

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di laurea in Astronomia

# Righe spettrali: formazione, shift e allargamento

Presentata da:  
**Adriana Polci**

Relatore:  
**Chiar.mo Prof  
Dallacasa Daniele**

---

**Sessione III**  
**Anno accademico 2020-2021**

Il merito di ogni traguardo raggiunto in questi anni è di coloro che mi sono stati accanto, nonostante tutto. Ringrazio voi, che avete creduto in me molto più di quanto io abbia mai fatto, e mi avete spronato a non mollare. Mi avete insegnato ad avere fiducia in me stessa, ad amare ciò che ho scelto di studiare. Ringrazio mio padre, che è stato il primo ad insegnarmi che la bellezza di questo universo è fuori, in alto, nel cielo. Ringrazio mia madre, che a modo suo mi ha saputo insegnare a non mollare, a reagire con rabbia alle difficoltà e che tutto, prima o poi, si supera. Basta imparare da questo.

Ringrazio con tutto il cuore mio fratello, che ha saputo gestire ogni crollo, ogni ansia, ogni preoccupazione, ogni giornata, regalandomi un sorriso e una risata ogni volta, e che probabilmente non ha nemmeno idea di quanto questo sia stato importante per me.

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Formazione delle righe spettrali</b>	<b>2</b>
1.1 Modello atomico di Bohr . . . . .	2
1.1.1 Livelli energetici e numeri quantici . . . . .	3
1.2 Coefficienti di Einstein . . . . .	3
1.2.1 Relazione tra i coefficienti di Einstein . . . . .	4
1.3 Regole di selezione . . . . .	4
1.3.1 Transizioni di dipolo . . . . .	5
1.3.2 Transizioni di quadrupolo . . . . .	5
1.3.3 Transizioni di dipolo magnetico . . . . .	6
1.4 Righe molecolari . . . . .	6
1.4.1 Transizioni elettroniche . . . . .	6
1.4.2 Transizioni vibrazionali . . . . .	6
1.4.3 Transizioni rotazionali . . . . .	6
1.5 Equazione del trasporto radiativo . . . . .	7
1.6 Righe collisionali . . . . .	8
<b>2 Shift delle righe</b>	<b>9</b>
2.1 Effetto doppler . . . . .	9
2.2 Effetto Doppler relativistico . . . . .	9
2.3 Altri tipi di redshift . . . . .	10
<b>3 Allargamento delle righe</b>	<b>11</b>
3.1 Allargamento intrinseco o naturale . . . . .	11
3.2 Allargamento collisionale . . . . .	11
3.3 Allargamento doppler . . . . .	12
3.4 Profilo di Voigt . . . . .	12
3.5 Curva di crescita . . . . .	13
<b>4 Casi di interesse astrofisico</b>	<b>14</b>
4.1 Riga a 21 cm . . . . .	14
4.2 AGN . . . . .	15
4.2.1 Quasar . . . . .	16
4.2.2 Seyfert galaxies . . . . .	16

# Introduzione

In questo breve elaborato si vuole esporre l'importanza dello studio degli spettri astronomici. La maggior parte delle informazioni odierne, riguardanti gli oggetti cosmici, si basano sulle osservazioni. L'osservazione genera uno spettro, ossia un grafico del flusso emesso in funzione della frequenza o della lunghezza d'onda, nel quale sono presenti le righe formate dall'interazione tra la radiazione e la materia. Si parla, in particolare, di emissione o assorbimento di fotoni causati da transizioni elettroniche. Studiando la forza di una serie di righe si è in grado di comprendere una buona quantità di caratteristiche che l'occhio umano da solo non permette di cogliere. Lo studio di uno spettro di radiazione è la ricerca profonda di ciò che una sorgente, una stella, una nube, una galassia, vuole raccontare di sé. La radiazione emessa è un racconto della natura più intima della sorgente da cui proviene.

Le informazioni che possiamo ricavare sono:

- La composizione chimica e la temperatura della sorgente, o di ciò che la radiazione attraversa (un'atmosfera, una nube).
- L'abbondanza degli elementi che compiono una certa transizione.
- Il moto di un corpo rispetto all'osservatore.
- Il campo magnetico, tramite lo split delle righe (effetto Zeeman).
- La pressione e la densità delle specie chimiche.

Il primo ad intuire che la luce visibile "bianca" fosse una combinazione di colori è stato Isaac Newton.

La spettroscopia, come scienza empirica, è nata intorno alla metà del XIX secolo. Alcune righe scure dello spettro solare furono osservate da William Hyde Wollaston, che tuttavia non ne comprese appieno il significato. Le prime osservazioni sistematiche dello spettro del Sole e la prima catalogazione delle righe di emissione è stata fatta dal tedesco Joseph von Fraunhofer, Egli, nel 1814, segnò la posizione di 574 righe dello spettro solare e contrassegnò le più importanti con lettere dell'alfabeto, dando vita ad una classificazione ancora oggi in uso. Lo studio è stato portato avanti dal fisico Gustav Robert Kirchhoff, al quale dobbiamo la formazione di importanti leggi empiriche sull'emissione e sull'assorbimento. Egli proseguì il lavoro di Fraunhofer e fornì una spiegazione delle righe scure attribuendone la causa all'assorbimento selettivo della luce da parte degli elementi dell'atmosfera solare. Oltre lui, un gran numero di studiosi si prodigò per creare solide basi a questa scienza osservativa. Grazie al loro lavoro, oggi possiamo sfruttare al meglio le informazioni contenute nella radiazione in arrivo.

# Capitolo 1

## Formazione delle righe spettrali

### 1.1 Modello atomico di Bohr

Uno dei primi modelli atomici, proposto dal fisico Rutherford, assumeva che gli elettroni orbitassero attorno al nucleo in moti circolari. Secondo le leggi di Maxwell una carica in un moto orbitale accelerato deve emettere radiazione, perdendo parte della sua energia cinetica e finendo col collassare sul nucleo in circa  $10^{-8}$  secondi. Ciò non accade, dal momento che la materia è composta da atomi stabili.

Gli studi sulla spettroscopia atomica, nel corso degli anni, misero in evidenza il presentarsi non di una radiazione continua, bensì di radiazioni a ben precise frequenze.

Ogni materiale aveva delle frequenze caratteristiche, le quali vennero presto usate per comprendere la composizione chimica dei corpi radianti, come ad esempio le stelle.

Nel 1885 Balmer scoprì che le righe emesse da idrogeno scaldato avevano delle determinate frequenze. Successivamente Lyman si accorse di un'altra specifica sequenza di righe. Dopo ancora, Paschen, Brackett e Pfund riportarono a loro volta delle sequenze di righe che risultavano in linea con un'unica formula empirica, riassunta poi in forma generale, valida per ciascuna di queste sequenze:  $\nu_{m,n} = cR(1/m^2 - 1/n^2)$  con  $m=1,2,3$ , e  $n=m+1$ , e  $R$  costante di Rydberg, che assume valore empirico di  $R=109677.576 \text{ cm}^{-1}$ .

Nel 1913 il fisico danese Niels Bohr propose una serie di ipotesi *ad hoc* allo scopo di risolvere l'inconsistenza delle osservazioni con l'ipotesi di Rutherford:

1. un atomo ha un insieme discreto di stati stazionari di energia  $E_1, E_2, \dots$ , e l'elettrone si sposta da un'orbita stazionaria ad un'altra assorbendo o emettendo radiazione.
2. l'emissione (o l'assorbimento) di energia nel passaggio da un'orbita all'altra è pari a  $h\nu = |E_m - E_n|$
3. un'elettrone in uno stato stazionario descrive un'orbita circolare governata dalle leggi della meccanica classica, non valide durante le transizioni. 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, ossia  $|l| = n(\hbar)$ .

Il modello di Bohr è stato in seguito sostituito da altri modelli, che prevedono, ad esempio, gli orbitali invece delle orbite circolari e molte altre sostanziali modifiche.

### 1.1.1 Livelli energetici e numeri quantici

Dopo l'introduzione degli orbitali vennero integrati una serie di numeri in grado di caratterizzare gli orbitali occupati dagli elettroni.

1. **Numero quantico principale n**: Definisce l'energia e la dimensione dell'orbitale atomico. Nel caso dell'idrogeno:

$$r_n = \frac{n^2}{Z a_0} \quad (1.1)$$

dove  $a_0 = 0.53$  angstrom.

2. **Numero quantico secondario l**: è legato alla quantizzazione del momento angolare dell'elettrone e da la forma dell'orbitale. Rimane vincolato alla relazione:  $l = 1, \dots, n - 1$
3. **Numero quantico magnetico m**: legato alla quantizzazione dell'orientazione dell'orbitale nello spazio. Diventa rilevante quando sono presenti campi magnetici esterni. I valori possibili sono  $m = -l, \dots, -1, 0, +1, l$
4. **Numero quantico di spin s**: lo spin del momento angolare dell'elettrone può assumere valori  $\pm 1/2$
5. È utile introdurre il momento angolare totale  $J = L + S$  con  $L = r \times p$ , momento angolare e  $S$  momento angolare di spin.

Le righe osservate sono interpretabili come transizioni tra un set di numeri quantici  $(n_i, l_i, m_i, s_i)$  e un'altro  $(n_f, l_f, m_f, s_f)$ .

## 1.2 Coefficienti di Einstein

I coefficienti di Einstein sono usati per descrivere le interazioni radiative che riguardano transizioni elettroniche *bound-bound* basate sulla meccanica quantistica. Considerando il semplice caso di un atomo con due soli livelli: il primo di energia  $E_1$  e il secondo di energia  $E_2$ , con  $E_1 < E_2$ , si identificano tre processi di transizione:

- **Emissione spontanea**: Il sistema passa da un livello di energia  $E_2$  ad un livello  $E_1$  emettendo un fotone. Si definisce coefficiente di Einstein  $A_{2,1}$  la probabilità di transizione per emissione spontanea per unità di tempo, misurata in  $s^{-1}$ . Da questo si definisce tempo di vita dello stato eccitato la quantità  $t = 1/A_{2,1}$ .
- **Assorbimento**: Si definisce  $B_{1,2}$  Coefficiente di Einstein, tale che  $B_{1,2} J$  indica la probabilità di transizione per l'assorbimento per unità di tempo, dove  $J$  è la densità dei fotoni alla frequenza  $\nu_{1,2}$ , in modo che  $h\nu_{1,2}$  corrisponda alla differenza fra i livelli  $n$  e  $m$ .
- **Emissione stimolata**: Il sistema compie una transizione dal livello 2 al livello 1, in seguito all'arrivo di un fotone, emettendo dunque un altro fotone, coerente con il primo. Si definisce Coefficiente di Einstein  $B_{2,1}$ , tale che  $B_{2,1} J$  rappresenti la probabilità di transizione per emissione stimolata per unità di tempo.

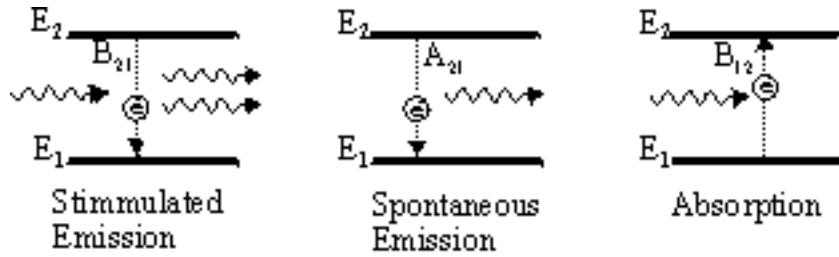


Figura 1.1: Transizioni tra livelli atomici

Può essere utile ricavare da esso la densità di fotoni ad una data frequenza. Sappiamo che la differenza di energia tra due livelli energetici non è esatta, ma si aggira attorno ad un valore medio più o meno preciso, per questo motivo i fotoni emessi non sono monocromatici. A questo scopo useremo la Line Profile Function  $\phi(\nu)$  che descrive proprio il profilo della riga e rappresenta le frequenze efficaci per l'assorbimento. La LPF normalizzata può essere scritta come:

$$\int_0^\infty \phi(\nu) d\nu = 1 \quad (1.2)$$

La densità dei fotoni  $J$  la si trova col seguente integrale:

$$J = \int_0^\infty J_\nu \phi(\nu) d\nu \quad (1.3)$$

dove  $J_\nu$  è la distribuzione spettrale dei fotoni e  $\phi(\nu)$  è tipica della transizione.

### 1.2.1 Relazione tra i coefficienti di Einstein

Si possono ricavare delle relazioni tra i coefficienti di Einstein. Se siamo all'equilibrio termodinamico, il numero di transizioni per unità di volume uscenti da un livello è uguale a quello entrante.

$$N_n B_{nm} J = N_m A_{mn} + N_m B_{mn} J \quad (1.4)$$

con  $N$  densità numerica di elettroni presenti in un dato livello. Il rapporto tra le popolazioni è dato dall'equazione di Boltzmann:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} \quad (1.5)$$

dove  $g$  è il peso statistico del livello,  $T$  temperatura e  $k$  la costante di Boltzmann.

## 1.3 Regole di selezione

La probabilità che avvenga una transizione radiativa permette di suddividere le righe spettrali in **Permesse**, **Semi proibite** e **Proibite**.

Le prime sono statisticamente favorite in quanto molto probabili, le altre sono transizioni estremamente lente, che avvengono molto raramente poiché sono statisticamente sfavorite, avendo coefficienti di Einstein inferiori a quelle permesse di diversi ordini di grandezza.

Un esempio può essere dato dalla riga 21 cm dell'idrogeno, il cui  $A_{2,1} = 2.87 \cdot 10^{-15} s^{-1}$ , ben distante dalla Lyman  $\alpha$  in cui  $A_{2,1} = 4.7 \cdot 10^8 s^{-1}$ .

### 1.3.1 Transizioni di dipolo

Le transizioni di dipolo che soddisfano le regole di selezione sono dette *permesse*, sono generalmente forti e hanno  $A_{2,1} \geq 10^6 s^{-1}$ .

Poichè i fotoni non cambiano lo spin, le transizioni avvengono solitamente tra termini con lo stesso spin  $\Delta S = 0$ . Ma gli effetti relativistici possono modificarlo, soprattutto per  $Z$  alti. In questi casi si hanno deboli transizioni dette di *intercombinazione o semiproibite*. Le regole di selezione sono le seguenti:

1.  $\Delta n \neq 1$
2.  $\Delta m = 0, \pm 1$ ,
3.  $\Delta l = \pm 1$  ovvero la parità deve cambiare nella transizione. La transizione da  $l=0$  a  $l=0$  non è permessa perchè la parità si conserva nelle interazioni elettromagnetiche,
4.  $\Delta L = 0, \pm 1$  ( $L$ =momento angolare orbitale),
5.  $\Delta S = 0$  ( $S$ =spin totale),
6.  $\Delta J = 0, \pm 1$  ( $J=L+S$  momento angolare orbitale), non è permesso che  $J$  rimanga 0 nella transizione.

### 1.3.2 Transizioni di quadrupolo

Quando il termine di dipolo è nullo, può succedere che il termine di quadrupolo elettrico non sia nullo. Un quadrupolo variabile nel tempo dà luogo ad una radiazione di quadrupolo. Questa è molto più debole di una radiazione di dipolo. La presenza di un quadrupolo elettrico non nullo fa sì che le transizioni rigorosamente proibite per la radiazione di dipolo possano verificarsi. Queste righe sono definite Semi-Proibite, si riferiscono alla struttura fine dell'atomo. Queste transizioni sono  $10^6$  volte meno intense di quelle di dipolo, ma sono comunque considerevoli in astrofisica. Le regole di selezione sono:

1.  $\Delta n$  qualsiasi
2.  $\Delta m = 0, \pm 1, \pm 2$ ,
3.  $\Delta l = \pm 2$ , non cambia la parità,
4.  $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$  la transizione da  $L=0$  a  $L=0$  è proibita,
5.  $\Delta S = 0$ ,
6.  $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$  le transizioni  $J=0$  a  $J=0,1$  e  $J=1/2$  a  $J=1/2$  sono proibite.



### 1.3.3 Transizioni di dipolo magnetico

Quando i termini di dipolo e di quadrupolo sono nulli, considerando il termine successivo nell'espansione si trovano le transizioni di dipolo magnetico, per le quali bisogna tenere conto della struttura iperfine dell'atomo. Queste sono circa  $10^2 - 10^6$  volte meno intense di quelle di quadrupolo.

1.  $\Delta n = \Delta l = \Delta L = \Delta S = 0$
2.  $\Delta m = 0, \pm 1,$
3.  $\Delta J = 0, \pm 1$  le transizioni  $J=0$  a  $J=0$  è proibita.

. Si noti che con  $m$  si intende anche  $m_s$ , che deve necessariamente variare nelle transizioni di dipolo magnetico in cui si verifica *spin flip*, come nel caso della riga 21 cm.

## 1.4 Righe molecolari

Le molecole sono dotate di una struttura propria e rigida, si possono verificare dei movimenti di oscillazione attorno a posizioni di equilibrio oppure ruotare attorno ad assi geometrici. Le rotazioni e le oscillazioni sono quantizzate, quindi il passaggio da un livello energetico ad un altro corrisponde all'emissione o all'assorbimento di fotoni come nel caso delle transizioni elettroniche degli atomi. Classifichiamo le transizioni molecolari in tre tipi:

### 1.4.1 Transizioni elettroniche

Sono dovute alle transizioni elettroniche degli atomi che costituiscono la molecole. Le energie sono di qualche eV e formano righe spettrali nella banda V e UV. Gli elettroni nei singoli atomi possono muoversi tra livelli energetici diversi.

### 1.4.2 Transizioni vibrazionali

Sono causate da oscillazioni delle posizioni dei nuclei atomici che costituiscono la molecola. Le energie sono dell'ordine di 0.1 - 0.01 eV. Le righe spettrali sono formate nella banda IR.

### 1.4.3 Transizioni rotazionali

I livelli rotazionali si trovano all'interno dei livelli vibrazionali. Sono causate dalla rotazione attorno al baricentro del sistema, dei nuclei atomici. Le energie sono di circa 1 meV e l'emissione è nella banda submillimetrica, millimetrica e centimetrica dello spettro (Radio e microonde). Lo studio degli spettri rotazionali ci permette di fare della chimica dettagliata delle regioni caratterizzate da tali righe.

## 1.5 Equazione del trasporto radiativo

L'analisi delle righe spettrali porta allo studio della radiazione stessa, della provenienza, dei modi in cui è giunta a noi e quali processi ha subito durante il percorso. La descrizione fisica di tutto ciò è contenuta nell'equazione del trasporto radiativo. A seconda del mezzo di propagazione, la radiazione può essere assorbita, perdendo dunque intensità. D'altra parte, un diverso processo può aumentarne l'intensità, aggiungendone un contributo positivo. L'energia che fluisce attraverso uno strato infinitesimo  $ds$  della nube, considerando emissione e assorbimento, è:

$$dI_\nu d\omega = \epsilon_\nu d\omega ds - k_\nu I_\nu d\omega ds \quad (1.6)$$

$\epsilon_\nu$  è il coefficiente di emissività espresso in  $\text{erg} [\text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-3}]$ ,  $\epsilon_\nu d\omega$  è l'energia emessa per unità di tempo di frequenza e di volume attraverso l'angolo solido  $d\omega$  orientato verso l'osservatore. Il termine  $I_\nu d\omega$  rappresenta l'energia per unità di tempo e di frequenza attraverso l'unità di area perpendicolare alla linea di vista dell'osservatore nell'angolo solido. Infine  $k_\nu$  è il coefficiente di assorbimento per unità di lunghezza. L'equazione può essere riscritta nel seguente modo:

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu ds} = \frac{\epsilon_\nu}{k_\nu} - I_\nu \quad (1.7)$$

Definito lo *profondità ottica infinitesima*  $d\tau = k_\nu ds$ , si può scrivere:

$$\frac{dI_\nu}{\tau_\nu} = S_\nu - I_\nu \quad (1.8)$$

dove  $S_\nu = (\epsilon_\nu/k_\nu)$  è detta funzione sorgente della nube.

All'equilibrio termico la funzione sorgente è quella del corpo nero di Planck. Integrando la funzione precedente si ottiene:

$$I_\nu = S_\nu [1 - e^{-\tau_\nu}] + I_{\nu 0} e^{-\tau_\nu} \quad (1.9)$$

dove  $I_{\nu 0}$  è la radiazione della sorgente di fondo e  $\tau_\nu$  è lo spessore ottico della nube. I due casi limite sono:

$$\begin{cases} I_\nu = \tau_\nu [s_\nu - I_{\nu 0}] + I_{\nu 0} & \text{per } \tau_\nu \ll 1 \\ I_\nu = S_\nu & \text{per } \tau_\nu \gg 1 \end{cases}$$

in cui si ha l'assorbimento o l'emissione a seconda della profondità ottica. In caso di righe di transizione la nube è completamente trasparente ( $\tau = 0$ ) e si ha che  $I_\nu = I_{\nu 0}$ .

Alla frequenza della riga  $\nu_0$  si ha  $I_{\nu_0}$ :

- la riga è in emissione se  $I_{\nu_0} > I_{0,\nu_0}$ ,
- la riga è in assorbimento se  $I_{\nu_0} < I_{0,\nu_0}$

In generale, in termini di temperatura, si ha assorbimento se la nube che lo causa è più fredda della sorgente di background, mentre si ha emissione quando la nube è più calda.

## 1.6 Righe collisionali

Quando la densità del mezzo interstellare aumenta, non possiamo più trascurare gli effetti delle collisioni tra particelle. Per semplicità vanno considerati solo urti elastici e atomi con solo due livelli energetici. Una collisione può portare l'elettrone dell'atomo in un livello eccitato 1. Se l'elettrone dell'atomo in questione torna nello stato 2 con una transizione radiativa, allora abbiamo quella che è definita riga collisionale. Ciò che determina il tipo di diseccitazione (collisionale o radiativa) è la densità dei partner collisionali (elettroni o atomi). Si definisce la densità critica come:  $\frac{n_c = A_{12}}{Q_{12}}$ , dove il numeratore rappresenta il *rate di diseccitazione collisionale* dello stato U. Sotto la densità critica la maggior parte delle eccitazioni collisionali sono seguite da diseccitazione radiativa. Conoscendo l'intensità della riga e la sezione d'urto della collisione, si può stimare la densità di partner collisionali. Sopra la densità critica dominano le collisioni, quindi siamo all'equilibrio termico e non vediamo righe, perché ogni eccitazione collisionale è seguita da una diseccitazione collisionale.

# Capitolo 2

## Shift delle righe

### 2.1 Effetto doppler

L'effetto Doppler è un fenomeno fisico che consiste nel cambiamento apparente, rispetto al valore originario, della frequenza o della lunghezza d'onda percepita da un osservatore raggiunto da un'onda emessa da una sorgente che si trovi in movimento rispetto all'osservatore stesso. In ambito astrofisico, la comprensione dell'effetto Doppler è decisiva per l'analisi spettrale, e pone la propria base nella definizione di **shift**  $z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}$ . Le frequenze si spostano verso il rosso (redshift) quando l'oggetto osservato si allontana o viceversa verso il blu (blueshift) quando si avvicina.

Proprio dalla misura dei redshift, Edwin Hubble comprese che l'universo era in espansione e dunque la velocità di una galassia è proporzionale alla sua distanza, secondo la legge  $v = H_0 d$ , con  $H_0$  costante di Hubble.

### 2.2 Effetto Doppler relativistico

In condizioni relativistiche, a causa della dilatazione dei tempi, ogni fenomeno periodico possiede un periodo più lungo di un fattore  $\gamma$ . Oltre questo fattore, va tenuto conto anche del ritardo della ricezione del segnale causato dalla velocità finita della luce. Supponiamo un sistema di riferimento S. In esso la radiazione si propaga ad una data velocità dal punto 1 al punto 2. In un secondo sistema in moto, S', la pulsazione della radiazione è  $\omega'$  e il tempo impiegato per percorrere la distanza d tra i due punti è  $\Delta t = \frac{2\pi d}{\omega'}$ . Questo è dovuto alla dilatazione dei tempi. Un'osservatore rileva la sorgente da un angolo qualsiasi e la differenza tra i tempi di arrivo della radiazione emessa nel punto 1 e nel punto 2 sarà:  $\Delta t_a = \Delta t - \frac{d}{c} = \Delta T(1 - \frac{v}{c} \cos\theta)$ .

La pulsazione è pari a:

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \frac{v}{c} \cos\theta) \quad (2.1)$$

Effetti di propagazione relativistici sono alla base anche del cosiddetto beaming, per il quale, a velocità ultra relativistiche, la radiazione di dipolo emessa da una carica accelerata viene amplificata nella direzione del moto, in un piccolo cono di apertura  $1/\gamma$ , in cui si verifica il cosiddetto Doppler boosting.

## 2.3 Altri tipi di redshift

Oltre ai due visti precedentemente, si possono verificare altri casi:

- **Shift cosmologico** l'universo è in continua espansione, quindi lo spazio si allarga e aumenta la lunghezza d'onda. Più l'oggetto osservato si trova lontano, più alto sarà il suo redshift in quanto lo spazio è maggiormente espanso. In questo caso possiamo avere solo redshift. Si applica nell'ambito della relatività generale, per la quale si verifica dilatazione dei tempi a causa della curvatura dello spaziotempo causata da oggetti massivi; questo effetto è spesso trascurabile, esclusi alcuni casi (riguardo la materia di un disco di accrescimento attorno a un buco nero, ad esempio).
- **Shift gravitazionale** la frequenza della radiazione tende a diminuire sotto l'azione di un campo di gravità che modifica la curvatura dello spazio-tempo. ci permette, dato che l'Universo è in espansione accelerata, di derivare l'età di un oggetto dal suo redshift e di osservare fasi evolutive dell'Universo stesso ormai concluse.

# Capitolo 3

## Allargamento delle righe

Come visto in precedenza, la radiazione emessa in una transizione non è mai perfettamente monocromatica, e invece di corrispondere ad una delta di Dirac, può essere rappresentata con una curva di tipo gaussiano fortemente piccata sulla lunghezza d'onda corrispondente alla differenza di energia tra i due livelli, descritta dalla LPF. Vediamo ora quali effetti fisici determinano la forma della riga.

### 3.1 Allargamento intrinseco o naturale

Secondo la meccanica quantistica e il principio di indeterminazione di Heisenberg, una riga non può essere infinitamente stretta:  $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ , con  $\hbar = h/2\pi$

Dato che i tempi di diseccitazione sono estremamente brevi almeno per le transizioni di dipolo, come sappiamo dai coefficienti di Einstein, l'indeterminazione sull'energia sarà notevole. Definito  $\gamma = \sum_n A_{m,n}$ , come il rate di decadimento tra due livelli energetici  $m$  ed  $n$ , possiamo scrivere la LPF nel seguente modo:

$$\phi(\nu) = \frac{\gamma/4\pi^2}{(\nu_{oss} - \nu_{em})^2 + (\gamma/4\pi)^2} \quad (3.1)$$

questo profilo è chiamato *profilo naturale* o *profilo di Lorentz*. In realtà, l'espressione corretta per  $\gamma$ , nel caso in cui entrambi gli stati, superiore e inferiore risentono dell'allargamento, è data dalla somma dei  $\gamma$  di ogni livello.

### 3.2 Allargamento collisionale

Il profilo di Lorentz descrive bene anche il contributo dell'allargamento collisionale, dovuto all'urto tra le particelle. Rispetto agli effetti Doppler e naturale, questo tipo di allargamento è marginale. Viene originato dall'alterazione della fase di radiazione emessa quando l'atomo subisce collisioni con altri atomi durante l'emissione. Per ogni numero  $N$  medio di collisioni, la LPF è scritta come:

$$\phi(\nu) = \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu_{oss} - \nu_{em})^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (3.2)$$

dove  $\Gamma = \gamma + 2N$ . La somma di allargamento intrinseco e collisionale viene chiamato **damping profile**.

### 3.3 Allargamento doppler

L'allargamento doppler è causato dall'agitazione degli atomi all'interno della nube, essi si muovono di moto casuale e generano sulla radiazione emessa sia del redshift che del blueshift. L'effetto totale è quello di allargare le righe spettrali. Lo spostamento del centroide  $\nu_0$  avviene solo se la sorgente nella sua interezza è in moto rispetto all'osservatore. La LPF può essere scritta come:

$$\phi(\nu) = (\Delta\nu_d\pi^{1/2})^{-1} \exp\left(\frac{-(\nu_0 s s - \nu_e m)^2}{(\Delta\nu_d)^2}\right) \quad (3.3)$$

e definiamo la **Doppler Width** come:

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (3.4)$$

che mette in risalto la proporzionalità inversa con la massa atomica.

### 3.4 Profilo di Voigt

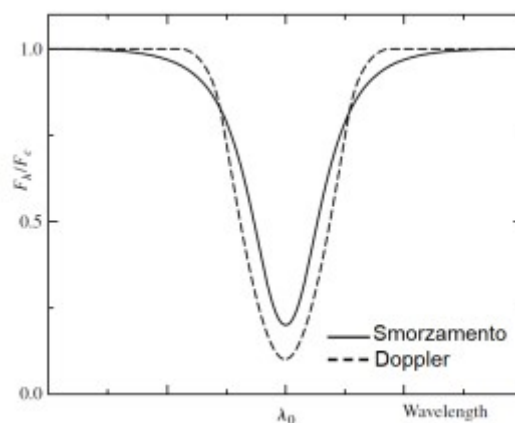


Figura 3.1: Profilo di Voigt

La combinazione degli allargamenti discussi porta al cosiddetto profilo di Voigt. L'opacità della riga è massima in  $\lambda_0$  e dunque il core della riga si forma in zone più esterne dell'atmosfera rispetto al continuo, dove la temperatura è inferiore. Per quantificare la

profondità della riga si può usare la larghezza equivalente  $W = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda$ , dove  $F_c$  è il flusso relativo al continuo e  $F_\lambda$  quello della riga. La larghezza equivalente rappresenta la larghezza di un rettangolo di altezza unitaria e area pari a quella della curva.

Nella regione centrale della riga, attorno a  $\lambda_0$ , domina l'allargamento Doppler, mentre nelle ali domina l'allargamento collisionale. Utilizzando uno solo dei profili si perdono importanti contributi di fotoni, ciò porta a stime sbagliate delle osservabili fisiche che si vogliono ricavare, (abbondanze, temperature, velocità..).

### 3.5 Curva di crescita

Per studiare meglio l'andamento spettrale possiamo usare una *Curva di crescita*, un grafico logaritmico che mette in relazione la larghezza equivalente ( $W$ ) con il numero di atomi  $N_a$  che contribuiscono alla creazione della riga studiata.

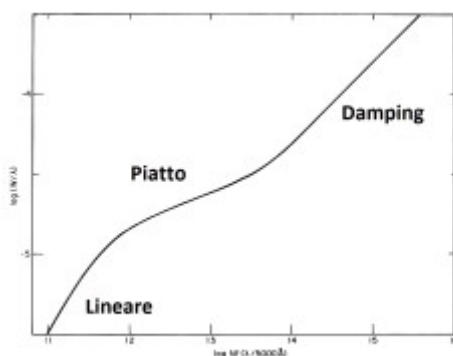


Figura 3.2: Curva di crescita

Possiamo definire tre regimi:

- **Regime lineare** quando la riga è debole, ovvero il numero di atomi che assorbono quella lunghezza d'onda è piccolo. La curva ha andamento lineare.
- **Regime piatto** Se il numero di atomi aumenta, il core della riga diventa più spesso otticamente, fino a raggiungere il massimo dell'assorbimento e la massima profondità. In queste condizioni le ali si allargano e la  $W$  non viene modificata sensibilmente. Si va incontro ad un regime di saturazione in cui l'andamento è quasi piatto,  $W \propto \sqrt{\ln(N_a)}$ .
- **Regime di smorzamento** Se  $N_a$  aumenta ancora, si giunge al regime di *damping*, in cui è dominante il contributo dell'allargamento collisionale alle ali della riga.  $W \propto \sqrt{N_a}$



# Capitolo 4

## Casi di interesse astrofisico

### 4.1 Riga a 21 cm

La riga 21 cm dell'idrogeno è una delle più importanti righe in astrfisica. L'elettrone nello stato fondamentale dell'idrogeno può avere spin parallelo o antiparallelo ( $m_s = \pm 1/2$ ) a quello del protone. Questi due stati hanno energie leggermente differenti e lo stato di minima energia è quello in cui gli spin sono antiparalleli. La transizione dalla situazione in cui gli spin sono paralleli a quella di minima energia è una transizione di dipolo magnetico, quindi proibita. Essendo la differenza energetica tra questi due stati molto piccola, la frequenza della radiazione emessa è molto bassa: 1420,40MHz (nella banda radio), oppure una lunghezza d'onda di 21,11cm.

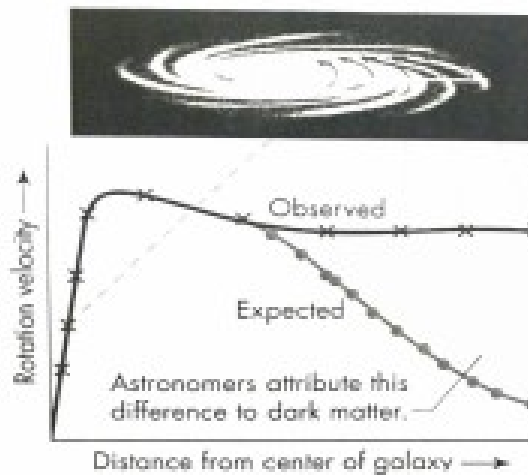


Figura 4.1: curva di rotazione della Via Lattea

Per questa transizione,  $A_{mn} = 2.87 \cdot 10^{15} s^{-1}$  e  $\Delta t = 10^7 yr$  (un fotone ogni qualche milione di anni). Vediamo subito dal valore di  $A_{mn}$  che questa risulta essere una transizione proibita, infatti non si verifica in laboratorio a causa delle densità troppo elevate che favoriscono la diseccitazione collisionale piuttosto che quella radiativa. Mentre nel gas interstellare la situazione è differente. Dato che il tempo della transizione è grande, dal principio di indeterminazione si ricava che l'allargamento naturale è trascurabile, e

l'allargamento della riga è determinato unicamente dall'allargamento Doppler e dal moto della nube emettente, restando comunque estremamente stretto. Inoltre essendo emessa nel radio, questa riga non è affetta dall'estinzione della polvere che si trova nei bracci delle galassie a spirale, nè dall'atmosfera.

Tutti questi fattori favoriscono molte tipologie di studi. Grazie alla riga a 21 cm infatti è stato possibile capire la dinamica delle galassie a spirale, dove l'idrogeno neutro abbonda, e studiare la curva di rotazione della nostra galassia.

Il modello teorico prevede una caduta kepleriana ad una certa distanza dal centro galattico (quando la densità si abbassa sufficientemente), mentre osservativamente ciò non è stato rilevato, come si può anche vedere dalla figura 4.1, suggerendo che la densità in effetti non diminuisce, ma semplicemente non siamo in grado di osservare questa massa mancante, detta appunto materia oscura.

Grazie all'allargamento Doppler della riga 21 cm possiamo studiare il moto delle galassie, la rotazione, la velocità di allontanamento e di avvicinamento. L'immagine 4.2 mostra

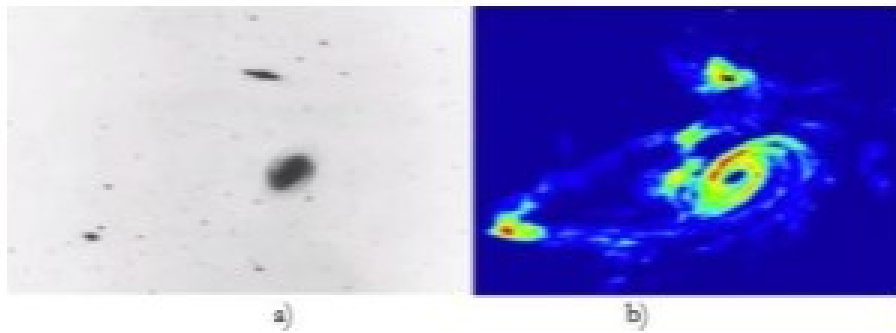


Figura 4.2: a) immagine nell'ottico, b) stessa immagine nel radio

in a) un ammasso di galassie nell'ottico e in b) lo stesso nel radio : nel radio si nota come non solo c'è del gas freddo attorno alle due galassie principali ma come il gas va molto più lontano e va ad abbracciare tutte le galassie. Questo e ci dà un'idea di come queste galassie non siano ferme ma si ruotino attorno trascinandosi il gas. Inoltre l'analisi del redshift con cui ci giunge la riga a 21 cm dell'idrogeno ci permette di ricostruire in modo 3D l'ammasso.

## 4.2 AGN

I Nuclei Galattici Attivi sono una famiglia di oggetti astrofisici con grandi luminosità prodotte in regioni compatte vicino al centro delle galassie. Si parla di galassie attive perché l'enorme emissione di energia non è riconducibile a quella stellare delle galassie normali. Gli spettri presentano molte righe in emissione e un continuo non generato da processi termici. Le righe possono essere larghe, a causa delle grandi velocità del materiale che le genera, oppure strette (anche se comunque più larghe delle righe presenti nelle galassie normali). Le righe strette provengono da una regione a densità inferiore rispetto a quelle larghe. Un tipico continuum di AGN varia lentamente con la lunghezza d'onda nell'UV e nel visibile e presenta enormi flussi nel lontano infrarosso e nei raggi X. La radiazione più energetica è in grado di fotoionizzare tutte le nubi di gas nelle

vicinanze. Inoltre è poi importante sottolineare che gli spettri che vediamo degli ' AGN dipendono fortemente dall'angolo che la linea di vista forma con il piano in cui essi giacciono

### 4.2.1 Quasar

I Quasar sono degli oggetti unici per le loro caratteristiche fisiche. Si tratta di nuclei galattici attivi dalle caratteristiche inspiegabili prima della misurazione del loro redshift: hanno luminosità enormi, e sono ristretti in un volume molto piccolo, con emissioni variabili irregolari. Una volta misurato il redshift, si comprese che si trattava degli oggetti più lontani e luminosi dell'universo. Oggi, dopo attente ricerche, sappiamo che i Quasar sono Buchi Neri molto massicci, con della massa in rotazione che precipita all'interno di esso. Quando la materia è abbastanza vicina, e viaggia a velocità relativistiche, emette circa il 15 per cento della propria massa sotto forma di radiazione, spiegando così sia l'enorme luminosità di questi oggetti, sia la variabilità irregolare (dipendente dal rate con cui la materia viene inghiottita).

### 4.2.2 Seyfert galaxies

Le Galassie di Seyfert hanno una luminosità circa un centinaio di volte maggiore di quella della nostra Via Lattea, ed emettono principalmente nell'infrarosso, ma pure la banda X è molto forte. Il loro spettro mostra evidenti righe di emissione, mentre morfologicamente si nota la presenza lungo il piano galattico di un toro (ciambella) di polveri che avvolge il loro nucleo. Si pensa che questa caratteristica modifichi le proprietà osservative di tali galassie a seconda dell'inclinazione che sottendono all'osservatore. In generale praticamente tutti i Nuclei Galattici Attivi (AGN), dei quali fanno parte anche le Galassie di Seyfert, si pensa siano galassie molto più attive del normale e che si presentano diverse a seconda della inclinazione rispetto alla nostra linea di vista. Data l'enorme temperatura del nucleo galattico, a una certa distanza da esso le polveri del toro che l'avvolge, e che sono solitamente opache alla radiazione visibile, sublimano divenendo permeabili alla stessa radiazione ottica. Queste galassie costituiscono circa il 2-3 per cento dell'intero ammontare di galassie dell'universo.

# Bibliografia

1. Dallacasa D. 2020-2021 *Dispense del corso di Processi di radiazione e MHD*
2. Ferraro F. R., 2020-2021 *Dispense del corso di Astrofisica stellare*
3. Ravanini F., *Dispense del corso di Istituzioni di Fisica Teorica*
4. Ribiki G., Lightman A., 2005 *Radiative processes in astrophysics*
5. Karttunen H., Kroger P., 2017, *Fundamental astronomy*
6. Pasquini L. 2020-2021 *Dispense del corso di Struttura della Materia*
7. Dore L., 2019-2020 *Dispense del corso di Atomi e Molecole nel Cosmo*