

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Astronomia

# **L'atomo di idrogeno: righe, serie e sua importanza in astrofisica**

Tesi di laurea

Presentata da:  
Maicol Della Chiesa

Relatore:  
Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

---

Anno accademico 2019 - 2020



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Serie di Rydberg e modelli atomici</b>	<b>3</b>
2.1	Atomo di Bohr . . . . .	4
2.2	L'atomo di idrogeno in meccanica quantistica . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Transizioni elettroniche</b>	<b>7</b>
3.1	Coefficienti di Einstein . . . . .	8
3.2	Transizioni di dipolo, quadrupolo e dipolo magnetico . . . . .	9
3.3	Riga di HI . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Importanza dell'idrogeno in astrofisica</b>	<b>12</b>
4.1	Regioni $H_2$ e nubi molecolari . . . . .	12
4.2	Reazioni termonucleari . . . . .	13
4.3	Curva di rotazione delle galassie a spirale . . . . .	14

# Capitolo 1

## Introduzione

L'idrogeno è l'elemento chimico più semplice ed abbondante dell'universo. L'atomo di idrogeno è composto da un nucleo, formato nella maggior parte dei casi da un protone, o da un protone ed un neutrone (che formano l'isotopo dell'idrogeno chiamato deuterio), e da un elettrone che orbita attorno al nucleo.

Ha come simbolo **H**, numero atomico  $Z = 1$  e numero di massa  $A = 1$  ( $A = 2$  nel caso del deuterio). La stima attuale della sua abbondanza nell'universo è di circa il 74% della materia barionica (di cui il 99.985% è costituito da prozio ed il 0.015% da deuterio), il che lo rende fondamentale oggetto di studio in astrofisica.

Questo elaborato tratta il ruolo centrale dell'atomo di idrogeno introducendo le serie di Rydberg e dando una descrizione del modello atomico di Bohr. Si descrivono le transizioni elettroniche tramite la trattazione dei coefficienti di Einstein e si dà una descrizione della struttura iperfine dell'atomo di idrogeno. Si trattano infine tre fenomeni legati all'idrogeno che lo hanno reso un caposaldo dell'astrofisica.

## Capitolo 2

# Serie di Rydberg e modelli atomici

Gli studi di spettroscopia misero in evidenza che la radiazione di ogni materiale non si presentava in forma di radiazione continua ma presentava emissioni a ben specifiche frequenze caratterizzanti che vennero poi utilizzate per comprendere la composizione chimica di corpi radianti, per esempio le stelle. In particolare esaminando l'emissione di un gas di idrogeno Balmer scoprì, nel 1885, che alcune righe spettrali avevano frequenze date dalla seguente serie

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

dove la costante  $R$  viene chiamata costante di Rydberg e vale  $R = 109677.576 \text{cm}^{-1}$ . Allo stesso modo furono scoperte altre serie di righe spettrali dell'idrogeno:

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

$$\nu_n = cR \left( \frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 4, 5, 6 \dots \quad \text{serie di Paschen}$$

$$\nu_n = cR \left( \frac{1}{16} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 5, 6, 7 \dots \quad \text{serie di Brackett}$$

$$\nu_n = cR \left( \frac{1}{25} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n = 6, 7, 8 \dots \quad \text{serie di Pfund}$$

Rydberg e Ritz riassunsero questi risultati nella loro formula empirica

$$\nu_{m,n} = cR \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad n = m + 1, m + 2 \dots \quad (2.1)$$

## 2.1 Atomo di Bohr

L'interpretazione fisica di questo fenomeno, che la meccanica classica non riusciva a prevedere, fu introdotta da Niels Bohr tramite il suo modello atomico. Bohr aveva appreso l'idea di atomo planetario da Rutherford e, per giustificare la stabilità atomica che non aveva spiegazione in meccanica classica, adottò alcune ipotesi ad hoc:

- un atomo ha un insieme discreto di stati stazionari con energie  $E_1, E_2, \dots$
- l'emissione e l'assorbimento di radiazione per un atomo non avviene in forma continua ma, secondo l'elettrodinamica classica, solo quando l'elettrone passa da un'orbita stazionaria ad un'altra
- Nel passaggio da un'orbita stazionaria  $E_m$  ad un'altra  $E_n$  si emette o assorbe un fotone di energia  $h\nu = |E_m - E_n|$
- un elettrone in uno stato stazionario descrive un'orbita circolare governata dalle leggi della meccanica classica, che però non sono valide nelle transizioni da uno stato stazionario ad un altro
- Le orbite stazionarie vengono determinate dalla condizione che il modulo del momento angolare orbitale  $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  dell'elettrone sia quantizzato, cioè sia un multiplo intero di  $\hbar$

$$|\mathbf{l}| = n\hbar$$

Secondo Bohr ogni orbita è quindi caratterizzata da un preciso valore del momento angolare che è etichettato dal numero  $n = 1, 2, 3, \dots$ . L'energia di un elettrone nell' $n$ -esima orbita è data dalla somma dell'energia cinetica dell'elettrone e del potenziale coulombiano tra elettrone e protone.

$$E_n = T_n + V_n = \frac{1}{2}m_e v_n^2 - \frac{e^2}{r_n} \quad (2.2)$$

Dall'assunzione di orbite circolari ne deriva che l'accelerazione è puramente centripeta e la quantizzazione del momento angolare si può rileggere come

$$v_n = \frac{\hbar}{m_e r_n}$$

che restituisce la quantizzazione dei raggi delle orbite in modo proporzionale a  $n^2$

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} n^2$$

Di conseguenza si esprime un importante risultato: le velocità degli elettroni nelle loro orbite decrescono come  $1/n$

$$v_n = \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{n}$$

Inserendo questi risultati nella formula dell'energia (2) si ottiene l'equazione per i livelli energetici delle varie orbite

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2} \quad (2.3)$$

Grazie a questa formula è possibile dare una spiegazione alle serie di Rydberg e Ritz in equazione (1). Le frequenze osservate nello spettro di emissione dell'idrogeno sono tutte e sole quelle corrispondenti ai salti da un'orbita  $n -esima$  ad un'orbita  $m -esima$ . La differenza di energia viene emessa con un fotone di frequenza

$$\nu_{m,n} = \frac{E_m - E_n}{h} = \frac{\pi m_e e^4}{\hbar^3} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2.4)$$

prevedendo la corretta formula ed il corretto valore della costante di Rydberg. Le energie degli stati legati, in cui l'elettrone è in orbita attorno al nucleo, sono tutte negative, ovvero si è posto il livello zero pari all'energia di ionizzazione dell'atomo. Energie positive rappresentano elettroni che passano in prossimità di un protone ma non vengono catturati, solo deviati in orbite iperboliche non quantizzate. L'energia per ionizzare un atomo di idrogeno è pari all'energia necessaria per portare l'elettrone dal livello fondamentale ad un livello con  $n = \infty$ , con cui si intende che l'elettrone non risulta più legato all'atomo

$$E_{ion} = E_\infty - E_1 = 13.59eV \quad (2.5)$$

## 2.2 L'atomo di idrogeno in meccanica quantistica

Il successo del modello di Bohr pone le basi per una rivoluzione atomistica, esso viene infatti presto generalizzato e complicato. Nonostante questo modello fosse in perfetto accordo con gli esperimenti, introduceva delle ipotesi ad-hoc che rendevano necessario un principio che unificasse tutte le osservazioni, affrontando il problema della dualità onda-corpuscolo della luce e delle arbitrarie regole di quantizzazione. Fondamentale fu il contributo di L. De Broglie che, nel 1924, introduce la sua ipotesi (poi confermata dall'esperimento di Davisson e Germer) in cui propone una natura duale onda-corpuscolo anche per la materia. Si pongono le basi per la nascita di una teoria fisica in grado di spiegare contemporaneamente tutti questi fenomeni, in grado di descrivere la struttura

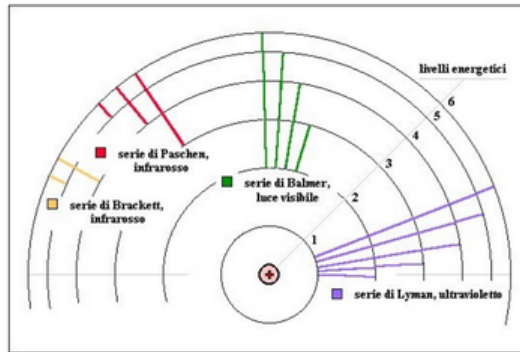


Figura 2.1: Modello atomico di Bohr e serie

della materia e formulare un modello atomico coerente con le osservazioni. Questa teoria fisica prese il nome di meccanica quantistica. La descrizione della fisica passava da deterministica a probabilistica. Non si era più in grado di determinare, per esempio, l'orbita di un elettrone attorno al nucleo, ma è stato necessario introdurre il concetto di orbitale: superficie dove è massima la probabilità di localizzare l'elettrone. Ogni particella viene quindi descritta da una funzione d'onda  $\psi$  che ne regola l'evoluzione spaziale e temporale. Per un atomo di idrogeno è necessario studiare l'equazione di Schrödinger ad esso associata

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2mr^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\hbar^2}{2mr^2} l^2 - V(r) \right] \psi(r, \theta, \phi) = E\psi(r, \theta, \phi) \quad (2.6)$$

che è facilmente interpretabile tramite le coordinate sferiche  $r, \theta, \phi$  data la simmetria sferica dell'atomo. In questa equazione compaiono il termine  $l^2$  rappresentante il quadrato dell'operatore momento angolare ed il potenziale elettrostatico  $V(r) = -\frac{e_0^2}{r}$ . La soluzione di questa equazione è rappresentata dalla funzione d'onda dell'autostato dell'atomo di idrogeno rappresentabile come il prodotto di due funzioni:

- $\frac{R(r)}{r}$  chiamata **funzione radiale**, dipende dalla coordinata  $r$  e definisce la distanza dell'elettrone dal centro dell'atomo attraverso il numero quantico principale  $n$ .
- $Y_l^m(\theta, \phi)$  rappresenta un insieme di funzioni chiamate **armoniche sferiche**, autofunzioni del momento angolare orbitale. Tramite queste funzioni è possibile determinare la forma dell'orbitale attraverso il numero quantico orbitale  $l$  e la sua orientazione attraverso il numero quantico magnetico  $m$ , ricavabili in quanto autovalori rispettivamente del momento angolare  $L^2$  e della componente  $L_3$  dell'autostato in questione dell'atomo.

I numeri quantici  $n, l, m$  presentano delle condizioni dovute agli spettri degli autovalori:



$$n, l \in \mathbb{N} \text{ e } 0 \leq l \leq n - 1, \quad m \in \mathbb{Z} \text{ e } |m| \leq l$$

Ad ogni livello energetico rappresentato dal numero quantico principale  $n$  sono associati  $2l + 1$  stati degeneri, ovvero sottolivelli con la stessa energia, distinti dal valore di  $m$  (Figura 2.2). Questa teoria è in totale accordo con l'equazione (2.3) per il calcolo dell'energia associata ad ogni livello ottenuta da Bohr.

Nel 1922 Stern e Gerlach realizzarono un importante esperimento con cui provarono che le particelle possiedono un momento angolare intrinseco quantizzato che venne chiamato *spin*. Dalle misure si rese necessario, nel caso dell'elettrone, assegnare un momento angolare compatibile con la rappresentazione di momento angolare

$$s = \frac{1}{2}, \quad m_s = \pm \frac{1}{2}$$

Numero quantico principale "n"	Numero quantico angolare "l"	Numero quantico magnetico "m"	Numero di stati degeneri
1	0	0	1
2	0	0	1
2	1	-1, 0, +1	3
3	0	0	1
3	1	-1, 0, +1	3
3	2	-2, -1, 0, +1, +2	5

Figura 2.2: Stati degeneri per livello di energia  $n$ -esimo

## Capitolo 3

# Transizioni elettroniche

Come descritto nel capitolo 2, un elettrone legato ad un atomo può transitare da un livello energetico  $E_n$  ad uno  $E_m$  emettendo o assorbendo un fotone. Questo fenomeno prende il nome di *transizione elettronica* ed è l'origine delle righe spettrali. Einstein diede una trattazione approfondita di questo fenomeno riguardante le transizioni che avvengono tra stati legati, anche dette *bound-bound*.

### 3.1 Coefficienti di Einstein

I coefficienti di Einstein vengono utilizzati per descrivere, sulle basi della meccanica quantistica, le interazioni che riguardano transizioni bound-bound.

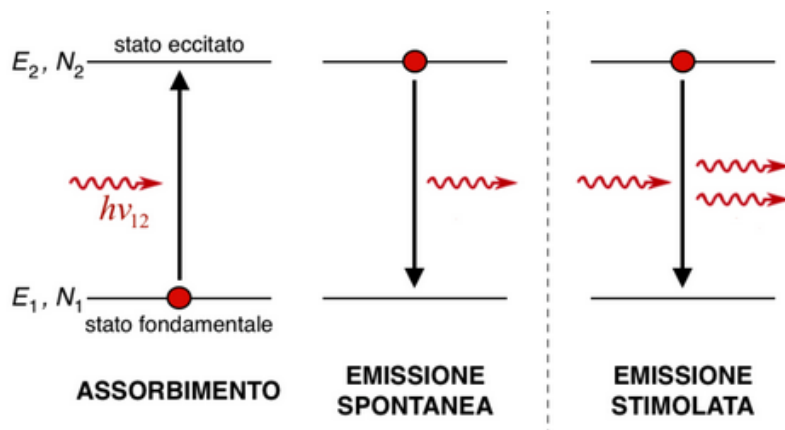


Figura 3.1: Tre tipi di transizioni bound-bound

Come si evince dalla figura 3.1 esistono tre tipi di transizioni elettroniche principali che possono essere descritte come segue:

- **Emissione spontanea**: transizione causata dalla diseccitazione spontanea di un elettrone da un livello energetico ad un livello energetico più basso, con conseguente emissione di un fotone.  
 Coefficiente di emissione spontanea  $A_{m,n}[s^{-1}]$ : definito come la probabilità di transizione per unità di tempo per passare da un livello  $m$  ad un livello  $n$ , con  $m > n$ , emettendo un fotone.  $A_{m,n}$  è una frequenza tale che

$$t = \frac{1}{A_{m,n}} \quad \implies \quad \text{tempo di vita media dello stato eccitato}$$

- **Assorbimento**: transizione elettronica causata dall'assorbimento di un fotone da parte di un elettrone in uno stato legato con conseguente transito in un livello energetico superiore.  
 Coefficiente di assorbimento  $B_{n,m}\bar{J}[s^{-1}]$ : definito come la probabilità di transizione per unità di tempo per passare da un livello  $n$  ad un livello  $m$ , con  $n < m$ , assorbendo un fotone.  $B_{n,m}$  non è una probabilità

$$[B_{n,m}] = s^{-1}cm^3eV^{-1} \quad \longleftrightarrow \quad [\bar{J}] = eVcm^{-3}$$

$\bar{J}$  rappresenta la densità di fotoni alla frequenza  $\nu_{n,m}$ , in modo che  $h\nu_{n,m}$  corrisponda alla differenza di energia tra i due livelli.

- **Emissione stimolata**: transizione elettronica causata dal passaggio di un fotone nelle vicinanze di un elettrone in uno stato legato che ne stimola la diseccitazione.

Il fotone emesso avrà la stessa energia del fotone principale.

Coefficiente di emissione stimolata:  $B_{m,n}\bar{J}[s^{-1}]$ : definito come la probabilità di transizione per unità di tempo per l'emissione dovuta a radiazione incidente.

Purché in un atomo avvenga una transizione di emissione spontanea l'elettrone deve passare da un certo livello energetico ad un altro più basso, diminuendo la sua distanza dal nucleo. Questo fenomeno è alla base della nascita delle righe spettrali di emissione e, grazie ad un'approssimazione, è possibile approssimare questo tipo di transizione con un dipolo elettrico oscillante.

Come si evince dal capitolo 2.1 ad ogni livello energetico  $n$  corrispondono  $n^2$  livelli degeneri. Ci si chiede quindi se è possibile che esistano delle restrizioni sui numeri quantici  $n, l, m, s$  e per dare una risposta è necessario calcolare il coefficiente  $A_{m,n}$ .

## 3.2 Transizioni di dipolo, quadrupolo e dipolo magnetico

L'intensità di radiazione emessa da una particella carica accelerata non relativistica, vincolata nel suo moto ad una regione di estensione circa  $10^{-8}cm$ , è data dall'equazione di Larmor

$$I = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left( \frac{d^2x}{dt^2} \right)^2 + O((ka)^4) \quad (3.1)$$

equazione valida per  $ka \ll 1$ . Nelle transizioni atomiche tipiche questa richiesta è rispettata ed è possibile considerare le transizioni stesse come oscillatori legati. In meccanica quantistica l'operatore  $\frac{d^2x}{dt^2}$  permette la transizione di una particella tra due stati e la sua presenza nell'equazione (3.1) conferma che l'intensità dell'emissione dipende direttamente dalla probabilità di transizione stessa. Tali probabilità sono date dagli elementi di matrice dell'operatore, applicati sugli autostati dell'atomo di idrogeno

$$I_{n,l,m,n',l',m'} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^2}{dt^2} |\langle n', l', m', (t) | x | n, l, m, (t) \rangle|^2 \quad (3.2)$$

Da questa equazione si evince che tutte le transizioni delle quali l'elemento di matrice è nullo risultano di probabilità nulla. In questo modo si possono quindi ricavare delle condizioni sui numeri quantici per le quali una transizione ha probabilità di avvenire e produce una riga che viene chiamata *permessa*. Queste condizioni sono dette regole di selezione per le transizioni di dipolo:

- $\Delta n$  arbitrario  $\neq 0$
- $\Delta l = \pm 1$
- $\Delta m = 0, \pm 1$

É possibile dimostrare come la potenza media emessa dalla transizione di dipolo, calcolabile attraverso l'equazione (3.1), sia uguale al coefficiente di Einstein

$$A_{m,n} = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3} |P_{m,n}|^2$$

dove  $P_{m,n}$  è la probabilità di transizione da  $m$  a  $n$ , con  $m > n$ . Il coefficiente  $A_{m,n}$ , per transizioni permesse, è generalmente  $A_{m,n} > 10^6 s^{-1}$ .

Esistono transizioni che presentano una probabilità di avvenimento bassa, dette *semiproibite* o *proibite*. Queste transizioni non sono descritte come transizioni di dipolo elettrico ma si dividono in due descrizioni differenti. Le transizioni *semiproibite* vengono descritte come transizioni di dipolo elettrico che violano la regola di transizione che richiede la non variabilità dello spin ed hanno le seguenti regole di selezione:

- $\Delta n \neq 0$
- $\Delta l = 0, \pm 2$
- $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$

Le transizioni *proibite* si riferiscono alla struttura iperfine dell'atomo dove, a causa dello spin, la differenza di energia tra i livelli è molto piccola. Il coefficiente di Einstein assume di conseguenza valori molto piccoli. Questo tipo di transizione è descritto dalle transizioni di dipolo magnetico con le seguenti regole di selezione:

- $\Delta n = 0$
- $\Delta l = 0$
- $\Delta m = 0, \pm 1$

Andando a confrontare i valori dei coefficienti  $A_{m,n}$  per i vari tipi di transizioni si può verificare che le transizioni *permesse*, ovvero quelle di dipolo elettrico, sono le più probabili. Quelle *semiproibite* e *proibite*, nonostante la terminologia utilizzata, non sono transizioni che non esistono in natura ma hanno semplicemente una probabilità minore.

### 3.3 Riga di HI

Esistono altri processi, oltre alle transizioni radiative, in grado di far cambiare energia all'elettrone in un atomo. Questi processi sono dovuti ad urti meccanici tra molecole o atomi e creano delle transizioni che vengono chiamate *collisionali* (per precisione, le collisioni non creano fotoni ma eccitano atomi che successivamente emettono). É possibile quindi definire una sezione d'urto  $\sigma_{nm}$  che dipende dal potenziale elettrostatico, dalla velocità relativa e dalla densità dei partner collisionali. Definito il rate di

collisioni  $\Omega_{nm}$  è possibile confrontare questo valore con il coefficiente  $A_{m,n}$  di emissione spontanea per verificare quale dei due processi prevale in una transizione. Questo confronto è possibile definendo una densità critica per i partner collisionali

$$N_p^{cr} = \frac{A_{m,n}}{Q_{m,n}}$$

che corrisponde alla densità per la quale i due fenomeni si bilanciano. Questa densità critica è relativa ad una precisa transizione di una data specie atomica ed ha una debole dipendenza dalla temperatura (tramite  $Q \propto T^{-1/2}$ ).

Considerando il livello fondamentale degli atomi di  $HI$  ( $n = 1, l = 0, m = 0, s = 1/2, J = L + S = 1/2$ ) vediamo che questo è diviso in due sottolivelli dove elettrone e protone hanno spin paralleli/antiparalleli. Chiamato  $F$  il momento angolare totale dell'atomo, ovvero la somma tra quello dell'elettrone e del nucleo, si può ricavare che  $F$  genera due stati:  $+1$  nel caso di spin parallelo e  $0$  nel caso di spin antiparallelo. I pesi statistici sono  $g = 2F + 1$ , quindi il livello energetico superiore presenta degenerazione. La differenza energetica tra i due livelli iperfini è pari a

$$h\nu = 5.9 \cdot 10^{-6} eV \quad \text{con} \quad \nu = 1420 MHz \leftrightarrow \lambda = 21 cm$$

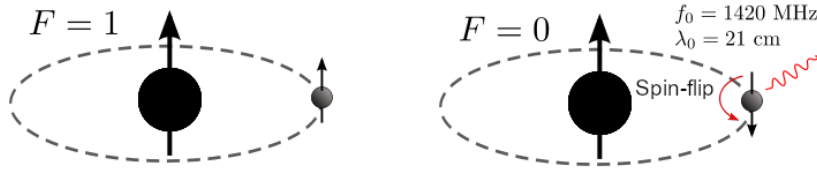


Figura 3.2: Riga di emissione a 21cm

La transizione fra questi livelli ha un coefficiente di Einstein di  $A_{2,1} = 2.9 \cdot 10^{-15} s^{-1}$  che si traduce in un tempo  $t_{rad} = 10^7 yr$ , ovvero una transizione molto poco probabile. E' tuttavia possibile confrontare questo valore con il rate di collisioni causate da urti con altri atomi di idrogeno che vale  $Q_{2,1} = 10^{-10} cm^3 s^{-1}$  per ottenere la densità critica

$$N_p^{cr} = \frac{A_{2,1}}{Q_{2,1}} \approx 10^{-5} cm^{-3}$$

Questa densità critica ha un valore molto vicino alla densità presente nelle zone del mezzo interstellare (ISM) in presenza di  $HI$ , che vale tipicamente  $N_{HI} \approx 10 cm^{-3}$ . Questo conferma che la transizione proibita è in realtà un fenomeno osservabile in

astrofisica, di fondamentale importanza per la mappatura di distribuzione dell'idrogeno neutro e per la determinazione delle curva di rotazione di galassie a spirale.

## Capitolo 4

# Importanza dell'idrogeno in astrofisica

Come accennato nell'introduzione la grande abbondanza dell'idrogeno nell'universo lo rende di fondamentale importanza in astrofisica. Esso si localizza sia all'interno degli ammassi di galassie che all'interno delle galassie stesse e può assumere diverse fasi:

- Idrogeno neutro  $HI$ , componente primaria del Cold Neutral Medium (CNM) e del Warm Neutral Medium (WNM), due componenti di ISM;
- idrogeno molecolare  $H_2$  componente predominante del CNM;
- idrogeno ionizzato  $HII$ , fondamentale elemento del mezzo intergalattico (IGM) poichè la materia barionica presente tra le galassie è formata da plasma rarefatto, ha importanza anche nel Warm Ionized Medium (WIM) e Hot Ionized Medium (HIM).

Si analizzano i fenomeni più rilevanti legati alla presenza dell'atomo di idrogeno.

### 4.1 Regioni $H_2$ e nubi molecolari

Le nubi molecolari sono nubi interstellari che rappresentano circa l'1% del volume dell'ISM nelle galassie a spirale. Sono formate principalmente da CNM a temperature di circa  $T \approx 10 - 100K$  e densità  $n \approx 10^2 - 10^3 cm^{-3}$  e si trovano principalmente in regioni di formazione stellare, cioè nei bracci a spirale e dove le interazioni condensano la materia. Queste proprietà permettono la formazione di molecole complesse, infatti oltre all'importante presenza di  $H_2$  è possibile trovare anche monossido di carbonio (CO) o altre molecole. Le nubi di CNM molecolare sono legate dalla loro stessa gravità e possono presentare un nucleo in situazione di instabilità. Una tipologia di instabilità gravitazionale è quella che viene chiamata *instabilità di Jeans*: quando, in un sistema autogravitante, viene applicata una perturbazione di lunghezza d'onda  $\lambda$  maggiore della lunghezza d'onda di Jeans  $\lambda_J$ , l'onda che si crea è tale da far collassare

gravitazionalmente il sistema. Questo avviene perché in queste condizioni la perturbazione si propaga nello spazio in un tempo maggiore rispetto a quello necessario alla gravità per far collassare la regione. Il tempo impiegato per il collasso è chiamato *tempo caratteristico di collasso* ed è valutabile come

$$t = \frac{1}{\sqrt{G\rho}}$$

Regioni più dense hanno di conseguenza una maggiore instabilità. Questo fenomeno è uno dei più importanti legati alla formazione stellare ed evidenzia l'importanza dello studio della massa delle nubi molecolari per poter quantificare l'efficienza della formazione stellare in una galassia. Le regioni che presentano questo fenomeno sono osservabili nella banda radio ed in banda millimetrica attraverso l'emissione del monossido di carbonio dovuta all'eccitazione tramite collisioni con molecole di  $H_2$ .

## 4.2 Reazioni termonucleari

Una stella è una sfera di gas autogravitante in equilibrio idrostatico. Il passaggio fra protostella e stella avviene quando all'interno del nucleo della struttura si innescano le prime reazioni termonucleari di fusione dell'idrogeno. Le reazioni termonucleari sono reazioni nucleari di fusione atomica, ovvero un processo per il quale nuclei di due o più atomi si fondono per formare un altro elemento chimico. Dal punto di vista classico, la fusione avviene quando l'energia cinetica delle particelle è tale da permettere che queste passino ad una distanza relativa tale che l'interazione forte superi quella elettrostatica. Questo rende molto improbabile l'avvenimento di queste reazioni alle temperature tipiche degli interni stellari ( $T \approx 10^7 K$ ). La fusione dei protoni avviene comunque a queste temperature a causa di un effetto quantistico chiamato effetto tunnel, che esprime la probabilità non nulla per una particella di attraversare una certa barriera di potenziale (nel nostro caso dovuta all'interazione elettrostatica). Questo effetto è proporzionale all'inverso della massa, quindi particelle meno massive hanno più probabilità di effettuare la fusione.

Come abbiamo visto, le stelle nascono in zone di formazione stellare formate principalmente da idrogeno. La maggior parte delle protostelle ha quindi un nucleo formato da questo elemento che, fondendosi, genera atomi di elio ed energia, che provoca una pressione interna in grado di bilanciare l'equilibrio idrostatico. Esistono tre tipi di catene, chiamate PPI, PPII e PPIII, nelle quali nuclei di idrogeno vengono trasformati in nuclei di elio.

- Catena PPI: due atomi di H si fondono per formare un atomo di  $H_2$ . Questo fonderà a sua volta con un altro protone per formare un  $He^3$ , che fonderà con un altro atomo identico per concludere la catena formando un atomo di elio  $He^4$  e due protoni. L'energia totale liberata è di 26 MeV.

- Catena PPII: in questa catena, che parte come la PPI, l'atomo  $He^3$  fonde con un  $He^4$  per formare  $Be^7$  che, passando per  $Li^7$  e  $Be^8$  formerà due atomi di elio  $He^4$ . L'energia liberata è di 25 MeV.
- Catena PPIII: partendo come la catena PPII, il  $Be^7$  fonde con un protone per formare un atomo di boro  $B^8$  che decade in un  $Be^8$  che a sua volta formerà due atomi di  $He^4$ . L'energia liberata è di 19 MeV.

Queste catene coesistono all'interno delle stelle ma cambiano la loro frequenza al variare delle abbondanze chimiche. Inizialmente prevale la catena PPI che formando atomi di  $He^4$  ne aumenta l'abbondanza, la presenza di  $He^4$  a sua volta aumenta la probabilità delle due catene successive PPII e PPIII.

### 4.3 Curva di rotazione delle galassie a spirale

L'importanza dell'idrogeno neutro la troviamo anche nei primi studi di astrofisica galattica ed extragalattica. La nascita della radioastronomia negli anni '50 vede come pietra miliare la scoperta della struttura a spirale della Via Lattea. Questa osservazione non era possibile da effettuare in banda ottica a causa dell'estinzione dovuta dalle polveri mentre era di facile interpretazione osservando la riga a 21cm dell'idrogeno neutro.

Una galassia a spirale è un tipo di galassia descritta dalla sequenza di Hubble, composta da un bulge centrale (nucleo) ed un disco dove è possibile riconoscere i bracci di spirale. Il disco si presenta come un insieme piatto di stelle, principalmente giovani, nubi di gas ed ammassi aperti in rotazione. All'interno di questo disco è presente una grande quantità di idrogeno neutro che emette a 21cm e grazie a questa emissione è possibile ricavare la curva di rotazione del disco galattico tramite l'effetto doppler non relativistico. Questa curva rappresenta la velocità di rotazione del disco in funzione della sua distanza dal centro ed è una proprietà intrinseca del corpo. È possibile stimare la velocità radiale relativa

$$\frac{v_r}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

tramite l'effetto doppler sulle lunghezze d'onda.

Teoricamente ci si aspetterebbe che il materiale del disco galattico segua una rotazione differenziale di tipo kepleriano, seguendo la terza legge di Keplero

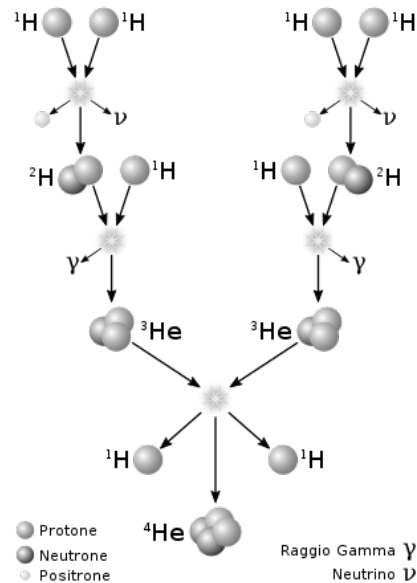


Figura 4.1: Catena PPI



$$v_c^2 = \frac{M(r)}{r}$$

dal momento che la dinamica è dominata dalla forza di gravità e la maggior parte della massa è nel bulge. Le osservazioni mostrano però un comportamento non conforme con l'andamento kepleriano, la velocità della materia, allontanandosi dal centro della galassia, manteneva un profilo circa costante generando una curva di rotazione piatta. Questo fenomeno prende il nome di *piattezza della curva di rotazione*.

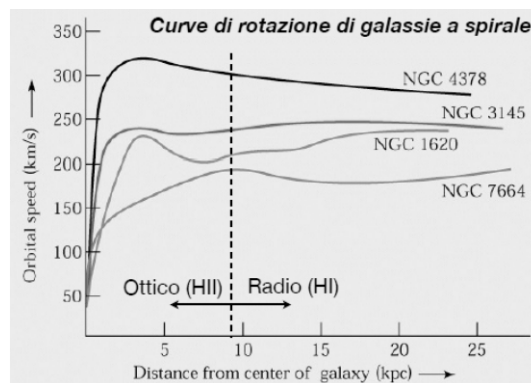


Figura 4.2: Curva di rotazione di alcune galassie a spirale

La spiegazione di questo fenomeno la troviamo andando a considerare una quantità di materia molto più grande di quella a noi visibile. Nasce quindi il concetto di *materia oscura*, materia in grado di interagire gravitazionalmente con quella ordinaria, ma non elettromagneticamente. La materia oscura è supposta comporre circa il 25% della materia nell'universo ed essere presente anche in galassie ellittiche ed ammassi. La riga a 21cm porta quindi ad una fondamentale evidenza osservativa nella conferma della presenza di materia oscura nell'universo.

# Bibliografia

- [1] Ceccotti E., *Processi di radiazione & MHD, appunti*. Bologna, 2017.
- [2] Dallacasa D., *Dispense del corso di Processi di radiazione & MHD*. Bologna, Dipartimento di Fisica e Astronomia, 2020.
- [3] Ferraro F. R., *Dispense del corso di Astrofisica Stellare*. Bologna, Dipartimento di Fisica e Astronomia, 2020.
- [4] Ravanini F., *Dispense del corso di Fisica Teorica*. Bologna, Dipartimento di Fisica e Astronomia, 2020.
- [5] Fanti C. & Fanti R., *Una finestra sull'Universo "invisibile", lezioni di radioastronomia*. Bologna, Dipartimento di Fisica e Astronomia, 2012.
- [6] Karttunen H., Kroger P., Oja H., Poutanen M. & Donner K. J., *Fundamental Astronomy*. Springer, 2007.