

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA 'AUGUSTO RIGHI'
Corso di Laurea in Astronomia

CARATTERISTICHE PRINCIPALI DELL'EMISSIONE DI REGIONI HII

Tesi di Laurea in Astronomia

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa

Presentata da:
Francesca Zanetti

Anno Accademico 2020-2021

Sommario

Le regioni HII sono regioni del mezzo interstellare costituite da idrogeno ionizzato. Il processo di ionizzazione si deve alle stelle giovani e di grande massa che sono in grado di produrre un flusso continuo di fotoni ultravioletti. Nella trattazione che segue, si accennerà alla struttura e all'evoluzione di tali regioni. Si analizzeranno nel dettaglio i processi fisici che determinano l'emissione di radiazione, sia nel continuo che in riga. A partire dalle caratteristiche spettrali si deriveranno le caratteristiche osservabili di tali regioni. Inoltre, si evidenzierà il ruolo della riga H_α come tracciante della formazione stellare.

Indice

1	Caratterizzazione delle regioni HII	3
2	Fotoionizzazione	4
2.1	Sfera di Strömngren	4
3	Caratteristiche dell'emissione	7
3.1	Continuo: Bremsstrahlung	8
3.2	Continuo: Ricombinazione diretta	10
3.3	Righe di ricombinazione (RELS)	11
3.4	Righe di eccitamento collisionale (CELs)	11
4	Tasso di formazione stellare	15

1 Caratterizzazione delle regioni HII

Le regioni HII sono porzioni del mezzo interstellare costituite essenzialmente da mezzo interstellare ionizzato (Warm Ionized Medium), circondato da mezzo interstellare neutro. La densità caratteristica di tali regioni, è di circa $10 - 10^4 \text{ atomi cm}^{-3}$. Le temperature raggiungono i $10^4 K$.

La principale specie chimica presente è l'idrogeno, la sua abbondanza ammonta al 90%. In misura minore si possono trovare anche elio, ossigeno, zolfo, carbonio e sodio. È stata accertata anche la presenza di grani di polvere.

Le sorgenti in grado di ionizzare il mezzo interstellare sono, ad esempio: stelle giovani e molto massive (di classe spettrale O oppure B), stelle binarie X, dischi di accrescimento attorno ai Nuclei Galattici Attivi o ancora, il passaggio di onde d'urto.

Una regione HII viene ionizzata dai fotoni ultravioletti emessi dalle stelle di classe spettrale O oppure B durante la loro permanenza nella sequenza principale. Queste stelle hanno temperature superficiali superiori a $3 \cdot 10^4 K$ e masse superiori alle $8 M_{\odot}$. Esse vengono considerate stelle di grande massa.

Quando una stella di almeno $8 M_{\odot}$ attiva la fusione termonucleare dell'idrogeno, produce fotoni energetici in grado di rimuovere parte degli elettroni legati ai nuclei atomici. Il mezzo interstellare neutro che circonda la stella, viene rapidamente ionizzato e riscaldato. Le collisioni tra elettroni e ioni consentono una redistribuzione dell'energia. La distribuzione delle velocità all'interno della nube è data da una Maxwelliana con temperatura compresa tra 5000 e 20 000K. Attorno alla stella si forma una bolla di gas ionizzato e caldo. Essa si espande poiché la pressione esercitata dal gas ionizzato sul mezzo interstellare neutro è elevata. Questa fase termina quando viene raggiunto l'equilibrio tra la pressione del gas ionizzato e quella del gas neutro.

Dopo circa 10^6 anni, in una stella di grande massa, il processo di fusione termonucleare dell'idrogeno, termina. La sorgente non è più in grado di produrre un flusso di fotoni con energia sufficiente per ionizzare il mezzo circostante. Le specie atomiche che si erano precedentemente ionizzate si ricombinano e il mezzo si raffredda. Dopo qualche migliaio di anni dall'affievolimento della sorgente, tutto l'idrogeno presente in una regione HII si è ricombinato.

Nella trattazione che segue si considererà la regione HII nelle seguenti condizioni:

- in equilibrio idrostatico
- in equilibrio termico
- in equilibrio di ionizzazione ovvero il numero di ionizzazioni è uguale al numero di ricombinazioni
- in equilibrio radiativo

2 Fotoionizzazione

La fotoionizzazione è un processo fisico in cui l'assorbimento di un fotone da parte di un atomo causa l'espulsione di uno o più elettroni ad esso legati. Prendendo, ad esempio, l'atomo di idrogeno, il processo può essere descritto come:



La differenza tra l'energia del fotone e l'energia di legame dell'elettrone costituirà l'energia cinetica dell'elettrone libero.

L'effetto della fotoionizzazione in una regione HII è quello di attenuare l'emissione ultravioletta della stella. Infatti i fotoni con energia superiore a 13.6 eV, quindi con lunghezza d'onda inferiore a 912 Å, verranno assorbiti durante la ionizzazione dell'idrogeno atomico. Al di sotto di tale lunghezza d'onda, lo spettro stellare si caratterizzerà per un abbassamento del profilo del continuo.

La fotoionizzazione causa il riscaldamento della regione attorno alla stella.

2.1 Sfera di Strömgren

Il modello della sfera di Strömgren consente di derivare le dimensioni di una regione di ionizzazione attorno ad una stella in funzione del numero di fotoni ionizzanti emessi da questa. Per determinare le dimensioni di questa regione si faranno le seguenti assunzioni:

1. il gas che circonda la stella considerata sia un gas di puro idrogeno
2. il gas possa essere considerato complessivamente neutro e omogeneo
3. la regione di ionizzazione sia una sfera
4. tutti i fotoni ultravioletti vengano assorbiti durante il processo di ionizzazione
5. la regione sia in equilibrio di ionizzazione
6. la regione sia ionizzata da una sola sorgente

Il grado di ionizzazione rappresenta la frazione di atomi ionizzati rispetto al totale. Si definisce come $\chi = \frac{n_i}{n_t}$ ovvero il rapporto tra la densità numerica di atomi ionizzati (n_i) e quella di atomi totali (n_t). Per un gas completamente ionizzato $\chi = 1$; per un gas totalmente neutro $\chi = 0$.

Si considera il tasso di fotoionizzazione come il numero di ionizzazioni che avvengono nell'unità di tempo. Questo sarà proporzionale al numero di atomi neutri che possono essere ionizzati e alla probabilità che un atomo venga ionizzato. Si ha: $\dot{N}_f = n(H)\Gamma_f(H)$,

dove $n(H)$ rappresenta la densità numerica di atomi neutri e $\Gamma_f(H)$ il coefficiente di fotoionizzazione.

Il numero di fotoni in grado di ionizzare un dato elemento nel tempo è il tasso di fotoni ionizzanti. Esso è definito come $Q_*(H) = \int_{h\nu=13.6\text{eV}}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu$, ovvero il numero di fotoni emessi nell'unità di tempo aventi energia superiore al potenziale di ionizzazione. Come mostrato nella tabella 1, il suo valore dipende fortemente dalla classe spettrale della stella. In particolare stelle più luminose avranno un maggiore flusso di fotoni energetici.

Spectral type	M_v	$\log Q(H^0)[phot \ sec^{-1}]$
O5	-5.6	48 000
O6	-5.5	40 000
O7	-5.4	35 000
O8	-5.2	33 500
O9	-4.8	32 000
O9.5	-4.6	31 000

Tabella 1: La tabella mostra la magnitudine assoluta in banda V e il numero di fotoni ionizzanti per diverse classi spettrali di stelle.

Fonte: Cimatti, A. Slides del corso 'Formazione ed Evoluzione delle Galassie'

Il tasso di ricombinazione rappresenta il numero di nuclei ed elettroni che nel tempo si ricombinano per dare specie neutre. È definito come $\dot{N}_r = n(e) \cdot n(H^+) \cdot \alpha(T)$, dove $n(e)$ rappresenta la densità numerica di elettroni e $n(H^+)$ la densità numerica di ioni H^+ . Invece, $\alpha(T)$ rappresenta la probabilità di ricombinazione, si esprime come: $\alpha(T) = \langle \sigma_r \cdot v \rangle$ ovvero il valore medio del prodotto tra la sezione di ricombinazione e la velocità di ricombinazione. Nel caso dell'idrogeno $\alpha_H = 4 \cdot 10^{-13} \cdot \left(\frac{10^4 K}{T}\right)^{0.73}$.

Si suppone che la sfera di gas ionizzato sia in equilibrio di ionizzazione. Questo significa che nell'unità di tempo il numero di fotoni assorbiti durante la ionizzazione sarà uguale al numero di fotoni emessi durante la ricombinazione, ovvero $n(H)\Gamma_f(H) = n(e) \cdot n(H^+) \cdot \alpha(T)$. Si ottiene la seguente espressione:

$$\frac{4\pi}{3} R_S^3 (\chi \cdot n(e))^2 \cdot \alpha_H(T) = Q_*(H) \quad (2)$$

Da cui si ricava il raggio di Strömgen:

$$R_S = \left(\frac{3Q_*(H)}{4\pi n(e)^2 \cdot \alpha_H(T)} \right)^{1/3} \quad (3)$$

Poiché, come mostrato in figura 1, il valore del tasso di ionizzazione diminuisce bruscamente a tale distanza, si assume il raggio di Strömgen come la dimensione della regione

HII. Tipicamente questo ha un valore di circa 10 pc.

Se nel mezzo interstellare è presente polvere, questa assorbe parte dei fotoni ultravioletti. Il tasso di fotoni ionizzanti si riduce portando alla riduzione del raggio di Strömgren.

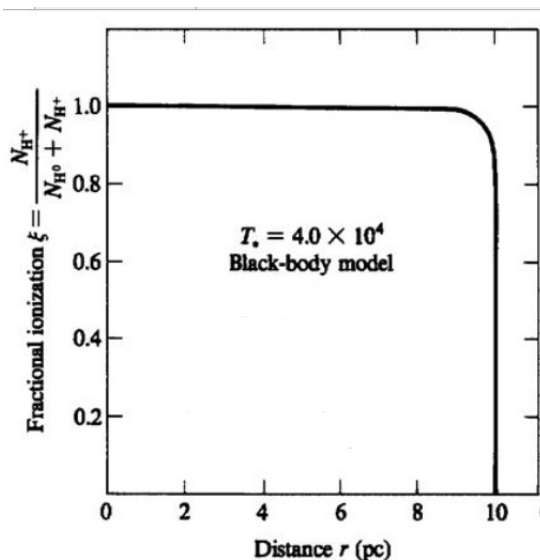


Figura 1: Il grafico mostra la frazione di ionizzazione in funzione della distanza dalla sorgente ionizzante. Si è assunto che la sorgente emettesse radiazione di corpo nero alla temperatura di $4 \cdot 10^4$ K. Si può notare come, raggiunto il raggio di Strömgren, il valore della frazione di ionizzazione cali rapidamente generando una discontinuità.

Immagine: Cimatti, A. Slides del corso 'Formazione ed Evoluzione delle Galassie'

Le stelle di classe spettrale O hanno temperature superficiali tali da essere in grado di ionizzare anche altre specie atomiche, oltre all'idrogeno. Alcuni degli ioni più comuni all'interno delle regioni HII sono: HeIII, HeII, CII, OII, OIII, SII, SIII. All'interno della sfera di Strömgren si formano, quindi, degli strati di gas composti da diversi elementi ionizzati, in base al valore di energia raggiunto in un determinato strato. Un esempio si può notare in figura 2.

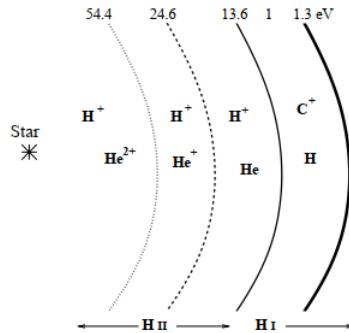


Figura 2: L'immagine mostra la composizione di diversi strati di una regione HII.
Immagine: Tennyson, J. 'Astronomical Spectroscopy'

Nella stima del raggio di Strömgen è stata considerata un'unica sorgente ionizzante. Tuttavia, generalmente, sono presenti più sorgenti di ionizzazione che generano regioni HII estese. Inoltre il mezzo interstellare all'interno di queste non è omogeneo, ma presenta delle porosità dovute principalmente ai venti stellari.

3 Caratteristiche dell'emissione

Le regioni HII presentano spettri complessi dovuti al verificarsi di più fenomeni contemporaneamente. Essi presentano un profilo continuo al quale si sovrappongono righe di emissione. La figura 3 ne è un esempio per quello che riguarda la banda ottica. Il continuo è basso, mentre risultano particolarmente evidenti le righe in emissione sia dell'idrogeno che di altri elementi quali ossigeno, zolfo, azoto, neon, argon.

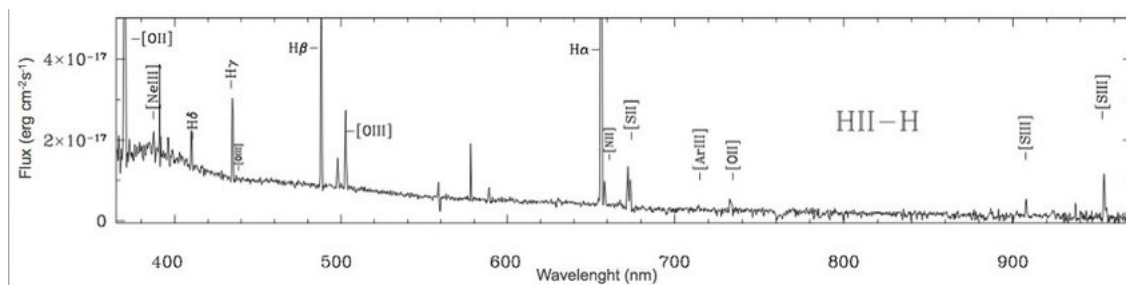


Figura 3: Spettro di una regione HII in Sestante B ottenuto da VLT
Immagine: Arnal Rodrigues, M. <https://www.researchgate.net>

Il continuo è dovuto: alle interazioni libero-libero, che coinvolgono gli elettroni liberi e i nuclei atomici, e ai processi di ricombinazione diretta. L'emissione in riga è dovuta principalmente a: righe di ricombinazione, oppure, righe proibite. Le prime sono il risultato di processi di emissione spontanea a cascata che avvengono quando la ricombinazione

porta alla formazione di una specie atomica eccitata. Le righe proibite, invece, sono comuni per gli elementi più pesanti e sono dovute a transizioni radiative con probabilità molto bassa.

L'insieme di questi processi causa la dissipazione dell'energia acquistata durante la fotoionizzazione. Un ulteriore contributo allo spettro delle regioni HII è dato dai grani di polvere interstellare. Il loro effetto è duplice: possono assorbire la radiazione (in particolare quella a lunghezze d'onda minori), oppure possono deviarla. L'effetto complessivo è l'estinzione della radiazione emessa da una regione HII. La polvere, poi, è in grado di rimettere la radiazione assorbita, a lunghezze d'onda maggiori, tipicamente nell'infrarosso. Lo spettro ha un picco di emissione attorno ai $100\mu m$.

3.1 Continuo: Bremsstrahlung

Il fenomeno della bremsstrahlung avviene quando una particella carica è in moto all'interno di un campo elettrico. Nel caso di una regione HII, i nuclei dell'idrogeno ionizzato generano un campo elettrico che può essere considerato statico; essi, infatti, sono pressoché in quiete. Gli elettroni liberi, invece, sono le particelle in moto all'interno del campo. Quando un elettrone si trova nelle vicinanze di un nucleo, la sua traiettoria viene deviata dalla forza di attrazione esercitata dal nucleo. Il nucleo, invece, non viene accelerato in maniera significativa perché molto più massivo. Durante l'interazione viene emessa energia sotto forma di onde elettromagnetiche. La figura 4, mostra il processo.

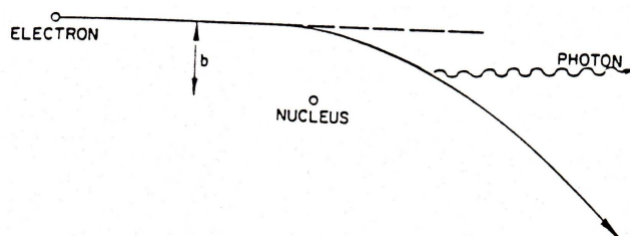


Figura 4: Rappresentazione schematica dell'emissione da bremsstrahlung
Immagine: Fanti, C. e R. 'Lezioni di Radioastronomia'

L'energia emessa da un singolo elettrone durante l'interazione è esprimibile mediante:

$$E_{br} \sim W_{br} \Delta t = \frac{2}{3} \frac{2Z^2 e^6}{mc^3 b^3 v} \quad (4)$$

Dove Z rappresenta il numero atomico del nucleo, e è la carica dell'elettrone, m è la massa delle particelle deviate, v rappresenta la velocità media dell'elettrone durante l'interazione e b è il parametro di impatto, ovvero la distanza minima di interazione. Si può notare come l'emissione sia più significativa se:

- il nucleo interagente è pesante, cioè ha un elevato numero atomico
- la particelle deviata è leggera; questo significa che gli elettroni sono in grado di emettere grandi quantità di energia, mentre per i protoni liberi l'effetto è pressoché trascurabile
- la particella deviata si muove a velocità ridotta

In una nube sono presenti molti elettroni, quindi si verificano molte collisioni. Per ottenere lo spettro di emissione totale bisogna considerare tutte le possibili collisioni tra gli elettroni e i nuclei in un volume unitario nell'intervallo di tempo. Questo equivale a moltiplicare la 4 per $2\pi b db \cdot n_e \cdot v$ e successivamente integrare per tutti i possibili b . L'emissività totale che si ricava è data da:

$$J_{br}(v, \nu) = 2\pi n_e n_Z v \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2W_{br} \cdot \Delta t^2 b db \simeq \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3 v} n_e n_Z Z^2 \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (5)$$

Dove $b_{max} = \frac{v}{4\nu}$, invece per b_{min} si è considerato il valore classico, ovvero $b_{min} = \frac{2Ze^2}{m_e v^2}$.

La distribuzione bolometrica di emissione si può valutare solo conoscendo la distribuzione di velocità degli elettroni. Poiché la nube è in equilibrio termico, quest'ultima è descrivibile mediante una Maxwelliana,

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2k_B T}} v^2 dv \quad (6)$$

L'espressione dell'emissività è

$$J_{br}(\nu; T) = \int_{v_{min}}^{\infty} J_{br}(v; \nu) f(v) dv = 6.8 \cdot 10^{-38} T^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{k_B T}} n_e n_Z Z^2 g_{ff}(T; \nu) [erg cm^{-3} s^{-1} Hz^{-1}] \quad (7)$$

La distribuzione è costante per un ampio range di valori subendo, poi, una decrescita esponenziale.

L'emissività integrata su tutto lo spettro è data da:

$$J_{br}(T) = \int_0^{\infty} J_{br}(\nu; T) d\nu \simeq 1.4 \times 10^{-27} T^{1/2} n_e n_Z Z^2 g_{ff} [erg cm^{-3} s^{-1}] \quad (8)$$

Dove g_{ff} prende il nome di fattore di Gaunt e vale $g_{ff} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln(b_{max}/b_{min})$.

Per una trattazione completa bisogna considerare che parte della radiazione emessa da una regione III viene assorbita dalla stessa. Il coefficiente di assorbimento è dato da:

$$\mu(\nu; T) \propto T^{-1/2} (1 - e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}) \nu^{-3} \quad (9)$$

Ciò significa che la nube assorbe preferenzialmente la radiazione a bassa frequenza. Definito lo spessore ottico come $\tau = \mu \cdot l$ dove l rappresenta la densità lineare, la brillantezza $B(\nu; T)$ può essere espressa come:

$$B(\nu; T) \propto \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} (1 - e^{-\tau}) \quad (10)$$

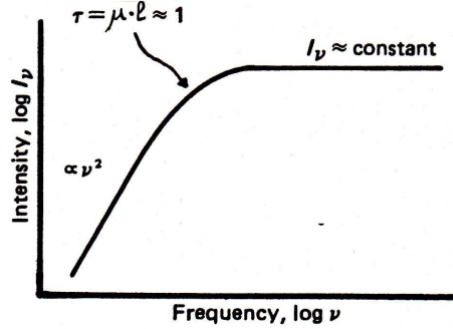


Figura 5: Spettro di bremsstrahlung autoassorbito.
Immagine: Fanti, C. e R. 'Lezioni di Radioastronomia'

Nel limite in cui $\frac{h\nu}{k_B T} \ll 1$, il profilo osservato è simile a quello rappresentato in figura 5. A bassa frequenza, lo spessore ottico è superiore ad 1, il regime è otticamente spesso e la brillantezza è proporzionale a ν^2 . Ad alte frequenze si è in regime otticamente sottile e l'emissione di radiazione risulta costante. Per frequenze superiori alla banda radio lo spettro subisce una decrescita esponenziale.

3.2 Continuo: Ricombinazione diretta

Il processo inverso rispetto alla fotoionizzazione è la ricombinazione:



Durante il processo viene emesso un fotone di energia pari alla differenza tra l'energia cinetica dell'elettrone e l'energia del livello atomico coinvolto. Tale fotone viene identificato come primario. La probabilità che un elettrone libero venga catturato da un nucleo atomico è molto bassa. Tuttavia può aumentare se la velocità con la quale viaggia l'elettrone è bassa. Gli elettroni liberi hanno una distribuzione continua di velocità. Essi, in seguito alla ricombinazione, possono occupare livelli con energie differenti. Quindi anche l'energia dei fotoni emessi, nel complesso, sarà diffusa su un ampio range di frequenze. L'emissione è continua, ma piuttosto debole. È osservabile a $\lambda > 912 \text{ \AA}$, quindi dalla banda ultravioletta a quella radio.

La probabilità che, ricombinandosi, un elettrone si trovi in un livello eccitato è maggiore rispetto a quella di trovarsi nel livello fondamentale. L'elettrone di un livello eccitato può transire spontaneamente ad un livello con energia inferiore. La transizione porta come conseguenza l'emissione di un ulteriore fotone che viene detto secondario. I fotoni secondari hanno energia pari alla differenza di energia tra i livelli coinvolti nella transizione. Questo significa che si produce emissione solo a specifiche frequenze, con la formazione di righe spettrali dette di ricombinazione.

3.3 Righe di ricombinazione (RELs)

Le righe di ricombinazione vengono prodotte dal decadimento radiativo a partire da livelli eccitati. Perché l'atomo si disecciti spesso sono necessarie più transizioni; la conseguenza è l'emissione di una cascata di fotoni.

Per ogni transizione l'energia emessa sotto forma di radiazione è proporzionale al numero atomico e all'energia dei livelli coinvolti. Nel caso di un atomo idrogenoide (ovvero un atomo costituito da un nucleo di carica $+Ze$ e da un solo elettrone legato) è data da:

$$E = h\nu = -\frac{Z^2}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) au \quad (12)$$

Questo significa che, se l'atomo si diseccita mediante transizioni tra livelli con energia simile, sarà possibile osservare righe di ricombinazione a bassa frequenza, cioè in banda radio (Radio Recombination Lines). Viceversa, se la differenza di energia tra i livelli è grande, verranno emessi fotoni a maggiore frequenza (ad esempio nell'ottico o nell'ultravioletto).

Tra le righe di ricombinazione le meglio identificabili sono quelle appartenenti all'idrogeno. In particolare, la riga di emissione H_α è la più luminosa; essa è caratterizzata da transizioni dal livello $n = 3$ al livello $n = 2$. La sua lunghezza d'onda è di 6563 \AA , che corrisponde al colore rosso.

E' una riga permessa perché la probabilità della transizione spontanea ad essa associata è molto elevata. Statisticamente avvengono circa $4 \cdot 10^7$ transizioni al secondo. La sua facile rilevabilità la rende un tracciante ideale per individuare i bracci a spirale delle Galassie a disco.

3.4 Righe di eccitamento collisionale (CELs)

Le righe di eccitamento collisionale, generalmente, coinvolgono specie atomiche più pesanti dell'idrogeno. Elementi come ossigeno, zolfo e azoto hanno potenziali di ionizzazione simili a quello dell'idrogeno. L'ossigeno per esempio, ha un potenziale di prima ionizzazione pari a 35.1 eV , quindi è quasi totalmente in forma ionizzata di O^+ . Se

la sorgente di ionizzazione è sufficientemente energetica (produce fotoni di almeno 54.9 eV), si può formare lo ione O^{2+} . Le collisioni tra elettroni liberi e ioni possono eccitare questi ultimi. Alle densità tipiche delle regioni HII la via di diseccitazione più probabile è quella radiativa. Essa porta alla formazione di righe proibite, così chiamate perché la probabilità delle transizioni ad esse legate è inferiore ad una transizione al secondo.

Le righe proibite coinvolgono livelli eccitati caratterizzati da energie che differiscono da quella del livello fondamentale di soli pochi elettronvolt. Per spiegarne l'origine consideriamo il caso più semplice, ovvero uno ione caratterizzato da un livello fondamentale $n = 0$ e da un solo livello eccitato $n = 1$. Gli ioni che si trovano nel livello fondamentale possono essere eccitati dalle collisioni con elettroni liberi aventi energia cinetica maggiore dell'energia fra i due livelli, ovvero $1/2mv^2 > \chi$.

Il tasso di eccitazione collisionale nel tempo e in un'unità di volume sarà dato da $N_e N_0 q_{01}(T)$, ovvero dalla densità di elettroni (N_e), dalla densità di ioni nello stato fondamentale (N_0) e da un parametro che rappresenta l'efficacia delle collisioni alla temperatura T ($q_{01}(T)$). Tale parametro è definito come:

$$q_{01}(T) = \int_{\chi=1/2mv^2}^{\infty} v \sigma_{01}(v) f(v) dv \quad (13)$$

Dove v rappresenta la velocità degli elettroni liberi, $f(v)$ la loro distribuzione di velocità che è una Maxwelliana e $\sigma_{01}(v)$ rappresenta la sezione d'urto del processo.

Uno ione eccitato può ritornare allo stato fondamentale mediante due diversi processi: una diseccitazione collisionale o una transizione radiativa. Nel primo caso è necessario che l'atomo sia coinvolto nuovamente in una collisione e che durante il processo ceda energia; il tasso di diseccitazioni dipende dal numero di elettroni presenti nel livello eccitato 1 ed è pari a $N_1 N_e q_{10}(T)$. Nel secondo caso la diseccitazione avviene mediante l'emissione di un fotone; il tasso di decadimenti si stima come $N_1 A_{10}$, dove A_{10} rappresenta la probabilità che la transizione avvenga. Se si considera una regione HII in equilibrio radiativo, si avrà che il tasso di eccitamenti collisionali sarà pari alla somma tra il tasso di diseccitazioni collisionali e il tasso di diseccitazioni radiative:

$$N_0 N_e q_{01}(T) = N_1 [A_{10} + N_e q_{10}(T)] \quad (14)$$

Il rapporto tra la popolazione nello stato eccitato e quella nello stato fondamentale è esprimibile mediante

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{q_{01}(T)}{q_{10}(T) [1 + \frac{A_{10}}{N_e q_{10}(T)}]} \quad (15)$$

Si possono individuare due regimi:

- in regime di alta densità $N_e \rightarrow \infty$, $[1 + \frac{A_{10}}{N_e q_{10}(T)}] \rightarrow 1$ quindi $\frac{N_1}{N_0} = \frac{q_{01}(T)}{q_{10}(T)}$

- in regime di bassa densità $N_e \rightarrow 0$, $\frac{N_1}{N_0} = \frac{N_e q_{10}(T)}{A_{10}}$

Il tasso di fotoni prodotti dalle transizioni dal livello 1 al livello 0 è dato da:

$$\frac{N_1 A_{10}}{N_0} = \frac{A_{10} q_{01}(T)}{q_{10}(T) [1 + \frac{A_{10}}{N_e q_{10}(T)}]} \quad (16)$$

- nel limite di alta densità $N_e \rightarrow \infty$, $\frac{A_{10} N_1}{N_0} = A_{10} \frac{q_{01}(T)}{q_{10}(T)}$
Assumendo che la nube si trovi all'equilibrio termico, i livelli saranno popolati secondo la formula di Boltzmann, si avrà $A_{10} \frac{q_{01}(T)}{q_{10}(T)} = A_{10} \frac{g_1}{g_0} \exp(-\frac{\chi}{kT})$ quindi dipende dalla temperatura (g_0 e g_1 sono i pesi statistici)
- in regime di bassa densità $N_e \rightarrow 0$, $\frac{A_{10} N_1}{N_0} = N_e q_{10}(T)$, quindi il numero di fotoni emessi risulta indipendente dal coefficiente di emissione spontanea.

Nel limite ad alta densità la diseccitazione avviene prevalentemente per via collisionale mentre nel limite a bassa densità avviene per via radiativa. Il valore per il quale si ha il cambio di regime ha il nome di densità critica ed è definito come:

$$n_{crit} = \frac{A_{10}}{q_{10}} \quad (17)$$

L'intensità di queste righe spettrali consente di derivare osservabili come densità e temperatura a partire dallo spettro di una regione HII. Si definisce intensità di una riga spettrale la larghezza del un rettangolo di altezza unitaria con area uguale a quella sottesa dalla riga, ovvero:

$$I = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda \quad (18)$$

Dove F_c rappresenta l'altezza del continuo e F_λ l'altezza della riga.

Le righe di [OII] sono sensibili alla densità. L'emissione spontanea, nel caso di [OII], produce, infatti, due righe di lunghezza d'onda simile: $\lambda = 3726 \text{ \AA}$ e $\lambda = 3729 \text{ \AA}$. Questo accade perché gli elettroni decadono a partire da due sottolivelli con energie molto simili, che sono il $^2D_{3/2}$ e il $^2D_{5/2}$ per raggiungere lo stesso livello $^4S_{3/2}$. La figura 6 mostra schematicamente il processo.

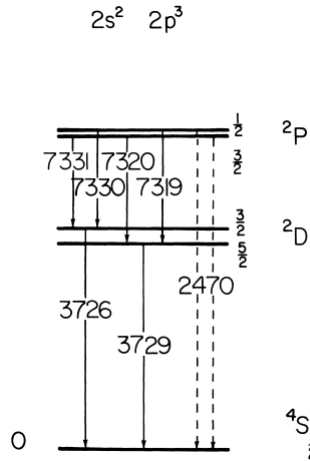


Figura 6: La figura mostra i livelli atomici di OII e le possibili transizioni: le linee continue rappresentano transizioni proibite in banda ottica, le linee tratteggiate transizioni proibite nell'ultravioletto.
Immagine: Osterbrock, D. 'The Physics of Gaseous Nebulae'

L'analisi del rapporto tra l'intensità di [OII]3726 rispetto a [OII]3729 permette di determinare la densità elettronica del mezzo. Le righe del doppietto hanno densità critiche differenti, in particolare: per [OII]3726 $n_{crit} = 10^4 cm^{-3}$, invece per [OII]3729 $n_{crit} = 10^3 cm^{-3}$. A seconda della densità del mezzo la prima riga risulterà più o meno intensa rispetto alla seconda.

Avvalendosi di diversi doppietti con densità critiche differenti è stato possibile stimare la densità delle regioni HII. Essa è dell'ordine di $10 - 10^4 cm^{-3}$

Invece [OIII] presenta transizioni particolarmente sensibili alla temperatura. Gli elettroni rimasti legati al nucleo possono trovarsi in uno dei livelli eccitati 1S_0 e 1D_2 . I possibili decadimenti (mostrati anche in figura 7) sono:

- $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ con emissione di un fotone di lunghezza d'onda $\lambda = 4363 \text{ \AA}$
- $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ con emissione di un fotone di lunghezza d'onda $\lambda = 5007 \text{ \AA}$
- $^1D_2 \rightarrow ^3P_1$ con emissione di un fotone di lunghezza d'onda $\lambda = 4959 \text{ \AA}$

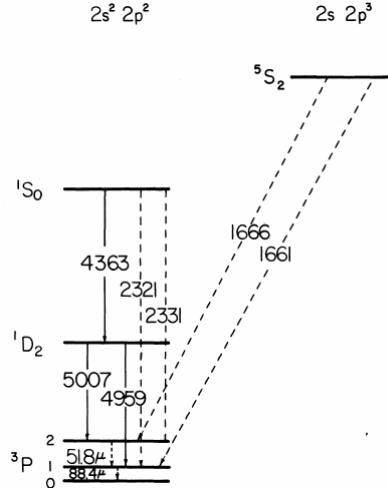


Figura 7: La figura mostra livelli atomici di OIII e le possibili transizioni: le linee continue rappresentano transizioni proibite in banda ottica, le linee tratteggiate transizioni proibite nell'ultravioletto o infrarosso.

Immagine: Osterbrock, D. 'The Physics of Gaseous Nebulae'

La densità critica per queste transizioni è di 10^5 cm^{-3} , molto superiore rispetto alla densità media delle regioni HII: quindi la diseccitazione avviene esclusivamente per via radiativa. L'intensità delle righe dipenderà unicamente dal numero di transizioni, che a sua volta dipende dal numero di elettroni che occupano il livello eccitato. Quest'ultimo è determinato dalla statistica di Boltzmann e dipende fortemente dalla temperatura. A temperature elevate il livello 1S_0 , che ha energia superiore, sarà maggiormente popolato. Quindi ci sarà un numero maggiore di transizioni verso 1D_2 ed un flusso maggiore di fotoni di lunghezza d'onda $\lambda = 4363 \text{ \AA}$. La relazione che lega l'intensità della riga spettrale corrispondente a transizioni $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ e l'intensità della riga corrispondente a transizioni $^1S_0 \rightarrow ^1D_2$ può essere espressa come:

$$\frac{I(4959) + I(5007)}{I(4363)} = \frac{7.73 \exp(32\,900 \text{ K } T^{-1})}{1 + 4.5 \cdot 10^{-4} N_e T^{-1/2}} \quad (19)$$

Le temperature stimate con questo metodo sono dell'ordine di 10^4 K

4 Tasso di formazione stellare

Mediante la riga H_α è possibile individuare la presenza di regioni HII in altre galassie. Si è potuto così constatare che queste sono presenti nelle galassie a spirale, mentre sono quasi totalmente assenti nelle galassie ellittiche. Come mostrato dall'immagine in alto a destra in figura 8, nelle galassie a spirale le regioni HII, si localizzano nei bracci.

Le stelle di classe spettrale O e B hanno tempi di vita medi piuttosto brevi: generalmente,

qualche milione di anni. Quindi le stelle di questo tipo si trovano solo in regioni dove si stanno formando nuove stelle.

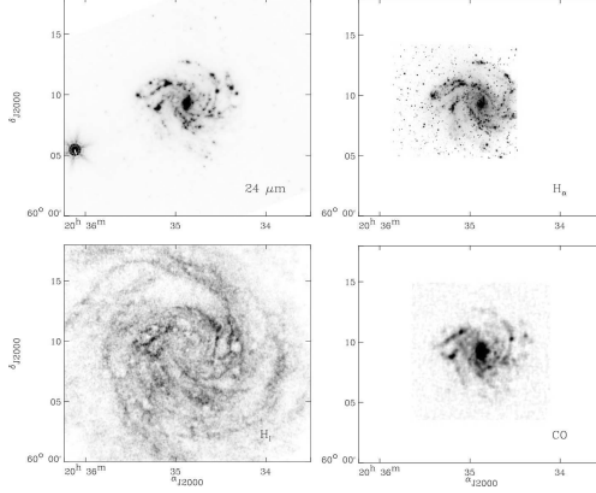


Figura 8: La figura mostra la galassia NGC6946 a diverse lunghezze d'onda. In alto a sx a 24 micrometri si può osservare l'emissione della polvere interstellare; in alto a dx la riga H_α funge da tracciante per le regioni HII; in basso a sx si può notare il gas neutro tracciato mediante la riga a 21 cm, in basso a dx si possono notare le nubi molecolari tracciate dalle transizioni di CO.

Immagine: Kennicutt, R. 'Star Formation in the Milky Way and nearby galaxies'

Una galassia dove sia presente formazione stellare è riconoscibile dallo spettro: in particolare, dalla notevole emissione ultravioletta (prodotta dalle stelle), infrarossa (prodotta dai grani di polvere) e dalla luminosità della riga H_α (prodotta dalle regioni HII).

Un parametro utile per stimare la capacità di una galassia di convertire il gas in stelle è il tasso di formazione stellare attuale o SFR. Esistono diversi indicatori che ne consentono la stima. Gli indicatori si basano sulla luminosità di componenti della galassia riconducibili alla presenza di stelle giovani e massive.

$$SFR = CL_{indicatore} \quad (20)$$

Dove C è una costante che dipende dall'indicatore utilizzato e dalla funzione di massa iniziale. Un esempio di possibili indicatori sono proprio le regioni HII: infatti, se la sorgente di radiazione si spegnesse, sarebbero visibili solo per qualche migliaio di anni dallo spegnimento. La riga H_α può essere utilizzata per stimare il tasso di formazione stellare.

La luminosità della riga H_α è definita come:

$$L_{H_\alpha} = h\nu_{H_\alpha} \int n_e n_p \alpha_B(H; T) dV \quad (21)$$

Ovvero come il prodotto tra il tasso di ricombinazione ($\int n_e n_p \alpha_B(H; T) dV$) e l'energia dei fotoni emessi durante ogni ricombinazione ($h\nu_{H\alpha}$).

Per le stelle O il tasso di formazione presente è dato approssimativamente dal rapporto tra il loro numero e il loro tempo di vita medio.

$$SFR \simeq \frac{M_{tot}(O)}{\tau(O)} \quad (22)$$

In realtà in una regione di formazione stellare si formano stelle con masse e luminosità molto diverse tra loro. Perché il tasso di formazione stellare sia affidabile è necessario considerare la quantità di stelle massive in rapporto alla quantità di stelle di piccola massa che si formano. Per questo bisogna assumere una funzione di massa iniziale (IMF). Una delle forme funzionali più utilizzate per l'IMF è la funzione di Salpeter $\varphi(M)$. Il numero di stelle di data massa si può esprimere come:

$$M\varphi(M) = 0.17M^{-1.35} \quad (23)$$

Questo significa che le stelle di grande massa sono in numero inferiore rispetto a quelle con masse più modeste.

Il tasso di formazione totale può essere calcolato adottando la funzione di massa iniziale di Salpeter. L'espressione che si ottiene è:

$$SFR(M_{\odot}yr^{-1}) = 7.9 \cdot 10^{-42} L(H_{\alpha}) \quad (24)$$

Per le galassie che stanno formando nuove stelle, $SFR \sim 1 - 10 M_{\odot}yr^{-1}$. Per la Via Lattea, ad esempio, $SFR \sim 1.9 \pm 0.4 M_{\odot}yr^{-1}$. Esistono galassie che sperimentano un'intensa formazione stellare, le starburst galaxies, per le quali $SFR \sim 100 M_{\odot}yr^{-1}$.

Le principali limitazioni all'utilizzo della riga H_{α} quale indicatore per il tasso di formazione stellare sono:

- il caso in cui sia presente polvere interstellare
- il caso in cui siano presenti altre possibili fonti di ionizzazione come onde di shock o Nuclei Galattici Attivi

La polvere interstellare causa l'estinzione delle righe spettrali, ovvero una loro attenuazione dovuta a fenomeni di assorbimento o di deviazione della radiazione. Il valore di SFR calcolato mediante la riga H_{α} risulta essere sottostimato. Una possibile soluzione è rappresentata dall'utilizzo della luminosità in banda infrarossa. Poiché la radiazione ha lunghezza d'onda maggiore, è meno affetta dall'estinzione.

I Nuclei Galattici Attivi e le onde di shock sono fenomeni in grado di produrre radiazione ad alte energie. Il risultato è la produzione di fotoni energetici in grado di ionizzare il mezzo interstellare che si sommano a quelli prodotti dalle stelle. Il valore di SFR, in questo caso, risulterà sovrastimato.

Bibliografia

- Cimatti, Andrea, Filippo Fraternali e Carlo Nipoti. *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press, 2020.
- Fanti, Carla e Roberto. *Lezioni di Radioastronomia*. 2001.
- Kennicutt, Robert N. e Neal J. Evans. «Star Formation in the Milky Way and nearby galaxies». In: *ARA&A* (2012).
- Longair, Malcom S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- Osterbrock, Donald E. «The Physics of Gaseous Nebulae». In: *Publication of the Astronomical Society of the Pacific* (1988).
- Osterbrock, Donald E. e Gary J. Ferland. *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. University Science Books, 2006.
- Rybicki, George B. e Alan P. Lightman. *Radiation Processes in Astrophysics*. Wiley VCH, 2004.
- Strömgren, Bengt. «The Physical State of Interstellar Hydrogen». In: *Astrophysical Journal* (1939).
- Tennyson, Jonathan. *Astronomical Spectroscopy*. Imperial College Press, 2005.
- Yorke, Harold W. «The Dynamical Evolution of HII Regions». In: *ARA&A* (1986).