

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea in Astronomia  
Dipartimento di Fisica e Astronomia

**L'ATOMO DI IDROGENO:  
RIGHE, SERIE  
E SUA IMPORTANZA IN ASTROFISICA**

Elaborato finale

Candidato:  
Cristina Nanci

Relatore:  
Prof. Daniele Dallacasa

---

Sessione III  
Anno Accademico 2014/2015

## Sommario

L'atomo di idrogeno è il più leggero ed abbondante dell'universo. Esiste sotto forma di molecola  $H_2$ , ionizzato e neutro: di seguito si analizzeranno le principali caratteristiche di queste tre fasi e si sottolineeranno i criteri ambientali che determinano la presenza di idrogeno in una o nell'altra fase e in particolare a quali processi radiativi corrispondono. Si accenna inoltre al ruolo fondamentale che esso svolge in alcuni ambiti della ricerca astrofisica come la determinazione della curva di rotazione delle galassie a spirale o l'osservazione di regioni di formazione stellare.

L'elaborato si apre con una panoramica sulla trattazione quantistica dell'atomo di idrogeno. Si parlerà delle sue autofunzioni e dei livelli energetici relativi, delle regole di selezione tra gli stati e in particolare degli effetti di struttura iperfine che portano alla formazione della riga a 21 cm, potentissimo mezzo di indagine in nostro possesso.

Si aggiunge infine una breve trattazione su come l'idrogeno funga da carburante per la vita delle stelle.

# Indice

<b>1</b>	<b>L'atomo di idrogeno</b>	<b>3</b>
1.1	Struttura, formazione ed abbondanza chimica . . . . .	3
1.2	Funzione d'onda dell'atomo di idrogeno . . . . .	3
<b>2</b>	<b>L'idrogeno neutro</b>	<b>6</b>
2.1	La riga a 21 cm . . . . .	7
2.2	La curva di rotazione di una galassia a spirale . . . . .	8
<b>3</b>	<b>L'idrogeno ionizzato</b>	<b>10</b>
3.1	Emissione in righe di ricombinazione . . . . .	10
3.2	Sfera di Strömngren . . . . .	11
<b>4</b>	<b>L'idrogeno molecolare</b>	<b>13</b>
<b>5</b>	<b>Nucleosintesi stellare</b>	<b>15</b>
5.1	La catena protone-protone . . . . .	16
5.2	Il ciclo CNO . . . . .	17
	<b>Bibliografia</b>	<b>18</b>

# 1 L'atomo di idrogeno

## 1.1 Struttura, formazione ed abbondanza chimica

L'idrogeno è l'elemento più semplice dell'universo, il più abbondante ed il più vecchio. Parlando del solo nucleo, cioè del protone, la sua comparsa è avvenuta circa a  $t = 1 \mu s$  (con  $t$  il tempo dopo il big bang). L'abbondanza chimica primordiale dell'universo era, a  $t = 20 \text{ min}$ , 76% di idrogeno, 24% elio e tracce di litio e berillio.

In generale un atomo di idrogeno è formato da un nucleo di carica positiva ed un elettrone che vi orbita attorno. Il suo *numero atomico*, che indica la quantità di protoni, è  $Z=1$ , mentre il *peso atomico*  $A$  dipende dal numero di neutroni, cioè dall'isotopo. Gli unici isotopi stabili dell'idrogeno sono il prozio ( $A=1$ ) che rappresenta il 99.985% dell'idrogeno in natura e il deuterio ( $A=2$ ) che comprende il restante 0.015%.

## 1.2 Funzione d'onda dell'atomo di idrogeno

In meccanica quantistica il sistema viene trattato come un problema a campo centrale in cui il moto di due corpi di massa  $m_e$  ed  $m_p$  (se non specificato ci riferiremo sempre all'isotopo con  $A=1$ ) ruotano attorno al loro comune centro di massa, attratti dalla forza coulombiana  $\vec{F} = K(e/r)^2 \hat{r}$ , con  $K$  definito a seconda del sistema di unità di misura in uso,  $r$  distanza tra le cariche ed  $e = 1,602 \times 10^{-19} C$  la carica di protone ed elettrone. In coordinate polari il problema risulta a simmetria sferica e può pertanto essere risolto separando l'equazione di Schrödinger in una parte angolare e una radiale fattorizzando la funzione d'onda. La parte angolare ha come soluzione le armoniche sferiche e studiando le soluzioni per quella radiale si ottengono esattamente le autofunzioni d'onda dell'atomo di idrogeno:

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = \sqrt{\left(\frac{2}{na}\right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+l)!]^3}} e^{-r/na} \left(\frac{2r}{na}\right)^l L_{n-l-1}^{2l+1}\left(\frac{2r}{na}\right) Y_l^m(\theta, \phi)$$

I  $L_{n-l-1}^{2l+1}$  sono i polinomi di Laguerre e  $a = 0.529 \times 10^{-10} m$  è il raggio di Bohr. Gli indici  $n$ ,  $l$ ,  $m$  sono numeri interi, detti numeri quantici, ed indicano rispettivamente il livello energetico, il modulo e la terza componente del momento angolare totale dell'elettrone. Le energie degli  $n$  livelli energetici sono dettati dagli autovalori dell'operatore hamiltoniano:

$$E_n = - \left[ \frac{m}{2\hbar^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \right] \frac{1}{n^2} \quad (1)$$

che tende a 0 per  $n \rightarrow \infty$  e che presenta l'addensarsi dei livelli per energie di legame via via minori, come mostrato in Figura 1.

Tale quantizzazione è in accordo con il modello semiclassico di Bohr e con le osservazioni sulle righe dell'atomo di idrogeno condotte da Balmer: grazie a studi di spettroscopia il fisico svizzero dedusse infatti che le righe nella finestra del visibile si presentano a definite frequenze date da

$$\nu_n = cR \left( \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 3, 4, 5 \dots$$

in cui  $c$  è la velocità della luce ed  $R$  la costante di Rydberg, misurata empiricamente:  $R = 109677.576 \text{ cm}^{-1}$ .

Dopo di lui anche Lyman, Paschen, Brackett, Pfund scoprirono altre serie caratterizzanti l'emissione dell'atomo nella banda ultravioletta e infrarossa (Figura 1). I risultati possono riassumersi nella forma:

$$\nu_{mn} = cR \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad n = m + 1, m + 2 \dots \quad (2)$$

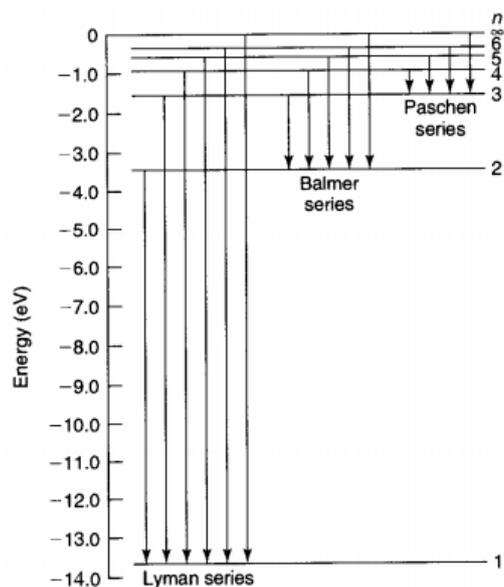


Figura 1: Schema dei livelli energetici e delle principali serie dell'atomo di idrogeno.

Gli elettroni che orbitano attorno al nucleo si trovano negli *stati stazionari*, hanno un'accelerazione centripeta ma, a differenza delle previsioni classiche, non emettono energia in questa fase: l'emissione (rigorosamente quantizzata) avviene solo nel passaggio da un'orbita ad un'altra.

Nell'interpretazione corpuscolare della luce il fotone è descritto come un ente fisico che trasporta un quanto di energia pari a  $h\nu$ , con  $h = 6.626 \times 10^{-34}$  Js, costante di Planck. Dunque quando il fotone interagisce con l'elettrone in un dato livello energetico, se trasporta un'energia sufficiente, verrà assorbito: si avrà il passaggio da un'orbita stazionaria ad un'altra e l'energia assorbita (e poi eventualmente riemessa) sarà proporzionale alla frequenza data dall'equazione 2.

Le autofunzioni dell'atomo di idrogeno dipendono in modo parametrico dalla terna di numeri quantici  $n, l, m$ . Per ogni livello energetico  $n$  esistono  $n^2$  stati degeneri, distinti dai possibili valori di  $l$  e  $m$ : per  $n = 1$  si avrà lo *stato fondamentale* (non degenero) dell'idrogeno che corrisponde alla minima energia:  $E = -13.6$  eV, che rappresenta l'energia di legame tra elettrone e protone. Analizzando l'approssimazione di dipolo elettrico per l'intensità di emissione di radiazione elettromagnetica valida per radiazione di lunghezza d'onda  $\lambda \sim 10^{-5}$  cm, ovvero considerando solo interazione tra nucleo e elettrone, si perviene alle regole di selezione che fissano le transizioni elettroniche *proibite* e *permesse*. I salti tra i numeri quantici permessi sono:  $\Delta n = \text{qualsunque}$  e  $\Delta l = \pm 1$  e  $\Delta m = 0, \pm 1$ . Tutte le altre transizioni sono proibite, ovvero la loro intensità è un milione di volte più piccola delle transizioni permesse, quindi sono praticamente inosservabili in laboratorio.

Dallo studio del comportamento dell'elettrone immerso in un campo magnetico si evince inoltre che egli agisce esattamente come un dipolo magnetico. Poichè una carica elettrica crea un dipolo magnetico ruotando è necessario assumere che la particella abbia un momento angolare intrinseco al quale ci si riferisce con il termine *spin*. In quanto l'elettrone non presenta una struttura interna estesa, non si può attribuire allo spin lo stesso significato rotazionale del momento angolare orbitale di una particella non puntiforme, nonostante ciò viene ben descritto dall'algebra dei momenti angolari.

Quantisticamente questo risultato si traduce in una funzione d'onda per l'elettrone fattorizzabile in una parte nello spazio delle coordinate e una parte nello spazio interno degli spin:  $\Psi(\mathbf{s}, \mathbf{x}, t) = \chi(\mathbf{s})\psi(\mathbf{x}, t)$ . Anche il momento di spin è quantizzato e il suo modulo può assumere solo un valore  $s = \frac{1}{2}$  mentre  $m_s$ , la terza componente del momento, assume valori  $\pm \frac{1}{2}$ ; la regola di selezione è  $\Delta m_s = 0$ . Quindi, tenendo conto dello spin, la degenerazione per i livelli energetici  $E_n$  è pari a  $2n^2$ .

L'elettrone inoltre, soggetto ad un moto di spin, agisce come un magnete, avrà quindi un *momento di dipolo magnetico*  $\mu$ , il quale risulta proporzionale al suo momento di spin, con costante di proporzionalità il *rapporto giromagnetico*.

Nel sistema di riferimento dell'elettrone è il protone a ruotargli attorno: una carica positiva rotante genera un campo magnetico che interagisce con

il momento magnetico dell'elettrone. Questo fenomeno, noto come *accoppiamento spin-orbita*, perturba il sistema generando effetti di *struttura fine*, nella pratica si avrà lo sdoppiamento delle righe spettrali. Dello stesso ordine di grandezza sono le perturbazioni dovute ad effetti relativistici del moto dell'elettrone attorno al protone. Tenendo conto di queste correzioni sull'hamiltoniana del sistema, l'energia diventa:

$$E_{nj} = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} \left[ 1 + \frac{\alpha}{n^2} \left( \frac{n}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) \right]$$

Il coefficiente  $\alpha$  è noto come *costante di struttura fine* e vale  $7.3 \times 10^{-3}$  e il nuovo numero quantico  $j$  è associato al momento angolare totale, somma del momento di spin e di quello orbitale.

Si studiano inoltre gli effetti di *struttura iperfine* dovuti alle orientazioni relative degli spin di elettrone e protone. Infatti anche quest'ultimo ha un momento di dipolo magnetico che, a causa della sua massa, è molto minore di quello dell'elettrone (nella formula per  $\mu$   $m_p$  compare al denominatore). Ragion per cui il campo magnetico generato da questo dipolo è molto più debole di quello orbitale e lo si può studiare in termini di una piccola perturbazione sulla struttura fine. Ciò che ne deriva è una degenerazione nello stato fondamentale che ora può assumere due valori a seconda che i due spin siano nello stato di *tripletto* (spin paralleli) o di *singoletto* (spin antiparalleli), quest'ultimo caso risulta essere quello a energia minore e quindi il più favorito.

La differenza di energia tra i due stati è data da:

$$\Delta E = \frac{4g_p \hbar^2}{3\pi m_e m_p a^4}$$

con  $g_p$  rapporto giromagnetico del protone. Tale differenza corrisponde all'emissione di un fotone di frequenza  $\nu = \Delta E/h = 1420$  MHz, quindi con una lunghezza d'onda di circa 21 cm.

## 2 L'idrogeno neutro

Il mezzo interstellare (ISM) all'interno della nostra e delle altre galassie vede l'idrogeno manifestarsi in diverse fasi. Quella di idrogeno neutro (HI), nelle galassie a spirale, è la dominante: nella Milky Way si ha  $M_{HI} \sim 4 \times 10^9 M_\odot$ , contro una componente molecolare di  $M_{H_2} \sim 10^9 M_\odot$  e di idrogeno ionizzato  $M_{HII} \sim 10^8 M_\odot$ . Notare che la componente stellare è comunque maggioritaria, con  $M_* \sim 5 \times 10^{10} M_\odot$ .

L'HI non si distribuisce isotropicamente nella galassia ma si concentra sui bracci a spirale.

## 2.1 La riga a 21 cm

La riga a 21 cm (1.4 GHz in frequenza) dell'HI è il metodo più importante per osservarlo.

Il coefficiente di Einstein di emissione spontanea di questa transizione risulta  $A_H = 2.87 \times 10^{-15} s^{-1}$ . Questo numero indica la probabilità per unità di tempo che l'elettrone passi dallo stato di tripletto (stato eccitato) a quello di singoletto emettendo così un fotone con  $\lambda = 21$  cm. La transizione è fortemente proibita e il tempo di vita media dell'atomo con spin di elettrone e protone paralleli è dato da  $\tau = 1/A_H \sim 10^7$  anni.

Gli atomi di HI si trovano nello stato di tripletto dopo aver subito una collisione con un altro atomo di HI; a questo punto possono tornare nello stato fondamentale liberandosi di questa energia in eccesso tramite un'altra collisione o emettendo radiazione a 21 cm.

In ambienti particolarmente freddi ( $T \sim 10 - 100$  K) e poco densi ( $n \sim 1 - 10$  atomi per  $cm^3$ ), il numero di diseccitazioni radiative, pur restando sempre minore di quello di diseccitazioni collisionali, è significativo: una parte di atomi di HI emette a 21 cm, ed avendo a disposizione un numero enorme di atomi (dati i volumi coinvolti), quest'emissione diventa una componente assolutamente rilevante delle osservazioni astronomiche in banda radio.

La riga a 21 cm viene appunto osservata nella banda radio, l'unica finestra insieme a quella del visibile a permetterci osservazioni da terra: i fotoni radio infatti non interagiscono con l'atmosfera e la ionosfera terrestri, non vengono assorbiti né riflessi. Anche il mezzo interstellare è completamente trasparente a questa radiazione, essa ci permette dunque studi approfonditi su zone inaccessibili all'astronomia ottica, come ad esempio il piano galattico altrimenti completamente opaco a causa della polvere. Gli ambienti da cui proviene il segnale dell'idrogeno neutro sono chiamati *regioni HI*. Non vi è praticamente idrogeno neutro nelle galassie ellittiche, e la causa è da ricercarsi nel meccanismo di formazione di queste strutture, ancora oggi motivo di dibattito. Si può invece ottenere una mappatura della distribuzione di HI per le galassie a spirale e irregolari: il gas è organizzato in grandi nubi diffuse che si estendono ben oltre la componente stellare, come si vede in Figura 2.

La massa dell'idrogeno neutro per regioni otticamente sottili è data da

$$M_{HI} = 2.36 \times 10^5 \left( \frac{D}{Mpc} \right)^2 \int \frac{S}{Jy} \frac{dv}{km/s} \quad [M_\odot]$$

in cui  $D$  è la distanza dalla nube,  $S$  è il flusso osservato e  $dv$  misura la larghezza della riga, che sappiamo essere allargata dalla velocità (effetto Doppler).

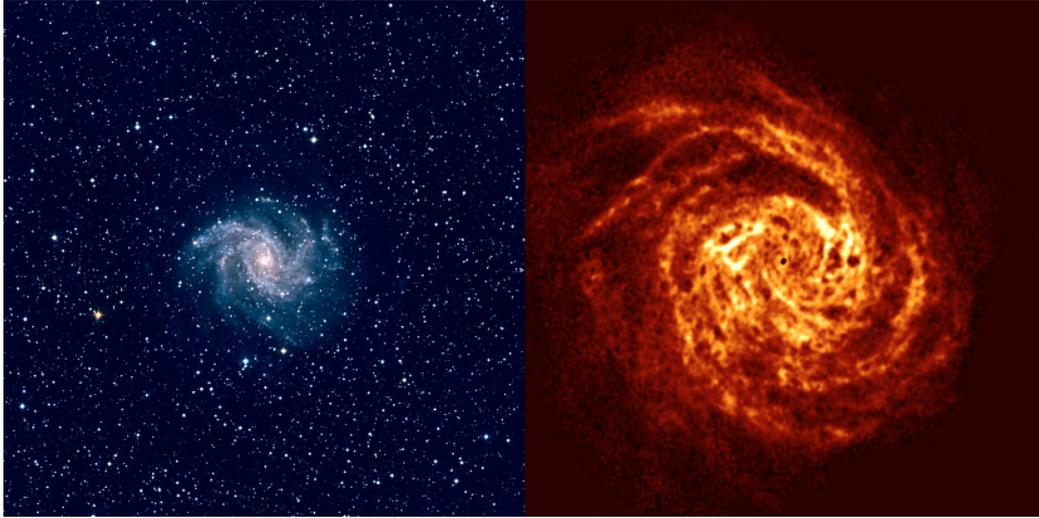


Figura 2: Mappatura dell'idrogeno neutro della galassia a spirale NGC 6946 a destra e la stessa galassia in ottico a sinistra. La scala è la stessa per le due immagini.

Tramite la riga a 21 cm possiamo studiare due fasi dell'ISM: il *warm neutral medium* che presenta  $T \sim 10^3 - 10^4 K$ , in cui l'idrogeno viene riscaldato da raggi UV diffusi e radiazione a raggi X ed ha interazioni con raggi cosmici di bassa energia e nel *cold neutral medium*, con  $T \sim 10 - 100 K$ . Entrambe queste fasi sono distribuite sul disco e nei bracci a spirale.

## 2.2 La curva di rotazione di una galassia a spirale

A causa della rotazione intorno al centro galattico del gas nei bracci della galassia a spirale si misura uno spostamento della riga dovuto all'effetto Doppler: se il moto della nube è in allontanamento rispetto all'osservatore si ha uno shift della riga verso il rosso, se è in avvicinamento verso il blu. Grazie a questo fenomeno si può determinare la velocità radiale con cui avviene la rotazione anche a grandi distanze dal centro galattico, (dove abbiamo detto esserci idrogeno anche quando non ci sono più stelle).

Le stelle ed il gas sono soggetti al potenziale gravitazionale della galassia, e devono quindi muoversi con una velocità circolare di rotazione

$$v_c^2(r) = \frac{GM(r)}{r} \quad (3)$$

ricavata eguagliando la legge di gravitazione universale con  $\vec{F} = m\vec{a}$ , dove  $\vec{a}$  è l'accelerazione centripeta.

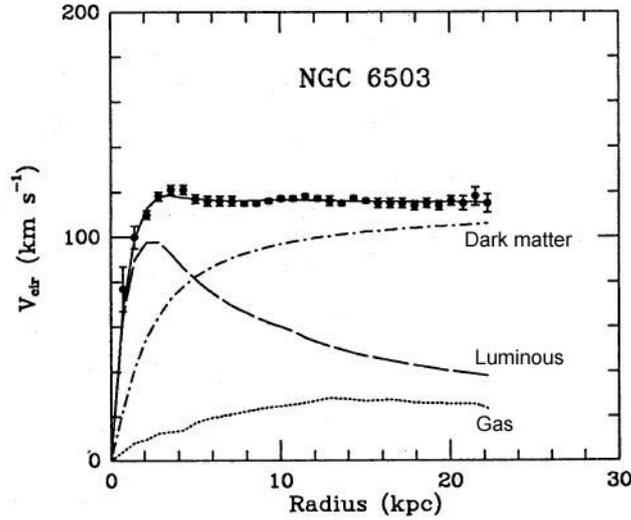


Figura 3: Curva di rotazione della galassia a spirale NGC 6503, con punti osservativi e curve teoriche.

La velocità di rotazione della galassia viene analizzata di solito dividendo tre zone con diversa distribuzione di massa, stimata dalla radiazione proveniente da quelle zone: nel bulge si assume una rotazione di corpo rigido, quindi densità costante  $\rho = \rho(r)$  che implica una velocità di rotazione  $v(r) \sim r\sqrt{\rho(r)}$ ; nel disco si considera densità superficiale  $\sigma(r)$  quindi una  $v(r)$  costante; fuori dal disco, a grande distanza dal centro galattico ci si aspetterebbe una caduta kepleriana  $v(r) = \sqrt{GM/r}$ , dove  $M = \text{costante}$ . In generale la riga osservata non è stretta come ci si aspetta da una riga di transizione proibita, infatti non stimiamo lo spostamento Doppler in ogni punto della sorgente per determinare la velocità radiale, piuttosto si ha un profilo di riga che è la sovrapposizione delle righe da ogni punto della sorgente. Dalla forma di tale profilo si può risalire alla cinematica della galassia (parti in avvicinamento e parti in allontanamento) e dall'allargamento si ricava la velocità radiale. La curva di rotazione che ne deriva non rispecchia la caduta kepleriana attesa, ma mostra un andamento della velocità costante anche nelle regioni più esterne della galassia. Affinché tali velocità siano in accordo con l'equazione 3, è necessario che  $M(r) \propto r$  nelle parti esterne. Questo risultato, rappresentato in Figura 3, è uno dei più importanti indizi dell'esistenza di *materia oscura* nell'universo e soprattutto uno dei mezzi con cui stimare tale massa.

Attraverso la determinazione della velocità di rotazione la riga a 21 cm è stata usata per ricavare la famosa relazione Tully-Fisher, che lega la lumino-

sità della galassia a questa velocità:  $L \propto v_c^\alpha$ .

### 3 L'idrogeno ionizzato

L'idrogeno ha un'energia di ionizzazione pari a 13.6 eV, per trovarlo in questa fase sono richieste quindi temperature maggiori o uguali a  $10^4 K$ . L'idrogeno ionizzato si trova nelle regioni del mezzo interstellare chiamate *hot ionized medium (HIM)* (comune a galassie ellittiche e a spirale) e nell'*ICM (intra cluster medium)* a temperature di  $10^6 - 10^7 K$ , e nelle regioni nominate *warm ionized medium (WIM)*, dove le temperature raggiungono i  $10^4 K$ . Il WIM si distribuisce in nubi attorno a stelle giovani, massive e molto calde, di classe spettrale O-B. Sono stelle con una vita molto breve (meno di 100 Myr), per cui ci aspetta di trovare queste regioni HII solo in zone in cui è recentemente avvenuto un episodio di formazione stellare. Perciò il WIM è visibile solo in galassie a spirale (nei bracci) e irregolari, mentre è praticamente assente nelle galassie ellittiche.

Le densità di ioni di idrogeno nel WIM sono tipicamente tra  $10^{-1}$  e  $10^4 cm^{-3}$ , mentre per l'HIM  $10^{-3} cm^{-3}$ .

A temperature così alte il mezzo interstellare è un plasma (cioè un gas con forte componente di cariche libere) complessivamente neutro, in cui cioè il numero di ioni positivi è circa uguale a quello di elettroni liberi.

#### 3.1 Emissione in righe di ricombinazione

Una volta ionizzati gli atomi, i protoni e gli elettroni possono perdere energia tramite diseccitazione collisionale, per bremsstrahlung (che osserviamo nel continuo, sia per il WIM nel radio/IR che per l'HIM nell'UV/X) oppure può avvenire la ricombinazione: gli elettroni liberi vengono catturati dagli ioni positivi (cioè dai protoni liberi nel caso dell'idrogeno, che è il più frequente date le abbondanze chimiche dell'universo) e si posizionano su un dato livello energetico, emettendo quindi un fotone di energia corrispondente alla transizione tra il livello  $n = \infty$  e quello in cui si ricombinano (vedi equazione 1 per i livelli energetici). Da questo livello possono poi decadere fino a raggiungere i più bassi con  $n = 1, 2$ , cioè quelli delle serie di Lyman e di Balmer. Ognuno di questi decadimenti equivale sempre all'emissione di un fotone di una ben precisa frequenza, che si traduce osservativamente in una riga di ricombinazione in emissione nello spettro della sorgente. I fotoni della serie di Lyman sono perlopiù fotoni UV, quelli della serie di Balmer cadono nel visibile mentre quelli delle altre serie sono tutti fotoni IR. Queste righe vengono chiamate con il numero  $n$  del livello energetico di arrivo del-

l'elettrone, seguito dalla lettera greca  $\alpha$  se  $\Delta n = 1$ ,  $\beta$  se  $\Delta n = 2$ , et cetera. Fanno eccezione la serie di Balmer, i cui fotoni vengono chiamati  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , et cetera, e quelli delle altre serie iniziali, come i fotoni  $Ly\alpha$ ,  $Pa\delta$ . I fotoni della serie di Lyman tuttavia difficilmente usciranno dalla nube, avendo un'energia così elevata da poter essere considerati essi stessi fotoionizzanti; questa viene detta approssimazione *on the spot*.

Le più importanti righe di ricombinazione dell'idrogeno sono  $H\alpha$  (a 656.3 nm, nel rosso) e  $H\beta$  (a 486.1 nm, nel blu).

### 3.2 Sfera di Strömgren

Di particolare interesse sono le nubi attorno alle stelle giovani di classe O-B. Qui vi è un intenso campo di radiazione di fotoni UV ( $h\nu \geq 13.6eV$ ) e si ha quindi un processo di fotoionizzazione del gas: gli elettroni si slegano dalla struttura atomica acquistando un'energia cinetica pari a  $0.5m_e v^2 = h\nu - 13.6eV$ . Il rate di fotoionizzazione dipende dalla sezione d'urto di fotoionizzazione  $\sigma_{ion}(\nu)$ , dalla densità di atomi neutri  $n(H)$  e dal flusso di fotoni fotoionizzanti  $S_*$  provenienti dalla stella:

$$\dot{N}_{pi} = n(H)\sigma_{ion}(\nu)\frac{S_*}{4\pi R^2} \quad \text{con} \quad S_* = \int_{13.6eV}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu$$

Gli elettroni liberi emetteranno poi per bremsstrahlung, rallentando abbastanza da permettere la ricombinazione. Si definisce anche un rate di ricombinazione, che dipenderà da un coefficiente di tasso di ricombinazione  $\alpha_H(T)$  (che misura l'efficienza del processo) e dalle densità di ioni  $n(H^+)$  ed elettroni  $n(e)$  liberi:

$$\dot{N}_{rec} = n(H^+)n(e)\alpha_H(T)$$

Entrambi i rate sono espressi per unità di tempo e di volume.

Imponendo un equilibrio tra processi di ionizzazione e di ricombinazione si ottiene una superficie sferica di spessore infinitesimo all'interno della quale l'idrogeno è completamente ionizzato ed all'esterno della quale è completamente neutro: questa viene chiamata *sfera di Strömgren*, ed il suo raggio viene stimato con la seguente:

$$R_s = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{S_*}{\alpha_H(T)n_H^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

con  $S_*$  definito sopra.

L'effetto di tutto questo meccanismo sullo spettro è la perdita di radiazione nell'UV, poichè i fotoni vengono assorbiti nella ionizzazione, la presenza

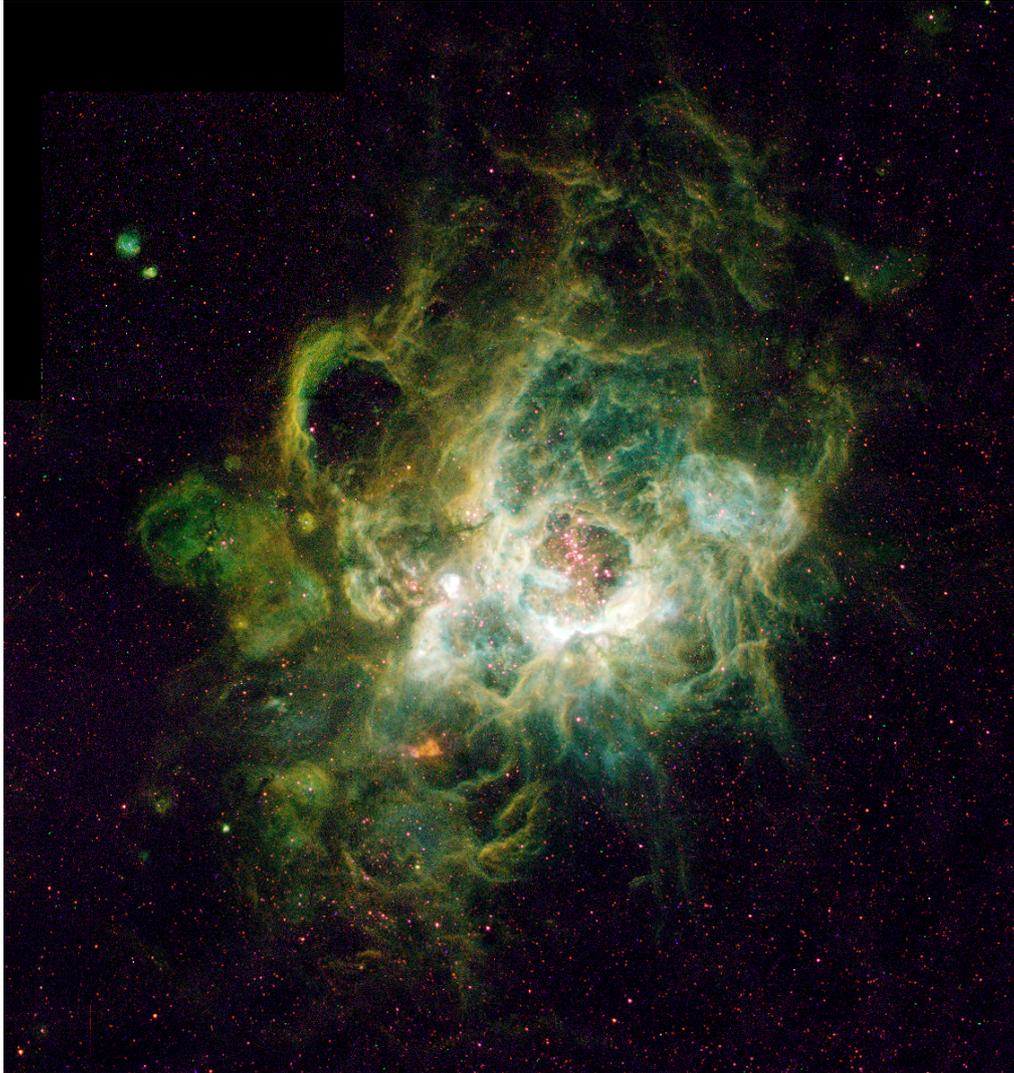


Figura 4: Immagine dell'Hubble Space Telescope di NGC 604, nella galassia a spirale M33; questa nube è larga circa 500 pc e contiene almeno 200 stelle di massa tra le 15 e le 60 masse solari. Come si può notare, la sfera di Strömngren non è esattamente sferica.

di un continuo di bremmstrahlung e ovviamente un gran numero di righe di ricombinazione. E' possibile stimare anche un tempo scala di ricombinazione:

$$\tau_{rec} = \frac{1}{n_e \alpha_H} \approx \frac{10^5 yr}{n(e)}$$

Questo è il tempo che impiega una regione HII fossile a cessare di emettere dopo che la sorgente di fotoni si spegne.

Il processo di emissione spontanea concorre con quello di diseccitazione collisionale: imponendo l'equilibrio tra i processi di eccitazione e di diseccitazione si può trovare una densità critica  $n_c$ , al di sotto della quale prevalgono i processi radiativi:

$$n_c = \frac{A_{ul}}{Q_{ul}}$$

$n_c$  è semplicemente il rapporto tra  $A_{ul}$  (coefficiente di Einstein di emissione spontanea) e  $Q_{ul}$  (coefficiente di diseccitazione collisionale), dati due livelli energetici  $u, l$ , con  $u > l$ . Se la densità elettronica  $n(e)$  è maggiore della densità critica, l'energia degli elettroni verrà dissipata in urti quindi il raffreddamento radiativo risulta poco efficiente. Se invece  $n(e) \ll n_c$  avremo irraggiamento, con  $L \propto n(e)^2$ , sotto forma di righe di ricombinazione. La densità è correlata alla luminosità bolometrica attraverso la *funzione di raffreddamento*  $\Lambda(T)$ :

$$L \propto n(e)^2 \Lambda(T)$$

$\Lambda$  dipende, oltre che dalla temperatura, dalla frazione di ionizzazione ( $x = n(H^+)/n$  con  $n = n(H) + n(H^+)$ ) e dalla metallicità  $Z$ . La funzione  $\Lambda(T)$  in pratica ci dice al variare di queste grandezze quanto è efficiente il gas a dissipare energia radiativamente, quindi ad emettere luminosità. Ha un'importanza fondamentale nello studio della formazione delle strutture cosmiche, dove uno degli scogli maggiori è proprio far raffreddare il gas, cioè fargli perdere energia cedendola all'esterno.

## 4 L'idrogeno molecolare

Il gas molecolare è la componente più importante del mezzo interstellare per quanto riguarda la formazione stellare. Le stelle infatti si formano dal collasso di nubi di  $H_2$  chiamate *giant molecular clouds* (GMC). Le GMC sono le uniche componenti gassose in una galassia ad essere autogravitanti.

L'idrogeno molecolare non è facile da formare, visto l'alto livello di radiazione ad alta energia che permea una qualsiasi galassia. Si identificano tre canali di formazione:

- *canale dell' $H^+$* , il più efficiente ad alti redshift; le reazioni che descrivono la formazione sono:  

$$H^+ + H \rightarrow H_2^+ + h\nu$$

$$H_2^+ + H \rightarrow H_2 + H^+$$
- *canale dell' $H^-$* , a redshift leggermente inferiori, tramite le reazioni:  

$$H + e^- \rightarrow H^- + h\nu$$

$$H + H^- \rightarrow H_2 + e^-$$
- *formazione a 3 corpi*, avviene solo ad alte densità, quindi durante il collasso della nube:  

$$H + H + H \rightarrow H_2 + H$$

$$H + H + H_2 \rightarrow H_2 + H_2$$

I grani di polvere interstellare inoltre agiscono come catalizzatori per la formazione di  $H_2$ , in quanto gli atomi di idrogeno che vi si depositano vengono schermati dal campo di radiazione.

Oltre alle transizioni elettroniche (nell'UV/visibile) le molecole effettuano transizioni vibrazionali (nell'IR) e rotazionali (nelle microonde), anch'esse quantizzate. L' $H_2$  è molto difficile da osservare poiché ha un  $\Delta J = \pm 2$  relativo alla transizione di quadrupolo (in quanto molecola non polare), osservabile a temperature intorno ai 510 K. Il coefficiente di Einstein per questa transizione è molto basso:  $A = 3 \times 10^{11} s^{-1}$ . Per conoscerne l'abbondanza dunque si sfruttano le osservazioni della seconda molecola più abbondante nell'universo: il CO. Questa ha un'elevata energia di legame (11.1 eV), per cui risulta difficile da dissociare, e presenta inoltre un momento di dipolo permanente, che permette transizioni di dipolo con  $\Delta J = \pm 1$ , osservabili a temperature di circa 5.5 K. Osservando il flusso di CO dalla riga che produce durante una transizione,  $I_{CO} = \int_{\Delta\nu} F(\nu) d\nu$ , si può stimare il *fattore di conversione CO/ $H_2$* :

$$x_{CO} = \frac{N_{H_2}}{I_{CO}} \sim 2 \times 10^{20} \quad [cm^{-2} K^{-1} s]$$

dove  $N_{H_2}$  è la densità di colonna dell' $H_2$ , in  $cm^{-2}$ . Il fattore  $x_{CO}$  è stimato empiricamente solo nella Milky Way, dove un po' di  $H_2$  si riesce ad osservare. Risulta quindi una quantità chiave da determinare per poter studiare l'idrogeno molecolare anche nelle altre galassie.

Le GMC (Figura 5) hanno un'alta densità (rispetto all'ISM) di circa  $10^2 cm^{-3}$ . La quantità che di solito si usa, e che può essere estratta dal fattore  $x_{CO}$  è la densità di colonna  $N_{H_2}$ ; a  $N_{H_2} \geq 10^{17} cm^{-2}$  la nube sviluppa un'opacità  $\tau \sim 1$ , e la radiazione UV/optica esterna non riesce a penetrarla:

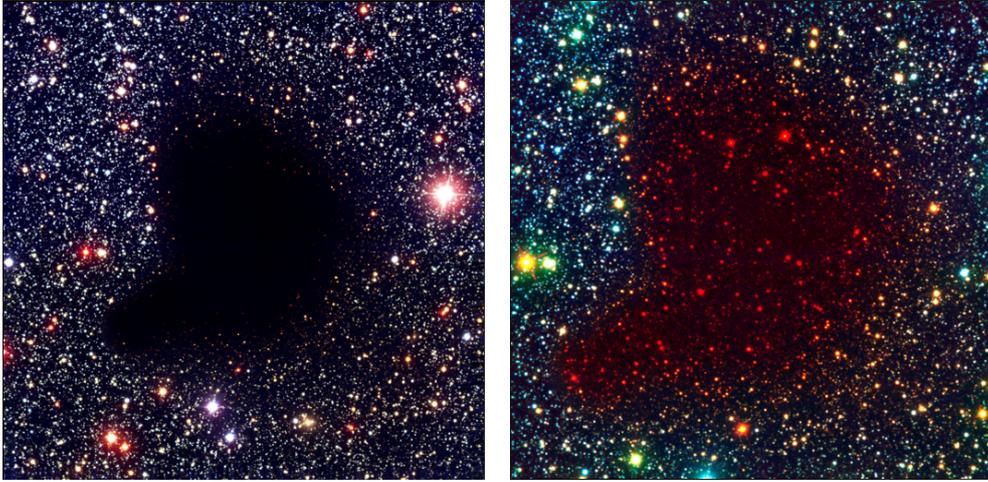


Figura 5: Nube molecolare Barnard 68: a sinistra un'immagine nell'ottico ottenuta con il VLT, a destra sovrapposte in falsi colori l'immagine nel NIR (in verde) e nell'IR (in rosso).

questo fenomeno è noto come *self shielding*, e permette ad una GMC di non perdere per fotodissociazione il materiale molecolare.

Questa risulta essere una quantità chiave anche per la stima della massa di  $H_2$  che ci dà informazioni sul tasso di formazione stellare della galassia, infatti l' $H_2$  e il CO sono tra i costituenti principali delle nubi molecolari, i siti di formazione stellare.

## 5 Nucleosintesi stellare

L'idrogeno è il carburante che regola la vita delle stelle nella fase dominante della loro esistenza, cioè la cosiddetta *sequenza principale*.

Il mantenimento della struttura stellare infatti è dovuto alle reazioni termonucleari che avvengono nel nucleo. La più significativa di queste reazioni è la fusione di idrogeno in elio. Si studiano diversi modi in cui essa può verificarsi: il canale principale è quello della *catena pp*, seguita dal *ciclo CNO*.

Entrambe le catene pp e CNO trasformano 4 atomi di idrogeno in uno di elio, emettendo la differenza di massa in energia, sotto forma di fotoni e neutrini.

## 5.1 La catena protone-protone

La catena protone-protone (pp) ha 3 rami: ppI, ppII e ppIII i quali si differenziano per le diverse temperature di attivazione.

La ppI è schematizzata a sinistra nella Figura 6. A temperature di  $\sim 6 \times 10^6 K$  diventa efficiente la fusione di due protoni che producono un atomo di deuterio: mantenendo queste temperature il processo continua fino alla produzione di elio 3 che si accumula nel nucleo; solo poi a  $T \sim 8 \times 10^6 K$  risulta efficiente anche l'ultima reazione che produce l' $He^4$ . A circa  $15 \times 10^6 K$  si attiva la reazione concorrente (ppII):  $H^3 + H^4 \rightarrow Be^7 + \gamma$  che prosegue poi fino alla produzione di elio. Dunque man mano che la temperatura e l'abbondanza di elio nel nucleo aumentano si aprono i canali ppII e ppIII, che seguono la stessa sequenza di reazioni della ppI fino alla formazione di  $He^3$  per poi proseguire con la produzione di altri atomi come il  $Li^7$ , il  $Be^7$  e il  $Be^8$ . Il bilancio finale però è sempre dato da quattro atomi di idrogeno spesi per formarne uno di elio.

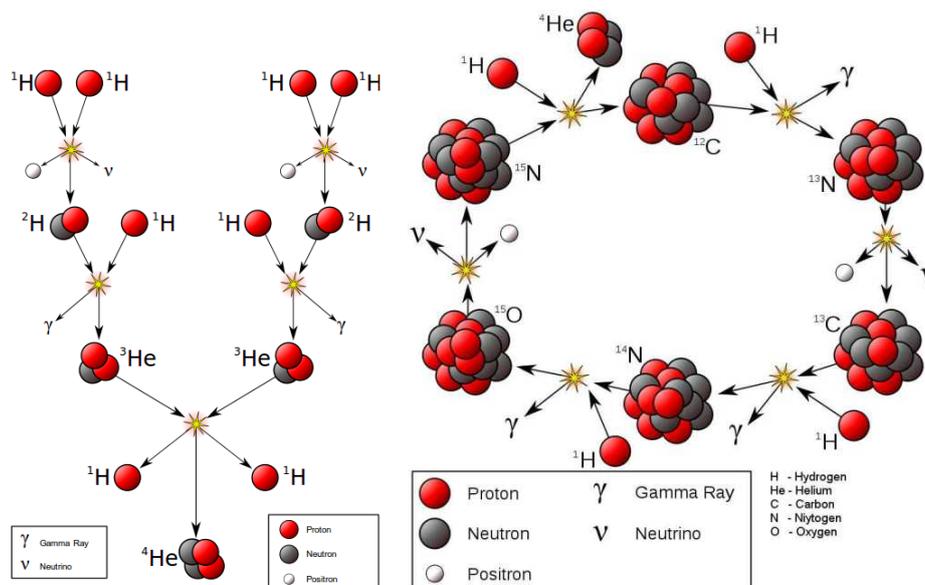


Figura 6: Catena ppI (sinistra) e ciclo CNO (destra).

L'energia liberata nella fusione di idrogeno nella ppI è di 26.2 MeV. I neutrini prodotti nelle reazioni danno un contributo negativo. Essi infatti non interagendo con la materia, attraversano l'intera struttura stellare trasportando energia all'esterno, raffreddando quindi il nucleo. Nella ppII si producono 25.67 MeV e nella ppIII 19.3 MeV.

Le reazioni nei canali pp hanno tempi scala diversi, quello dominante è dovuto all'aggregazione di due protoni in deuterio: si parla di circa  $10^9$  anni.

Si tratta infatti del decadimento  $\beta^+$ , una reazione endotermica difficile da produrre.

## 5.2 Il ciclo CNO

In presenza di elementi pesanti come carbonio, azoto e ossigeno e a temperature di  $\sim 15 \times 10^6 K$  si attiva il ciclo CNO. Questi elementi agiscono da catalizzatori per il bruciamento dell'idrogeno in elio. La Figura 6 (di destra) schematizza il ciclo.

La reazione  $N^{14} + H^1 \rightarrow O^{15} + \gamma$  è la più lenta, impegna  $\sim 10^8$  anni per verificarsi, dunque chiamiamo *ramo veloce* la parte del ciclo che comprende tutte le reazioni fino a questa e *ramo lento* il resto del processo. I tempi scala in gioco implicano una diminuzione di carbonio e di conseguenza un accumulo di  $N^{14}$ . Le anticorrelazioni tra differenti elementi rappresentano importanti signatures nel gas interstellare.

L'energia del processo è di circa 25 MeV.

## Riferimenti bibliografici

- [1] Griffiths, D. J., *Introduction to Quantum Mechanics*, ed. Upper Saddle River: Pearson Prentice Hall, 2005.
- [2] Picasso, L. E., *Lezioni di Meccanica Quantistica*, Pisa, 2000.
- [3] Ravanini, F., *Dispense del corso di Istituzioni di fisica teorica*, Bologna, 2013.
- [4] Rybicki, G. B.; Lightman, A. P. *Radiative processes in astrophysics*, New York, 1979.
- [5] Dallacasa, D., *Dispense del corso di Processi di radiazione & MHD*, Bologna, 2014.
- [6] Fanti, C.; Fanti, R., *Lezioni di radioastronomia*, Bologna, 2012.
- [7] Boomsma, R.; Oosterloo, T. A.; Fraternali, F.; van der Hulst, J.M.; Sancisi, R., *HI holes and high-velocity clouds in the spiral galaxy NGC6946*, 2008.
- [8] Begeman, K. G.; Broeils, A. H.; Sanders, R. H., *Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1991.
- [9] Alves, J. F.; Lada, C. J.; Lada, E. A. *Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight*, Nature, 2001.
- [10] Castellani, V., *Astrofisica stellare: i fondamenti fisici dell'interpretazione evolutiva di stelle e galassie*, Zanichelli, Bologna, 1985.
- [11] Ferraro, F. R., *Dispense del corso di Astrofisica stellare*, Bologna, 2014.