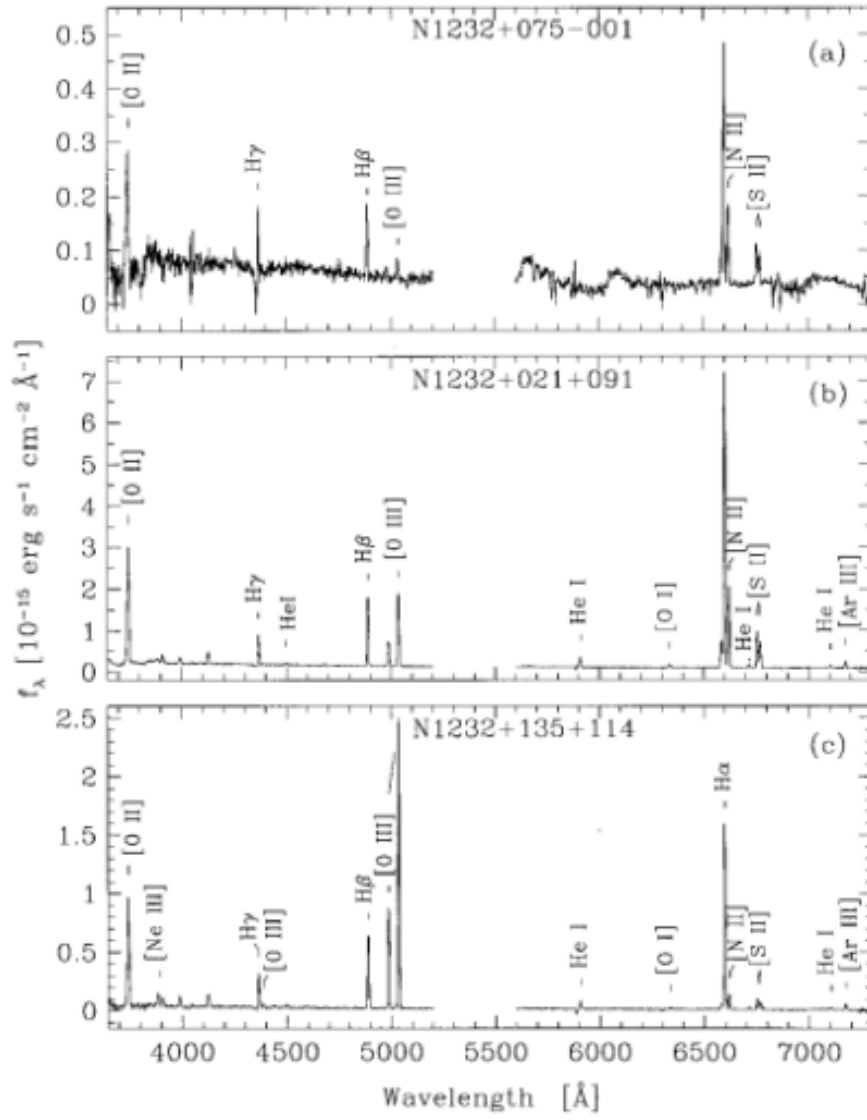


Figure 3.2: Spettri ottici di regioni HII all'interno della galassia NGC1232.



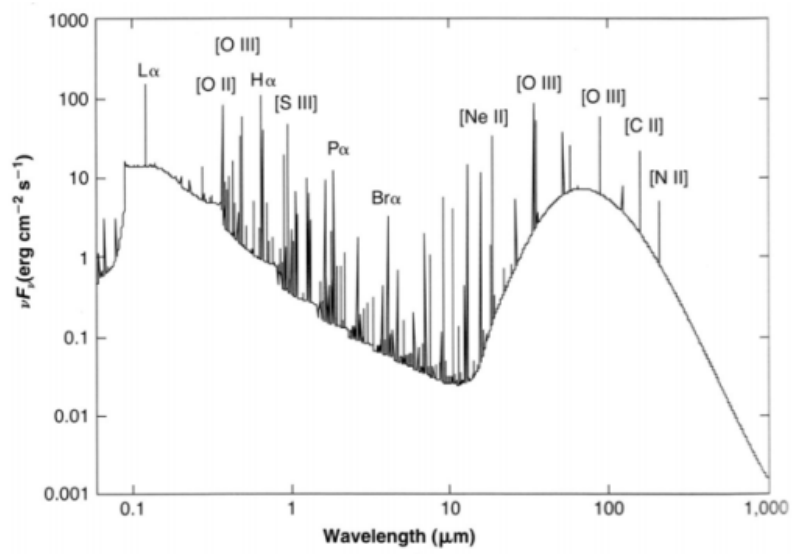


Figure 3.3: *SED di una regione HII nella Nebulosa di Orione.*

# Costanti e unità di misura

Costante di Planck:  $h = 6.63 \times 10^{-27} \text{erg s}$

Costante di Rydberg:  $R = 1.097 \times 10^9 \text{cm}^{-1}$

Carica dell'elettrone:  $e = -1.602 \times 10^{-19} \text{C}$

Carica di Boltzmann:  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$

Massa dell'elettrone:  $m_e = 9.109 \times 10^{-28} \text{g}$

Parsec:  $\text{pc} = 3.09 \times 10^{18} \text{cm}$

Elettronvolt:  $\text{eV} = 1.602 \times 10^{-12} \text{erg}$

Velocità della luce:  $c = 2.99 \times 10^{10} \text{cm s}^{-1}$

Massa del Sole:  $M_\odot = 1.989 \times 10^{33} \text{g}$

Angstrom:  $\text{Å} = 10^{-10} \text{cm}$

# Bibliografia

Dallacasa D. (Dip. di Astronomia, UNIBO), 2016, *Dispense del corso di processi di radiazione ed MHD*, lecture notes;

Fanti C., Fanti R., 2012, *Lezioni di Radioastronomia*, lecture notes;

Osterbrock D. E., 1974, *Astrophysics of gaseous nebulae*, W. A. Freeman & Company;

Spitzer L., 1978, *Physical processes in the Interstellar Medium*, John Wiley & Sons;

Tielens A. G. G. M., 2005, *Physical and chemistry of the Interstellar Medium*, Cambridge University Press.