

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# CARATTERISTICHE PRINCIPALI DELL'EMISSIONE DI REGIONI HII

Tesi di Laurea

Presentata da:

**Francesca Sarti**

Relatore:

**Chiar.ma Prof.ssa Marcella  
Brusa**



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione alle regioni HII</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Equilibrio di ionizzazione e sfera di Strömgren</b>	<b>3</b>
2.1	Fotoionizzazione . . . . .	3
2.2	Ricombinazione . . . . .	4
2.3	Sfera di Strömgren . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Processi di emissione in riga</b>	<b>6</b>
3.1	Righe di ricombinazione (RLs) . . . . .	7
3.1.1	Righe di ricombinazione Radio (RRLs) . . . . .	8
3.2	Righe di eccitazione collisionale (CELs) . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Processi di emissione nel continuo</b>	<b>10</b>
4.1	Bremsstrahlung . . . . .	10
4.1.1	Bremsstrahlung termica . . . . .	11
4.1.2	Autoassorbimento free-free termico . . . . .	12
4.2	Polvere interstellare . . . . .	13
<b>5</b>	<b>Regioni HII nel contesto galattico</b>	<b>14</b>
5.1	Nella nostra e in galassie esterne . . . . .	14
5.2	Rate di formazione stellare . . . . .	15
	<b>Bibliografia</b>	<b>19</b>



## Sommario

Le regioni HII, così denominate in quanto costituite quasi completamente da  $H^+$ , sono regioni di gas ionizzato generate dalla fotoionizzazione del mezzo neutro circumstellare ad opera della radiazione UV di stelle giovani di grande massa, tipicamente di classe spettrale O o B. In aggiunta principalmente alle nebulose planetarie, queste regioni costituiscono la fase di WIM (*Warm Ionized Medium*) del mezzo interstellare e si trovano associate ai siti di formazione stellare. Tale formazione avviene nella fase di CNM (*Cold Neutral Medium*) nelle nubi molecolari giganti, disposte nei bracci delle spirali. In prima approssimazione le regioni HII sono rappresentate dal modello di Sfera di Strömgren: una sfera omogenea di H ionizzato, in equilibrio di ionizzazione, separata tramite una regione di transizione piuttosto netta da una regione esterna di gas completamente neutro. Verranno quindi trattate le principali caratteristiche di emissione, suddivise in questo elaborato in processi di emissione in riga e nel continuo. Gli spettri di queste regioni sono caratterizzati principalmente da intense righe in emissione, che possono essere di ricombinazione RLs, alcune delle quali tipiche in banda Radio e conosciute come RRLs, o di eccitazione collisionale CELs, righe proibite favorite dalle condizioni di bassa densità delle regioni in esame. Tipicamente nel Radio e nell'infrarosso diventano distintivi i processi di emissione nel continuo rispettivamente di Bremsstrahlung ed emissione termica delle polveri. Verrà in seguito analizzato il ruolo delle regioni HII come traccianti di regioni di formazione stellare e bracci a spirale e come la luminosità della riga  $H\alpha$  possa essere sfruttata come indicatore del rate di formazione stellare (SFR). Infine, saranno approfondite le caratteristiche di emissione delle classi di regioni HII HC (*Hypercompact*) e UC (*Ultracompact*).



# Capitolo 1

## Introduzione alle regioni HII

Molti rilevanti argomenti astrofisici coinvolgono lo studio della struttura ed evoluzione del mezzo interstellare (ISM) e, in particolare, della fisica del gas ionizzato. L'ISM si manifesta infatti al variare di temperatura e densità (e approssimativamente in equilibrio di pressione) in diverse fasi, che sono il risultato dei processi di riscaldamento e raffreddamento cui è soggetto.

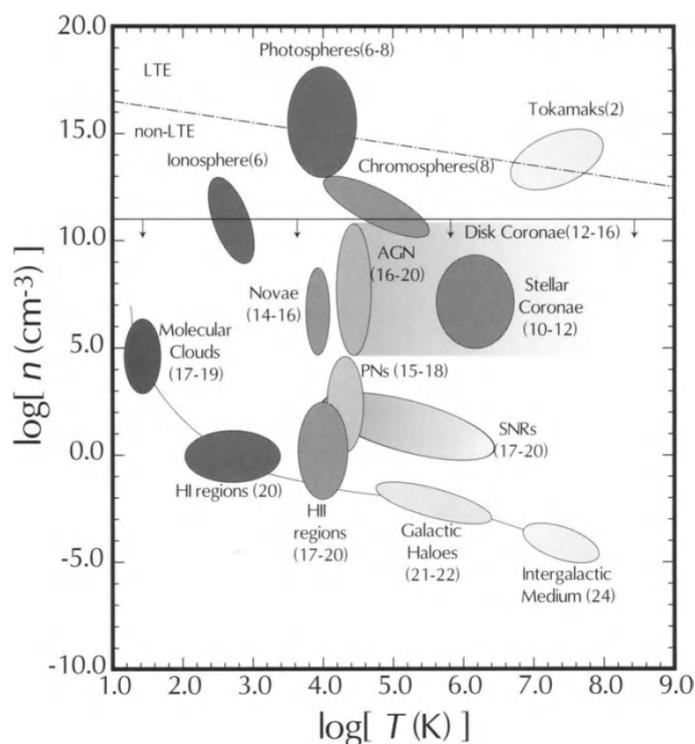


Figura 1.1: Densità, temperatura e dimensioni caratteristiche del plasma astrofisico diffuso. Sono riportate le dimensioni caratteristiche (in cm) per ogni classe di oggetti. L'universo diffuso si trova approssimativamente in condizioni di densità e temperatura al di sotto della linea orizzontale contrassegnata dalle frecce. In basso sono rappresentate le fasi principali del mezzo diffuso galattico e intergalattico. (M.A.Dopita e R.S.Sutherland, *Astrophysics of the Diffuse Universe*)

Le regioni HII costituiscono la fase di WIM (Warm Ionized Medium), con temperature tipiche di  $\sim 10^4 K$  e densità  $1 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , e sono generate dalla fotoionizzazione del gas circumstellare neutro ad opera del flusso di radiazione UV ( $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ ) emesso da

stelle giovani di grande massa, tipicamente di classe spettrale O o B con temperature effettive nel range  $3 \cdot 10^4 < T_* < 5 \cdot 10^4 \text{K}$ . La planckiana di queste stelle prevede infatti emissione fino alle energie necessarie per la ionizzazione dell'idrogeno ( $E_{ion} = 13.6\text{eV}$ ) e, in maniera stratificata in base alla distanza dalla sorgente di radiazione, per la parziale ionizzazione degli elementi più pesanti. In quanto stelle con tempo di vita molto breve, l'osservazione di regioni HII viene associata a zone di recente formazione stellare, processo che avviene in fase di CNM (Cold Neutral Medium) nelle nubi molecolari giganti, a temperature tipiche di 10-100K. Per questo si trovano esclusivamente in galassie a spirale, oltre che in galassie irregolari, in particolare distribuite sul piano galattico lungo i bracci a spirale.

Le abbondanze tipiche dell'ISM, approssimativamente 90% H, 9% He e il restante contributo dovuto agli elementi più pesanti (metalli), corrispondono a quelle riscontrabili nelle regioni ionizzate. Le regioni HII sono in prima approssimazione modellizzate da una sfera di Strömgren, che presenta una separazione piuttosto netta ( $\sim 0.1\text{pc}$ ) tra una regione interna di HII e una esterna completamente neutra. La regione ionizzata via via si espande nel mezzo neutro circostante, aumentando il proprio volume e diminuendo la densità, tramite il propagarsi di un fronte di ionizzazione. Hanno dimensioni caratteristiche dalle decine alle centinaia di pc e masse dell'ordine di  $10^2$ - $10^4 M_\odot$ , il cui limite inferiore dipende però fortemente dalla sensibilità del metodo osservativo.

Le regioni HII, galattiche o extragalattiche, possono essere distinte in base alle loro dimensioni e densità, secondo la classificazione riportata in tabella 1.1.

Tabella 1.1: Parametri fisici delle regioni HII (Kurtz, 2005, *Hypercompact HII regions*)

Class of Region	Size (pc)	Density ( $\text{cm}^{-3}$ )	E.M. ( $\text{pc cm}^{-6}$ )	Ionized Mass ( $M_\odot$ )
Hypercompact	$\lesssim 0.3$	$\gtrsim 10^6$	$\gtrsim 10^{10}$	$\sim 10^{-3}$
Ultracompact	$\lesssim 0.1$	$\gtrsim 10^4$	$\gtrsim 10^7$	$\sim 10^{-2}$
Compact	$\lesssim 0.5$	$\gtrsim 5 \times 10^3$	$\gtrsim 10^7$	$\sim 1$
Classical	$\lesssim 10$	$\lesssim 10^2$	$\sim 10^2$	$\sim 10^5$
Giant	$\sim 10^2$	$\lesssim 30$	$\sim 5 \times 10^5$	$10^3 - 10^6$
Supergiant	$> 10^2$	$\lesssim 10$	$\sim 10^5$	$10^6 - 10^8$

Inoltre, la rilevabilità del gas dipende dalla densità  $n_e$  degli elettroni liberi lungo la linea di vista tramite la *E.M.* (Emission Measure), solitamente mediata sulla regione di interesse, di dimensione  $l$ :

$$E.M. := \int n_e^2 dl \simeq \langle n_e \rangle^2 l \quad (1.1)$$

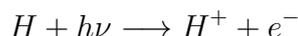
# Capitolo 2

## Equilibrio di ionizzazione e sfera di Strömgren

Strömgren, nel 1939, propose il modello di una regione di idrogeno ionizzato HII, in cui si verifica il bilanciamento tra i processi di fotoionizzazione e quelli di ricombinazione, separata da una regione esterna di idrogeno neutro HI, nella quale prevalgono i processi di ricombinazione. L'assunzione di tale equilibrio è alla base dello studio delle regioni fotoionizzate in esame. La transizione si verifica in maniera abbastanza netta, infatti lo spessore della regione di transizione si può stimare essere dell'ordine o inferiore a 0.1pc. In virtù della netta prevalenza di H nelle abbondanze di tali regioni, in prima approssimazione è possibile modellizzare la regione HII come una sfera statica, di densità omogenea e costituita da solo H, che circonda una singola stella. La trattazione seguente sarà svolta sotto queste assunzioni.

### 2.1 Fotoionizzazione

Il processo di fotoionizzazione è il principale responsabile del riscaldamento del gas. È il processo bound-free per il quale un fotone con energia  $h\nu$  maggiore o uguale rispetto al potenziale di ionizzazione dell'H, viene assorbito dall'H provocandone la ionizzazione:



L'energia in eccesso va in energia cinetica dell'elettrone libero,  $E_k = h\nu - E_{ion}$ . La sezione d'urto del processo di fotoionizzazione è data da

$$\sigma_i(\nu) \approx 6.3 \cdot 10^{-18} \left( \frac{\nu_{ion}}{\nu} \right)^3 [cm^2] \quad \text{con } \nu \geq \nu_{ion} \quad (2.1)$$

dove, per H,  $\nu_{ion} = 3.29 \cdot 10^{15} Hz$ , corrispondente a  $E_{ion} = h\nu_{ion} = 13.6eV$ <sup>1</sup>. Il processo di fotoionizzazione risulta tanto più efficace quanto più la frequenza del fotone ionizzante  $\nu$  è prossima alla  $\nu_{ion}$ .

Il rate di fotoionizzazione può quindi essere scritto come

$$P_{ion} = N_{HI} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} \sigma_i(\nu) d\nu \quad (2.2)$$

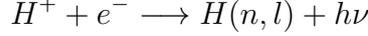
dove  $N_{HI}$  è la densità numerica di idrogeno neutro e  $J_\nu$  il campo di radiazione locale.

---

<sup>1</sup>con  $h \simeq 4.136 \cdot 10^{-15} eV \cdot s$  costante di Planck

## 2.2 Ricombinazione

La ricombinazione è il processo opposto alla fotoionizzazione, durante il quale il gas viene raffreddato (sebbene non sia il meccanismo di raffreddamento principale in un gas reale, che non sia di solo H ed He) producendo radiazione:



In una prima fase avviene una transizione free-bound di cattura dell'elettrone libero, la quale contribuisce al continuo dello spettro. La ricombinazione avviene con maggior probabilità in uno stato eccitato di numero quantico principale  $n$ , piuttosto che nello stato fondamentale. Per questo, in una seconda fase si instaura una cascata radiativa che termina allo stato fondamentale. Questi decadimenti radiativi (transizioni bound-bound) danno luogo a righe di ricombinazione (si veda sezione 3.1).

La sezione d'urto per la ricombinazione in un generico stato  $n$ , data la velocità  $v$  dell'elettrone può essere scritta come

$$\sigma_{nr}(v) = \frac{g_{i,n}}{g_{i+1}} \left( \frac{h\nu}{mcv} \right)^2 \sigma_{n,i}(\nu) \quad (2.3)$$

con  $g_{i,n}, g_{i+1}$  pesi statistici e  $\sigma_{n,i}(\nu)$  sezione d'urto per il processo di fotoionizzazione.

Per l'idrogeno, integrando sulle velocità e sommando su tutti gli  $n$  si può ottenere il coefficiente di ricombinazione totale ad una data temperatura  $T$ ,  $\alpha_H(T)$ :

$$\alpha_n(T) = \int_0^\infty \sigma_{nr}(v) v f(v) dv \quad \alpha_H(T) = \sum_n \alpha_n(T) \quad (2.4)$$

Il rate di ricombinazione può essere quindi scritto come:

$$P_{rec} = n_e n_p \alpha_H(T) \quad (2.5)$$

dove  $n_e, n_p$  sono le densità di elettroni e ioni.

## 2.3 Sfera di Strömgen

È quindi possibile impostare localmente l'equilibrio tra il rate di fotoionizzazione e il rate di ricombinazione:

$$P_{ion} = P_{rec}$$

Ora, con l'obiettivo ultimo di stimare il massimo volume che può essere ionizzato dalla fonte ionizzante in esame, si vanno a riscrivere LHS e RHS facendo le seguenti considerazioni. In primo luogo, si considera un dilution factor  $W$  che attenua il flusso della stella di raggio  $R_*$  con la distanza  $r$ , dal quale è possibile riscrivere il termine  $4\pi J_\nu$  di (2.2) come:

$$W := \frac{\pi R_*^2}{4\pi r^2} \quad \rightarrow \quad 4\pi J_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi r^2} \quad (2.6)$$

Inoltre, si tiene conto di un termine  $e^{-\tau(\nu)}$ , per il quale la frazione di fotoni assorbiti aumenta con la distanza  $r$  dalla stella.

I fotoni prodotti dalle ricombinazioni allo stato fondamentale  $n=1$  (Serie di Lyman) dovrebbero ora essere considerati come un'ulteriore fonte di ionizzazione, che rappresenta tipicamente  $\sim 40\%$  dei fotoni ionizzanti. È però possibile risolvere questa complicazione assumendo l'approssimazione "One-Spot", secondo la quale tali fotoni vengono immediatamente riassorbiti per un nuovo processo di ionizzazione. Si introduce quindi un coefficiente di ricombinazione  $\alpha_B$  che tenga conto di tutte le ricombinazioni eccetto quelle allo stato fondamentale dell'H.

La condizione di equilibrio può così essere riscritta come:

$$\frac{N_{HI}}{4\pi r^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} \sigma_i(\nu) e^{-\tau(\nu)} d\nu = n_e n_p \alpha_B \quad (2.7)$$

Ora, integrando entrambi i membri tra 0 e il raggio R della nube e sfruttando  $d\tau(\nu, r) = N_{HI}(r') \sigma_i dr'$  al LHS, è possibile derivare il raggio della Sfera di Strömgen:

$$R_S = \left( \frac{3Q_0}{4\pi\alpha_B n_e^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.8)$$

dove  $Q_0$  rappresenta il numero di fotoni ionizzanti.

Lo spessore della zona di transizione è approssimativamente dell'ordine del libero cammino medio di un fotone ionizzante: per condizioni tipiche dell'ISM si può stimare uno spessore dell'ordine di 0.1pc. La regione di transizione tra le zone ionizzate e quelle di dominio molecolare è detta regione di fotodissociazione (PDR), nella quale le molecole vengono dissociate ad opera del campo di radiazione uscente dalla regione interna ionizzata, principalmente fotoni di energia  $< h\nu_0$ .

Uscendo dall'approssimazione di sfera di solo H, il grado di ionizzazione degli altri elementi dipende dalla distanza dalla stella e dalla sua temperatura superficiale,  $T_{sup}$ . L'He, secondo elemento più abbondante, ha primo e secondo potenziale di ionizzazione rispettivamente a 24.6eV e 54.4eV, a fissata  $T_{sup}$  si troverà ad un grado di ionizzazione maggiore più vicino alla stella (come rappresentato in figura (2.1)). Si dovrà inoltre tenere conto anche del grado di ionizzazione degli elementi più pesanti, come  $C^+$ ,  $O^{++}$ ,  $N^{++}$  e  $Ne^{++}$ . Si può infine citare l'effetto *Champagne flow*: a causa di variazioni di densità nella regione considerata, la sfera di Strömgen non risulta esattamente sferica. Il profilo della sfera di Strömgen può essere utilizzato come misura del gradiente di densità nei pressi della stella.

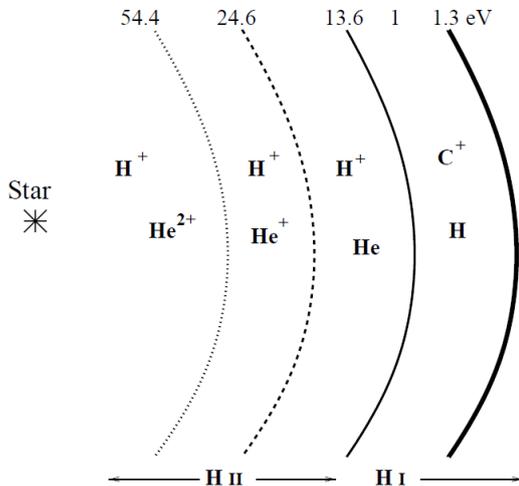


Figura 2.1: Stratificazione di gas ionizzato attorno ad una stella centrale. In eV sono mostrate le energie di ionizzazione, e quindi la massima energia della radiazione UV che si possa trovare al di fuori di ogni sfera (J.Tennyson, *Astronomical Spectroscopy*)

# Capitolo 3

## Processi di emissione in riga

Sulla base della teoria del trasporto radiativo, l'intensità  $I(\lambda)$  di una riga in emissione può essere scritta come:

$$I(\lambda) = \int j_\lambda ds = \int n_i n_e \epsilon_\lambda ds \quad (3.1)$$

dove  $j_\lambda$  è il coefficiente di emissione,  $n_i$  ed  $n_e$  rispettivamente le densità di ioni ed elettroni e  $\epsilon_\lambda$  l'emissività. È poi possibile esprimere  $j_\lambda$  in termini del coefficiente di Einstein per l'emissione stimolata  $A_{UL}$  [ $s^{-1}$ ], ricavabile da una trattazione quantistica.  $A_{UL}$  rappresenta la probabilità per unità di tempo che avvenga spontaneamente la transizione radiativa da uno stato più eccitato U ad uno meno eccitato L, con conseguente emissione di un fotone, di energia  $h\nu_{UL}$  pari alla  $\Delta E$  tra i livelli energetici coinvolti.  $\frac{1}{A_{UL}}$  rappresenta quindi il tempo di vita medio dell'elettrone nello stato eccitato. Per regolare le possibili transizioni tra livelli energetici la meccanica quantistica introduce delle ben determinate regole di selezione. In particolare, si ottengono righe permesse per transizioni di dipolo elettrico, che rispettano le seguenti regole di selezione<sup>1</sup> :

Per atomi idrogenoidi e atomi a molti elettroni:
$\Delta n$ qualunque ( $\Delta n \neq 0$ per H e atomi idrogenoidi)
$\Delta l = \pm 1$
Per atomi a molti elettroni:
$\Delta S = 0$
$\Delta L = 0, \pm 1$ (eccetto $L=0 \rightarrow L=0$ )
$\Delta J = 0, \pm 1$ (eccetto $J=0 \rightarrow J=0$ )

Esempi di queste transizioni sono le righe delle serie di Lyman ( $n=1, UV$ ), Balmer ( $n=2, visibile$ ) e Paschen ( $n=3, IR$ ) dell'idrogeno. Per transizioni di quadrupolo e di dipolo magnetico si hanno invece rispettivamente righe semi-proibite (indicate con X]) e proibite (indicate con [X]), che coinvolgono rispettivamente transizioni di struttura fine ed iperfine e presentano probabilità di transizione  $A_{UL}$  via via minori, motivo per il quale le righe proibite sono tipicamente righe strette. Ogni transizione è caratterizzata da una densità critica  $N_e$  al di sopra della quale la diseccitazione avviene tramite collisioni. L'osservazione delle righe proibite nello spettro delle regioni HII è quindi conseguenza della tipica densità estremamente bassa.

Le peculiarità distintive degli spettri delle regioni HII risultano essere le forti righe in emissione, sovrapposte ad un più debole continuo. Molte di queste sono righe

<sup>1</sup>Numero quantico principale  $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$ , del momento angolare  $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$ , S=spin totale (molteplicità  $2S+1$ ), L= momento angolare totale orbitale,  $J=L+S$ =momento angolare totale

eccitate collisionalmente, dette CELs, alle quali ci si riferisce per ragioni storiche come righe proibite. Nella regione visibile dello spettro queste sono tutte righe proibite, ma leggermente al di sotto del cut off UV dell'atmosfera terrestre le CELs iniziano a manifestarsi come righe non proibite. Si possono inoltre riscontrare le tipiche righe di ricombinazione, principalmente di HI, HeI ed HeII.

Trovano importante applicazione nella determinazione delle abbondanze chimiche, delle condizioni fisiche del gas, temperatura  $T_e$  e densità elettronica  $n_e$ , e quindi della metallicità.

### 3.1 Righe di ricombinazione (RLs)

Le righe di ricombinazione prodotte dalla cascata radiativa verso lo stato fondamentale sono righe permesse. Il coefficiente di emissione per la ricombinazione è dato da:

$$j_{UL,rec} = \frac{h\nu_{UL}}{4\pi} n_i n_e \alpha_{UL}^{eff} \quad (3.2)$$

dove  $\alpha_{UL}^{eff}$  è il coefficiente effettivo di ricombinazione. Nella trattazione relativa alle righe HI è possibile fare una distinzione tra un caso A di ricombinazione e un caso B: il primo, più semplice e approssimato, assume un regime otticamente sottile; il secondo invece un regime otticamente spesso nel quale i fotoni della serie di Lyman emessi vengono immediatamente riassorbiti.

Di conseguenza alle abbondanze tipiche, le RLs più intense sono quelle di H ed He. Se ne riportano alcune delle principali osservate negli spettri delle regioni HII a titolo di esempio:

- righe di HI:  $H\alpha$  a  $6563\text{\AA}$ ,  $H\beta$  a  $4861\text{\AA}$ ,  $H\gamma$  a  $4340\text{\AA}$
- righe di HeI a  $5875\text{\AA}$  e  $4471\text{\AA}$
- riga di HeII a  $4686\text{\AA}$

Sono osservabili anche più deboli RLs di metalli, come C,N,O e Ne. Alcuni esempi:

- righe di CII, CIII e CIV rispettivamente a  $4267\text{\AA}$ ,  $4647\text{\AA}$ ,  $4657\text{\AA}$
- righe di OI (a  $8446\text{\AA}$  e  $8447\text{\AA}$ ), OII (a  $4639\text{\AA}$ ,  $4642\text{\AA}$ ,  $4649\text{\AA}$ ), OIII (a  $3265\text{\AA}$ )
- righe di NII (a  $4237\text{\AA}$  e  $4242\text{\AA}$ ), NIII (a  $4379\text{\AA}$ ), NIV (a  $4606\text{\AA}$ )
- riga di NeII a  $3694\text{\AA}$

Le informazioni quantitative più accurate sull'abbondanza di He nelle galassie esterne proviene dalle RLs di HeI e HI negli spettri delle regioni HII: il rapporto di intensità HeI/HI tra le righe può infatti essere convertito in un rapporto di abbondanze  $\text{He}^+/\text{H}^+$ .

### 3.1.1 Righe di ricombinazione Radio (RRLs)

Il processo di ricombinazione può produrre anche righe in banda radio nel caso in cui la ricombinazione avvenga in stati con  $n > 40$  (in condizioni di bassa densità possono infatti esistere stati legati con  $n$  molto alti). Avvengono di conseguenza transizioni bound-bound di diseccitazione radiativa tra livelli elevati, i quali, presentando una piccola  $\Delta E$ , danno luogo a fotoni di bassa energia. Le RRLs seguono una particolare notazione, che considera l'elemento in esame, il livello  $n$  di arrivo e il dislivello  $\Delta n$  della transizione.

Tipiche RRLs osservate sono:

- H109 $\alpha$  a  $\nu = 5006.9 \text{ MHz}$ ,  $\lambda = 5.99 \text{ cm}$
- H137 $\beta$  a  $\nu = 5005.5 \text{ MHz}$ ,  $\lambda = 6.00 \text{ cm}$

### 3.2 Righe di eccitazione collisionale (CELS)

Le righe di eccitazione collisionale (CELS) sono prodotte quando un atomo, eccitato tramite le collisioni, decade tramite transizioni radiative. Rappresentano il principale meccanismo di raffreddamento del gas in queste regioni e sono tipicamente righe semi-proibite e proibite, la cui osservabilità è favorita quindi dalla bassa densità. I metalli, nonostante la bassa percentuale in abbondanza, sono i principali responsabili dell'emissione di tali righe in quanto presentano i primi livelli eccitati ad energie di pochi eV (inferiori rispetto ad H e He), che sono quindi più facilmente raggiungibili tramite collisioni con gli elettroni (che sono i partner collisionali più probabili).

Dati due generici livelli U e L, con  $U > L$ , il coefficiente di emissione per righe di eccitazione collisionale è dato da:

$$j_{UL,cel} = \frac{h\nu_{UL}}{4\pi} f_U A_{UL} n_i \quad (3.3)$$

dove  $f_U$  è la frazione di ioni nel livello U e  $A_{UL}$  il coefficiente di Einstein per l'emissione spontanea. Per ottenere  $f_U$  è quindi necessario risolvere l'equazione dell'equilibrio statistico dettagliato, nella quale le "entrate" in un dato livello (tramite processi radiativi e collisionali) bilanciano le "uscite":

$$\sum_{L \neq U} f_L n_e Q_{LU} + \sum_{L > U} f_L A_{UL} = \sum_{L \neq U} f_U n_e Q_{UL} + \sum_{L < U} f_U A_{UL} \quad (3.4)$$

dove  $f_L$  è la frazione di ioni nel livello L,  $Q_{LU}$  e  $Q_{UL}$  rispettivamente i rate di eccitazione e diseccitazione collisionale. La risoluzione di questa equazione richiede la conoscenza di parametri atomici ed avviene per via numerica, tramite pacchetti come *NEBULAR* di IRAF oppure *PyNeb* di Python.

Alcune delle principali righe proibite osservabili negli spettri sono le seguenti:

- [OII] a  $\lambda = 3727\text{\AA}$ ,  $\lambda = 3729\text{\AA}$
- [OIII] a  $\lambda = 4363\text{\AA}$ ,  $\lambda = 4959\text{\AA}$ ,  $\lambda = 5007\text{\AA}$
- [NII] a  $\lambda = 6548\text{\AA}$ ,  $\lambda = 6583\text{\AA}$
- [SII] a  $\lambda = 6717\text{\AA}$ ,  $\lambda = 6731\text{\AA}$
- [ArIII] a  $\lambda = 7135\text{\AA}$

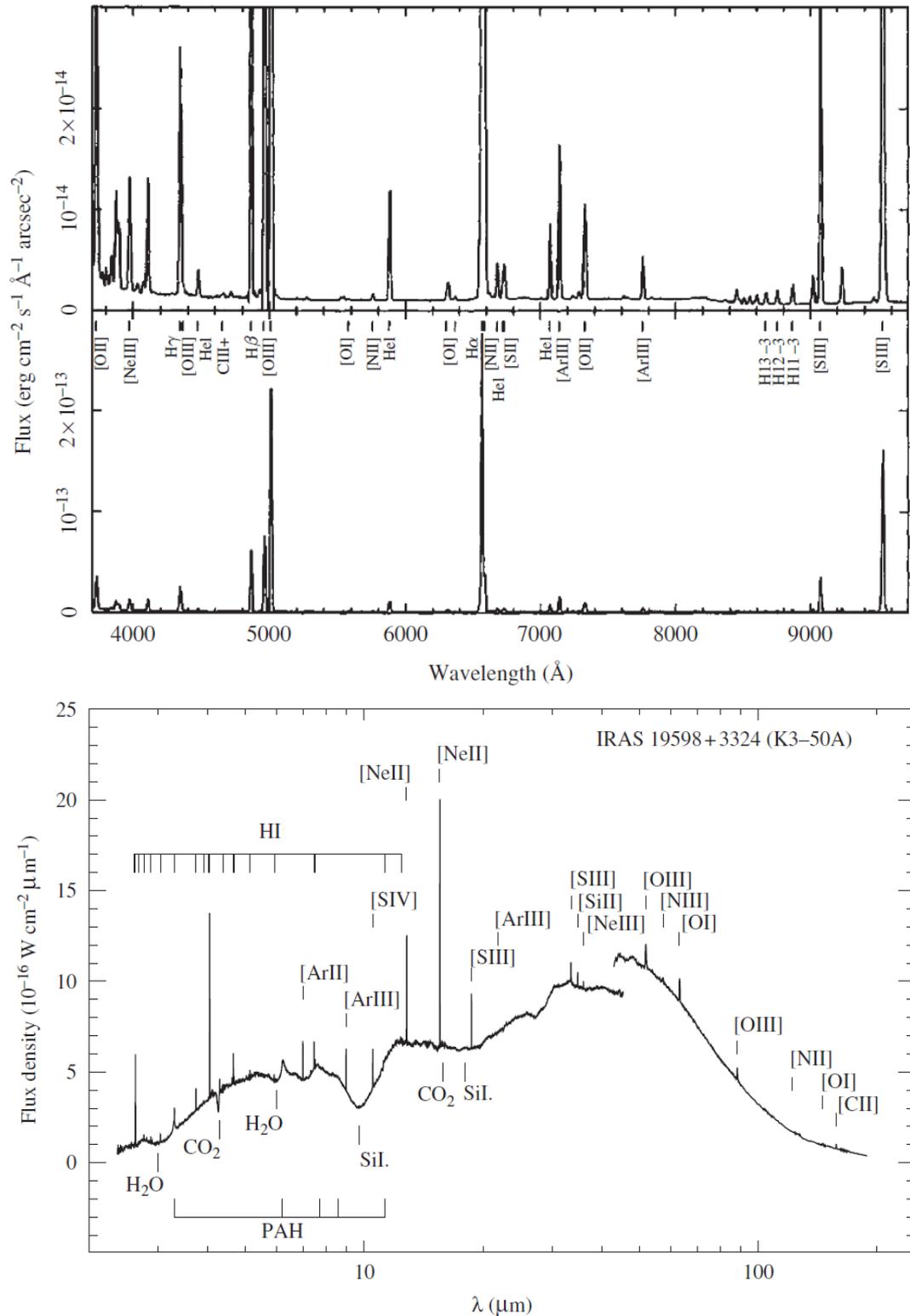


Figura 3.1: (A) Spettro near-UV e visibile. Lo spettro in basso è stato riscaldato in modo da sottrarre il continuo. Sono presenti righe RLs permesse e righe CELs proibite (J.A.Baldwin, et al., 1991, *Physical Conditions in the Orion Nebula and an assessment of its Helium abundance*). (B) Spettro IR della Regione HII K3-50. Sono presenti CELs sovrapposte al continuo IR della polvere, bande IR in emissione dovute ai PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) e RLs dell'idrogeno (E. Peeters, et. al., 2002, *ISO Spectroscopy of Compact HII Regions in the Galaxy*)

# Capitolo 4

## Processi di emissione nel continuo

La transizione free-bound del processo di ricombinazione contribuisce allo spettro delle Regioni III con un debole continuo; come diretta conseguenza delle abbondanze tipiche, il principale è dovuto alla ricombinazione dell'idrogeno. Se nel visibile è questo il continuo dominante, a lunghezze d'onda Radio prevale invece il continuo di Bremsstrahlung e nell'IR quello dovuto all'emissione termica della polvere interstellare.

### 4.1 Bremsstrahlung

Un ulteriore meccanismo di raffreddamento del gas è l'emissione di radiazione (transizione di tipo free-free) dovuta all'accelerazione di una carica nel campo Coulombiano di un'altra carica, detta comunemente Bremsstrahlung o radiazione da frenamento. È la tipica emissione dei plasmi, gas caldi ionizzati complessivamente neutri. Nel caso in cui elettroni e nuclei siano in equilibrio termodinamico ad una temperatura  $T$  si parla di emissione di Bremsstrahlung termica. Alle temperature tipiche di  $10^4 K$  delle Regioni III, il continuo di Bremsstrahlung è osservabile in banda Radio - near IR. Verrà qui affrontata una trattazione semiclassica<sup>1</sup>, ricorrendo a termini correttivi per gli effetti quantistici. Il continuo radio nello spettro di regioni III può essere utilizzato per le misure della quantità totale di gas ionizzato nella nostra galassia.

Si consideri inizialmente l'interazione tra un singolo elettrone con velocità  $v$  e un nucleo di carica  $Ze$  supposto fermo (ci si ponga nel suo sistema di riferimento), con  $b$  parametro d'impatto. Siccome il nucleo non viene accelerato in maniera apprezzabile a causa della sua grande massa si considera unicamente la radiazione emessa dall'elettrone.

Secondo l'elettromagnetismo classico la potenza irradiata dall'elettrone è data dalla formula di Larmor, nella quale, in questo caso, l'accelerazione è quella coulombiana:

$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3}a^2 = \frac{2e^2}{3c^3} \left( \frac{Ze^2}{m_e x^2} \right)^2 \quad (4.1)$$

In approssimazione impulsiva<sup>2</sup> la durata effettiva dell'interazione risulta essere  $\Delta t \sim \frac{2b}{v}$ , dove la distanza elettrone-nucleo durante l'interazione è assunta  $x(t) \sim b$ . L'energia

<sup>1</sup>Per una trattazione rigorosa sarebbe richiesta l'elettrodinamica quantistica.

<sup>2</sup>Si assume che l'emissione avvenga esclusivamente in un tragitto di lunghezza  $2b$ , durante il quale elettrone e nucleo si trovano a distanza  $x(t) \leq \sqrt{2}b$ .

totale irradiata durante l'interazione è data quindi da  $P\Delta t$ . La radiazione è emessa sotto forma di impulsi temporali di durata  $\Delta t$ . Effettuando l'analisi di Fourier dell'impulso è quindi possibile ottenere la distribuzione spettrale, che risulta essere pressoché piatta fino ad una frequenza massima di cut-off  $\nu_{max} \simeq \frac{1}{2\Delta t} = \frac{v}{4b}$ , dopo la quale crolla esponenzialmente. L'energia irradiata nel singolo evento di interazione in un intervallo  $\Delta\nu$  può essere approssimata come segue, assumendo una distribuzione in frequenza di tipo rettangolare di larghezza  $\sim \nu_{max}$ :

$$\frac{P\Delta t}{\Delta\nu} \simeq \frac{16}{3} \left( \frac{Z^2 e^6}{c^3 m_e^2} \right) \frac{1}{b^2 v^2} \quad \text{con } \Delta\nu \sim \nu_{max} \quad (4.2)$$

Si consideri ora un plasma ionizzato con densità di ioni ed elettroni rispettivamente  $n_z$  e  $n_e$ . Gli elettroni siano tutti in moto con la stessa velocità  $v$ . Dopo aver ottenuto il numero di collisioni nell'unità di tempo con parametro d'impatto compreso tra  $b$  e  $b + db$  tramite considerazioni puramente geometriche, si ricava l'emissività specifica, in unità di  $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ Hz}^{-1}]$ , moltiplicando la quantità appena discussa per la (4.2) ed integrando su tutti i possibili parametri d'impatto:

$$J_{br}(v, \nu) = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \left( \frac{P\Delta t}{\Delta\nu} \right) 2\pi n_e n_z v b db \simeq \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3 v} n_e n_z Z^2 \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (4.3)$$

L'estremo massimo di integrazione è scelto assumendo che ad una frequenza  $\nu$  contribuiscano solo gli elettroni il cui  $b$  corrisponde ad una  $\nu_{max} > \nu$ .

Il minimo parametro d'impatto richiede invece una trattazione più dettagliata, che faccia distinzione tra un caso classico ed uno quantistico, per poi scegliere il maggiore tra i due. Il  $b_{min,classic}$  discende dalla condizione che l'elettrone non possa perdere più energia cinetica di quanta ne possiede, ovvero la condizione  $|\Delta v| \leq |v|$ . Quello quantistico deriva invece dal principio di indeterminazione  $\Delta p \Delta x \geq \hbar$ . Si può ricavare che il parametro d'impatto minimo quantistico domina quando  $\frac{v}{c} \gtrsim 0.01$ . Poiché si ha  $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$ , nel caso delle regioni HII (con  $T \sim 10^4 K$ ) si fa riferimento al  $b_{min,classic}$ .

$$b_{max} \leq \frac{v}{4\nu} \quad b_{min,classic} \geq \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \quad (4.4)$$

### 4.1.1 Bremsstrahlung termica

Nel caso di plasma all'equilibrio termico, la distribuzione delle velocità degli elettroni è la Maxwell-Boltzmann, per la quale la probabilità che un elettrone abbia velocità compresa tra  $v$  e  $v + dv$  è data da:

$$f(v)dv = 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^2 dv \quad (4.5)$$

Quindi la densità numerica di elettroni con velocità comprese tra  $v$  e  $v + dv$  diventa  $n_e(v) = n_e f(v)dv$ , da sostituire a  $n_e$  nella (4.3) per poi integrare sulle velocità possibili. Poiché l'energia cinetica degli elettroni non può essere inferiore a quella dei fotoni emessi di frequenza  $\nu$ , si deve integrare da un minimo valore di  $v$  tale che sia

$$v_{min} \geq \sqrt{\frac{2\hbar\nu}{m_e}} \quad (4.6)$$

Si ottiene così l'emissività specifica [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$ ] di Bremsstrahlung termica:

$$J_{br}(\nu, T) = \int_{\nu_{min}}^{\infty} J_{br}(\nu, \nu) f(\nu) d\nu \simeq 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{kT}} n_e n_z Z^2 g_{ff}(T, \nu) \quad (4.7)$$

L'emissività specifica mostra un andamento pressoché piatto<sup>3</sup> ( $J_{br} \propto \nu^{-0.1}$ ) fino al raggiungimento di un cut off esponenziale ( $J_{br} \propto e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ , per  $h\nu \gg kT$ ) in corrispondenza di una frequenza di cut-off:

$$e^{-\frac{h\nu}{kT}} = e^{-1} \quad \rightarrow \quad \nu_{cutoff} = \frac{kT}{h} \quad (4.8)$$

la quale può essere sfruttata, assumendo densità e temperatura omogenee, per ricavare la T delle regioni in esame.

L'emissività totale<sup>4</sup>, in unità di [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ ], sarà quindi ottenuta integrando la(4.7) su tutte le frequenze:

$$J_{br}(T) \simeq 1.4 \cdot 10^{-27} T^{\frac{1}{2}} n_e n_z Z^2 \bar{g}_{ff}(T) \quad (4.9)$$

che può essere scritta in approssimazione<sup>5</sup> di plasma di solo H ponendo  $n_e = n_z$  e  $Z = 1$ .

Per condizioni tipiche di densità e temperatura delle regioni III, si ottiene un tempo di raffreddamento per emissione di Bremsstrahlung dell'ordine di  $t_{br} \sim 100 - 1000$  anni, secondo la relazione:

$$t_{br} \sim \frac{6 \cdot 10^3}{n_e g_{ff}} T^{\frac{1}{2}} \quad [anni] \quad (4.10)$$

### 4.1.2 Autoassorbimento free-free termico

Per un plasma all'equilibrio termico che emette per Bremsstrahlung in modo isotropo il coefficiente di assorbimento è trascurabile ad alte frequenze. A basse frequenze, nel regime di Rayleigh-Jeans (con  $h\nu \ll kT$ ), può essere scritto come:

$$\mu(\nu, T) \approx 0.018 T^{-\frac{3}{2}} \nu^{-2} n_e n_z Z^2 g_{ff}(T) \quad (4.11)$$

Dall'equazione del trasporto radiativo si ottiene quindi la brillantezza:

$$B(\nu, T) \approx T\nu^2 (1 - e^{-\tau(\nu, T)}) \quad (4.12)$$

L'opacità  $\tau(\nu, T) = \mu(\nu, T)l$ , con  $l$  libero cammino medio, determina una suddivisione tra un regime otticamente spesso ( $\tau \gg 1$ ) e uno otticamente sottile ( $\tau \ll 1$ ), in cui si ha rispettivamente:

$$B(\nu, T) \approx T\nu^2 \quad \quad \quad B(\nu, T) \approx T\nu^{-0.1} \quad (4.13)$$

È inoltre possibile ricavare una relazione per  $\tau(\nu, T)$  in funzione della E.M., che trova importante applicazione nello studio delle regioni III *Hypercompact* e *Ultracompact*; per un maggiore approfondimento si rimanda all'appendice A.

<sup>3</sup>il fattore di Gaunt  $g_{ff}(T, \nu) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$ , introduce una correzione quantistica che provoca un lieve irripidimento di  $\sim 0.1$  dello spettro a  $\nu < \nu_{cutoff}$

<sup>4</sup> $\bar{g}_{ff}(T) \approx 1.3$

<sup>5</sup>Fuori da questa approssimazione sarebbe invece necessario integrare su tutti gli Z.

## 4.2 Polvere interstellare

La presenza di grani di polvere interstellare nelle regioni HII è facilmente intuibile dall'effetto di estinzione che provoca nelle immagini ottiche. Si possono infatti riscontrare dei *globuli* oppure strutture dette *elephant-drunk* o *comet-tail* ai bordi della nube, caratterizzate da una grande profondità ottica ( $\tau > 4$ ) alle lunghezze d'onda di osservazione.

La polvere provoca emissione continua dovuta allo scattering della radiazione UV emessa dalla stella che origina la regione HII.

Il principale contributo allo spettro di una regione HII da parte della polvere è dato però dall'emissione termica continua nell'IR. I grani di polvere, assorbendo i fotoni altamente energetici emessi dalla stella centrale, si riscaldano a temperature tipiche di  $T_d \sim 50 - 200K$  ed emettono di conseguenza, termicamente, con emissione simile a quella di corpo nero<sup>6</sup> (comunemente detta *corpo grigio*). Il picco di emissione si osserva a  $\lambda$  diverse in base alla temperatura, secondo la legge di Wien  $\lambda T_d \simeq 0.29 \text{ cm K}$ .

Più in particolare, la temperatura dei grani può essere determinata assumendo equilibrio tra l'energia assorbita e quella emessa dai grani stessi e varia con la distanza dalla stella centrale: per distanze estremamente ravvicinate l'assorbimento di radiazione UV provoca l'evaporazione dei grani e a distanze di  $\sim 0.01R_S$  si hanno temperature di  $T_d \sim 100 - 200K$ . Le diverse composizioni chimiche (silicati, Fe e/o C ed altre componenti, ad esempio l'olivina), dimensioni e proprietà ottiche dei grani provocano il raggiungimento dell'equilibrio a temperature diverse, da cui quindi l'emissione differente al variare di queste proprietà. I grani più caldi, presenti nelle regioni HII, sono tipicamente responsabili dell'emissione a lunghezze d'onda inferiori. Al contrario, al di fuori della sfera di Strömgen, i grani più freddi emettono a lunghezze d'onda maggiori.

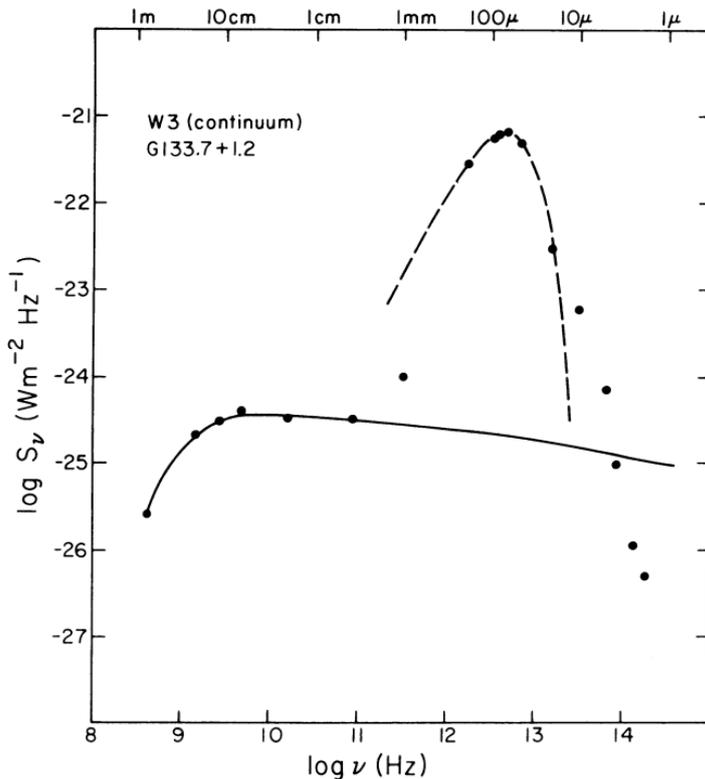


Figura 4.1: Spettro dell'emissione radio e infrarossa da Bremsstrahlung e polvere nella regione HII "W3 Main". Linea tratteggiata: continuo IR della polvere, piccato a  $100\mu\text{m}$ . Linea continua: regime otticamente spesso  $\propto \nu^2$  e otticamente sottile  $\propto \nu^{-0.1}$  di Bremsstrahlung, non è visibile il cut-off esponenziale. (G. Wynn Williams, 1974, *Infrared emission from HII Regions*)

$${}^6B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

# Capitolo 5

## Regioni HII nel contesto galattico

### 5.1 Nella nostra e in galassie esterne

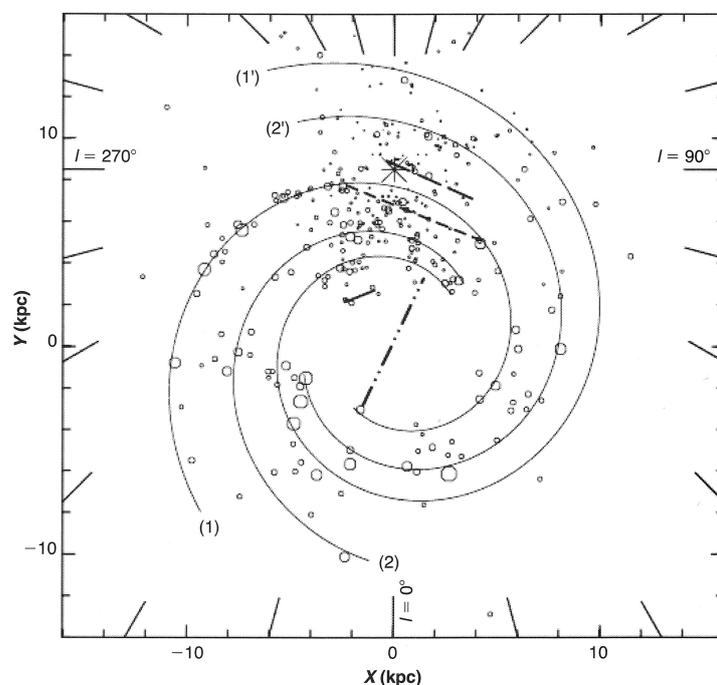


Figura 5.1: Distribuzione delle regioni HII nel piano galattico. In linea continua sono rappresentati i bracci a spirale dedotti (Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*)

L'emissione in riga nel rosso attorno a  $H\alpha$   $\lambda 6563$  e  $[NII]$   $\lambda\lambda 6583, 6548$  è particolarmente utile nell'individuazione di regioni HII in galassie esterne. Al fine di separare al meglio l'emissione in riga da quella di background nel continuo si sfruttano filtri interferenziali a banda stretta. *Surveys* di questo tipo hanno permesso di individuare regioni HII in galassie a spirale (in quantità marginali nelle S0), in particolare distribuite lungo i bracci a spirale (nei quali si trovano le nubi molecolari, siti di formazione stellare), e irregolari. Sono inoltre state riconosciute galassie, dette galassie *Blue compact dwarf*, che presentano emissione diffusa di regioni HII su gran parte del loro volume.

Nel caso di galassie esterne il vantaggio osservativo risiede nella distanza approssimativamente uguale di tutti i punti della galassia, diversamente da ciò che accade nel caso di regioni HII nella nostra galassia. In questo caso infatti l'osservazione è ostacolata dalla nostra posizione all'interno della galassia e dalla forte estinzione dovuta alle polveri sul piano galattico. Due principali metodi per determinare la distanza e quindi mappare le regioni HII nella nostra galassia consistono nell'individuazione delle stelle di tipo O o B (metodo migliore per stelle vicine, meno soggette all'estinzione della polvere) oppure nell'individuazione degli ammassi giovani, a prescindere dall'osservazione diretta di regioni HII attorno ad essi e utilizzando la fotometria UBV per eliminare gli effetti dell'estinzione. Inoltre, le RRLs delle regioni HII come la H109 $\alpha$  sono state determinanti, accostate allo studio fondamentale della riga proibita HI a 21.1 cm e della molecola del CO nelle nubi molecolari, nella mappatura dei bracci a spirale della galassia.

## 5.2 Rate di formazione stellare

La luminosità della riga H $\alpha$  può essere usata come indicatore dell'attuale rate di formazione stellare per la regione in esame. Essa fornisce infatti il numero di fotoni ionizzanti emessi dalle stelle centrali, che verranno poi riassorbiti localmente. In particolare, le stelle di classe spettrale O e B che ionizzano la materia interstellare generando le regioni HII sono stelle di recente formazione e con tempo di vita molto breve (dell'ordine di  $\sim 4 \cdot 10^6$  anni per una stella O6). Questo permette di riconoscere nelle regioni HII il ruolo di traccianti di formazione stellare. Si introduce una funzione di massa iniziale (IMF),  $\varphi(M) \propto \frac{dN}{dM}$ , con N numero di stelle, la cui forma funzionale è una legge di potenza, derivata attraverso dati osservativi per la distribuzione di stelle di diversa massa nelle vicinanze del sole (entro 2 kpc). Sfruttando in maniera combinata la luminosità della riga H $\alpha$  e la IMF, è possibile calcolare il rate di formazione stellare (SFR), definito come la massa totale di stelle formate per unità di tempo. Assumendo le tipiche abbondanze solari, il SFR risulta essere numericamente dato da:

$$SFR\left(\frac{M_{\odot}}{yr}\right) = 7.9 \cdot 10^{-42} L(H\alpha) \quad \text{con } L(H\alpha) \text{ in } [erg \text{ s}^{-1}] \quad (5.1)$$

# APPENDICE A

## Regioni HII *Hypercompact* e *Ultracompact*

Lo studio delle regioni HII può essere strettamente connesso alla formazione di stelle massicce, alle condizioni fisiche nelle quali tale formazione avviene e ai processi che avvengono durante le prime fasi dell'evoluzione. In questo ambito, rivestono un ruolo particolare le classi di regioni HII denominate ipercompacte (HC, Hypercompact) e ultracompacte (UC, Ultracompact). Durante la permanenza delle stelle di tipo O e B in sequenza principale, le regioni HII ad esse associate evolvono a loro volta espandendosi nel mezzo neutro circostante, partendo da stadi iniziali di altissima densità e dimensioni ridotte e procedendo in seguito con l'aumento delle loro dimensioni e la conseguente diminuzione di densità. Le regioni HII di tipo HC (prima) e UC (dopo) si pensa che rappresentino i primi stadi evolutivi, le cui proprietà fisiche sono riportate in tabella 1.1.

L'osservazione di queste regioni avviene principalmente in banda Radio: nel continuo di Bremsstrahlung e in RRLs particolarmente allargate. Storicamente, le UC furono le prime ad essere osservate, tramite *surveys* effettuate tipicamente a  $\lambda \sim 6$  cm (5GHz). È possibile fornire la seguente relazione approssimata per la profondità ottica per l'emissione di Bremsstrahlung termica:

$$\tau(\nu) \approx 0.082 T_e^{-1.35} \nu^{-2.1} \int n_e^2 ds \quad (5.2)$$

che calcolata per  $\tau = 1$  fornisce la frequenza di turnover  $\nu_t$  di separazione tra il regime otticamente spesso e quello otticamente sottile:

$$\nu_t \approx \left( 0.082 T_e^{-1.35} \int n_e^2 ds \right)^{0.476} \quad (5.3)$$

dalla quale è possibile notare che la  $\nu_t$  è pressoché lineare con la densità. Da (5.2) e (5.3) risulta immediato notare che per valori di  $E.M. \geq 4 \cdot 10^9$  pc cm<sup>-6</sup> si ottiene  $\nu_t \geq 30$  GHz (1 cm), ovvero che regioni HII con elevati valori di E.M. sono otticamente spesse alle lunghezze d'onda  $\lambda \sim 6$  cm. Questo è il motivo per cui le prime *surveys* effettuate per le Regioni HII UC non individuarono anche regioni HII di tipo HC (la prima fu individuata nel 1995 vicino alla regione HII UC NGC 7538). Queste ultime infatti presentano tipicamente  $\nu_t$  tra 10 e 100 GHz. All'atto pratico quindi, l'osservazione di spettri con indici spettrali positivi a frequenze piuttosto alte può essere un indicatore di regioni HII giovani e ad alta densità. È possibile osservare che le tipiche  $\nu_t$  delle regioni HII HC implicano valori di densità elettronica  $n_e \geq 10^6$  cm<sup>-3</sup>, che risultano essere alquanto simili ai valori di densità  $\sim 10^7$  cm<sup>-3</sup> tipici dei siti di formazione di stelle massicce. Inoltre, l'indice spettrale della regione otticamente spessa risulta essere

+1.4 invece del classico indice +2. La causa può essere ritrovata nell'esistenza di un gradiente di densità all'interno del gas.

Un'ulteriore caratteristica di emissione delle regioni HII UC e HC si può ritrovare nel particolare allargamento delle RRLs: le UC mostrano allargamenti tipici di  $\sim 25 - 30 \text{ km s}^{-1}$ , le HC di  $\geq 40 \text{ km s}^{-1}$ . Questa informazione può essere sfruttata come tratto distintivo tra queste due tipologie di regioni. Possibili cause sono da ricercarsi nella pressione superficiale, nei moti di Bulk all'interno del gas e in sorgenti multiple non risolte.

Le regioni HII UC presentano una classificazione secondo diverse morfologie possibili, quattro delle quali presentano un maggior grado di simmetria e sono rappresentate in figura (5.2). La morfologia di queste regioni, legata d'altra parte al tempo di permanenza nello stato di regione HII UC, risulta essere una complicata funzione di diversi parametri, tra cui l'età, la dinamica del gas ionizzato e molecolare, la densità e i moti relativi della regione HII nel mezzo circostante.

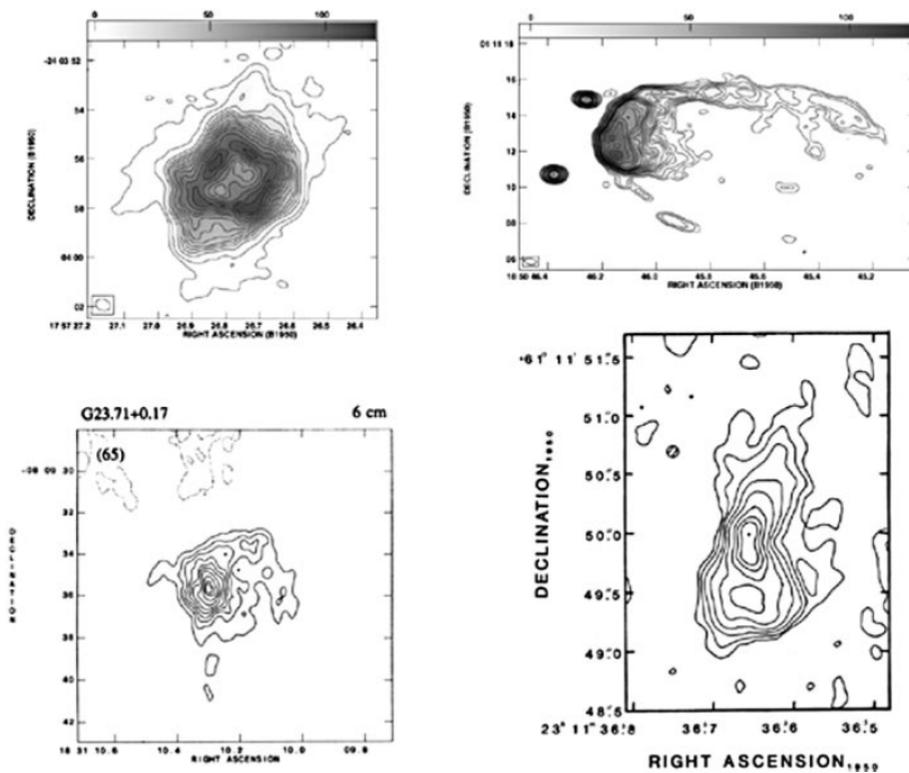


Figura 5.2: Esempi di tipi morfologici di regioni HII UC. In alto, a sinistra: struttura shell-like, a destra: struttura a cometa. In basso, a sinistra: morfologia core-halo, a destra: morfologia bipolare (Churchwell, E. , 2002, *Ultra-compact HII regions and massive star formation*)

Osservazioni interferometriche hanno mostrato che in gran parte dei casi le regioni HII UC sono circondate da un alone esteso di gas ionizzato a bassa densità, la cui luminosità risulta essere  $\sim 15$  volte maggiore di quella della regione HII. Un rilevante modello proposto da Kim, K.T & Koo, B.C. (2001) (riferimento bibliografico [13]) è rappresentato in figura (5.3). L'alone può essere spiegato in termini di *Champagne flow*, modello secondo il quale le regioni HII vengono formate in nubi con un forte gradiente di densità, affiancato alla struttura disomogenea del core molecolare: al contrario di ciò che avverrebbe in un mezzo uniforme, questo modello prevede che la radiazione

ionizzante possa penetrare più lontano dalla stella. La regione HII non è localizzata al centro ma vicino al bordo del core molecolare.

Per regioni HII con diametri  $0.004 \text{ pc} < D < 5 \text{ pc}$  è stato possibile inoltre ricavare la seguente relazione approssimata

$$n_e \propto D^{-1} \quad (5.4)$$

che si trova in netto contrasto con la relazione aspettata per regioni sferiche omogenee, per le quali invece si ha

$$n_e \propto D^{-3/2} \quad (5.5)$$

Viene così sottolineato che la formazione di queste regioni HII UC e HC avviene in presenza di nubi molecolari in condizioni disomogenee di densità. In aggiunta, dovranno essere poi considerati gli effetti di distruzione della polvere nel mezzo *interclump*.

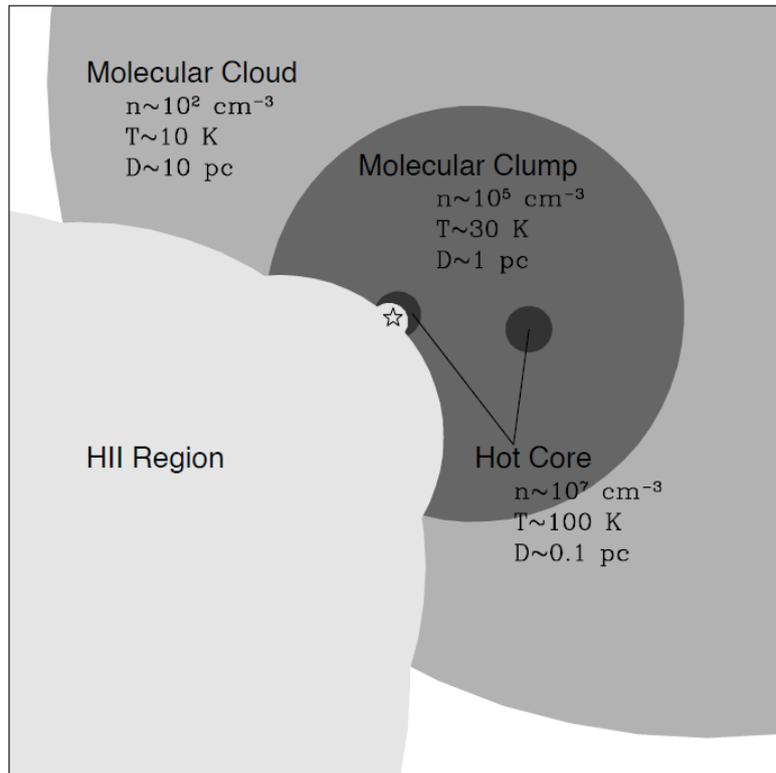


Figura 5.3: Rappresentazione schematica del modello. Spiega l'origine dell'emissione estesa attorno alle regioni HII UC usando il modello Champagne Flow e la struttura gerarchica delle nubi molecolari. Una stella O, rappresentata col simbolo della stella, è decentrata all'interno dell'hot core molecolare, immerso a sua volta in un clump molecolare. La stella mantiene la ionizzazione delle regioni HII estesa, compatta e ultracompatta. Figura non in scala. (Kim, K. T., & Koo, B. C. (2001). *Radio continuum and recombination line study of ultracompact hii regions with extended envelopes*)

# Bibliografia

- [1] Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. University Science Books, Sausalito, Calif
- [2] Tielens A. G. G. M., 2010, *The physics and chemistry of the interstellar medium*. Cambridge University Press, Cambridge
- [3] Maciel W. J., 2013, *Astrophysics of the interstellar medium*. Springer, New York
- [4] Dopita M. A., Sutherland R. S., 2002, *Astrophysics of the diffuse universe*. Springer
- [5] Fanti C., Fanti R., *Una finestra sull'Universo "Invisibile"*, Lezioni di Radioastronomia di Carla & Roberto Fanti, 2012.
- [6] Tennyson, J. (2019). *Astronomical Spectroscopy: An Introduction to the Atomic and Molecular Physics of Astronomical Spectroscopy*. World Scientific.
- [7] Dallacasa D., Dispense del corso di Processi di Radiazione e MHD, 2021/2022.
- [8] Peimbert, M., Peimbert, A., & Delgado-Inglada, G. (2017). *Nebular Spectroscopy: A Guide on H II Regions and Planetary Nebulae*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 129(978), 082001.
- [9] Wynn-Williams, C. G. (1974). *Infrared emission from H II regions*. Galactic Radio Astronomy, 259-266.
- [10] Churchwell, E. (2002). *Ultra-compact HII regions and massive star formation*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 40(1), 27-62.
- [11] Kurtz, S. (2005). *Hypercompact HII regions*. Proceedings of the International Astronomical Union, 1(S227), 111-119.
- [12] Yang, A. Y., Urquhart, J. S., Thompson, M. A., Menten, K. M., Wyrowski, F., Brunthaler, A., ... & Mutale, M. (2021). *A population of hypercompact H II regions identified from young H II regions*. Astronomy & Astrophysics, 645, A110.
- [13] Kim, K. T., & Koo, B. C. (2001). *Radio continuum and recombination line study of ultracompact H II regions with extended envelopes*. The Astrophysical Journal, 549(2), 979.