

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

RIGHE SPETTRALI: Formazione, shift e allargamento

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa

Presentata da:
Stefano Iarrera

Sessione IV
Anno Accademico 2017-2018

Indice

1	Formazione delle righe spettrali	3
1.1	Equazione del trasporto radiativo	3
1.2	Coefficienti di Einstein	7
1.3	Relazioni tra i coefficienti di Einstein	8
1.4	Numeri quantici e regole di selezione	9
1.4.1	Transizione di dipolo	10
1.4.2	Transizione di quadrupolo	10
1.4.3	Transizione di dipolo magnetico	10
1.5	Righe collisionali	11
2	Shift	12
2.1	Effetto Doppler	12
2.1.1	Altri tipi di redshift	12
2.1.2	Alcuni Effetti del redshift sulle righe spettrali	13
3	Allargamento	13
3.1	Allargamento intrinseco	13
3.2	Allargamento doppler	14
3.3	Allargamento collisionale	14
4	Informazioni ricavabili dalle righe	15
5	Particolari casi astrofisici	16
5.1	Riga a 21cm	16
5.2	Quasar	17

INTRODUZIONE

Tutti gli oggetti astronomici osservabili da Terra, emettono della radiazione che viene riprocessata diverse volte prima di essere catturata da chi la sta osservando. Essa può attraversare zone con caratteristiche fisiche diverse, ma ogni volta che ciò accade la radiazione subisce delle modifiche nella sua natura, in particolare avviene la formazione di quelle che vengono definite "**righe spettrali**". Nel campo dell'astrofisica le righe spettrali assumono un ruolo fondamentale: grazie ad esse siamo in grado di derivare, dall'osservazione di una sorgente, una quantità di informazioni davvero importante.

L'osservazione genera uno **spettro**, che non è altro che 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, in particolare da emissione o assorbimento di fotoni causati da transizioni elettroniche. Ogni elemento dello spettro è indicativo di un dato processo che la radiazione ha affrontato durante il suo percorso, attraverso esso si possono ricavare informazioni come:

- La composizione della nube attraversata dalla radiazione, poichè ogni elemento chimico ha le proprie righe caratteristiche.
- L'abbondanza di ogni elemento chimico che genera delle righe (o meglio delle bande), che si deduce dalla profondità della riga stessa.
- La temperatura dell'oggetto studiato, che è deducibile sia dalla larghezza delle righe, sia dalle righe presenti.
- La distanza e il moto relativo dell'oggetto rispetto all'osservatore, ricavabili dall'effetto Doppler.

Questi argomenti verranno trattati in questo breve elaborato, dove vedremo: la trattazione dell'equazione del trasporto radiativo, utile a capire come si formano le righe spettrali sia in emissione che in assorbimento; i coefficienti di Einstein, che sono indicatori della probabilità che una data transizione possa avvenire o meno; l'effetto Doppler, che causa lo shift delle righe e indica la distanza dell'oggetto studiato; i vari tipi di allargamento delle righe spettrali, le cause e le informazioni che ne possiamo derivare; infine alcuni particolari casi astrofisici, come la riga a 21cm, fondamentale nello studio di specifici settori dell'Universo.

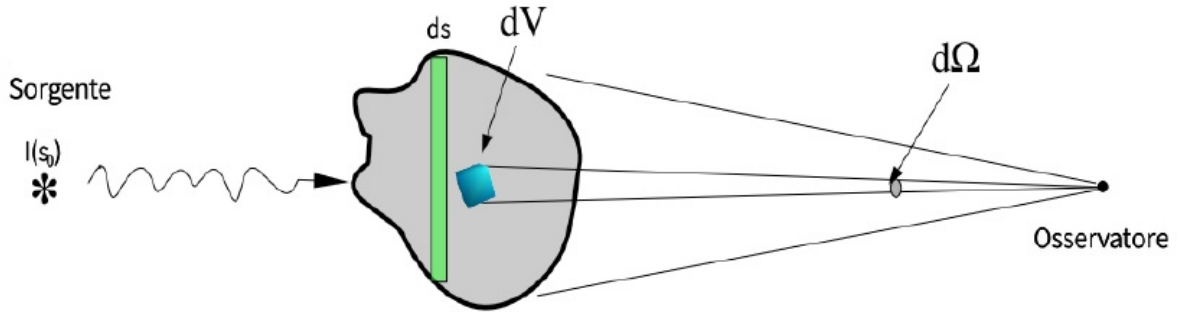
1 Formazione delle righe spettrali

1.1 Equazione del trasporto radiativo

Quando una sorgente emette della radiazione, non sempre arriva inalterata all'osservatore. Essa può subire un processo di assorbimento, diminuendo di intensità, oppure ricevere un contributo positivo in emissione, che si somma alla radiazione già presente.

La descrizione di questo processo è contenuta nell'equazione del trasporto radiativo, che adesso andiamo a ricavare.

Si considera per semplicità una sorgente in emissione, e sulla retta che congiunge la sorgente con l'osservatore poniamo una nube, che ovviamente può comportarsi in modo diverso in base alle sue caratteristiche fisiche.



Definiamo innanzitutto l'**intensità specifica** o brillantezza I_ν , come la quantità di energia dE trasportata dai raggi nell'unità di tempo dt , di superficie dA , di angolo solido $d\Omega$ di frequenza ν , perpendicolare alla superficie ($\cos\theta$ con θ angolo tra la normale e la direzione dei raggi):

$$I_\nu = \frac{dE}{dt dA d\Omega d\nu \cos\theta}$$

l'unità di misura di $[I_\nu] = \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{ster}^{-1} \text{Hz}^{-1}$.

Definiamo anche il flusso F_ν , dato dall'intensità specifica integrata su tutte le direzioni

$$F_\nu = \int I_\nu \cos\theta d\Omega$$

l'unità di misura di $[F_\nu] = \text{ergs}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

In seguito se si integrano tutte le frequenze è possibile calcolare brillantezza e flusso totali. Nel caso più usato, ovvero quello delle sorgenti non risolte (tutte le stelle tranne il Sole), si usa ciò che abbiamo definito come flusso.

Possiamo adesso ricavare una prima forma dell'equazione del trasporto radiativo. Essa sarà composta da una parte che rappresenta l'assorbimento, dove i fotoni vengono sottratti alla direzione di propagazione del flusso di radiazione (o perchè è stato assorbito, o perchè è stato deviato), e da una parte che rappresenta l'emissione, ovvero il contributo che viene rimesso dalla nube stessa.

• **Assorbimento:**

$$dI_\nu = -I_\nu k_\nu \rho ds \quad (1.1)$$

ovviamente l'assorbimento ha un segno negativo, in quanto contribuisce a far decrescere la brillantezza della sorgente. In questa formula ρ rappresenta la densità, ds è lo spazio percorso attraverso il mezzo interagente con la radiazione, k_ν è il coefficiente di assorbimento, e dipende dalla densità, dalla composizione chimica e dalla temperatura del mezzo attraversato, oltre ovviamente alla frequenza. La sua unità di misura è $[k_\nu] = m^2kg^{-1}$

• **Emissione:**

$$dI_\nu = j_\nu \rho ds \quad (1.2)$$

questa volta il contributo è positivo, perchè la radiazione emessa si somma a quella già preesistente. In questo caso j_ν rappresenta il coefficiente di emissione.

Entrambi i coefficienti si calcolano considerando diversi fenomeni, che possono portare alla formazione del continuo, o alla comparsa delle righe di assorbimento.

Quando k_ν varia lentamente al variare della frequenza, allora contribuisce alla formazione del continuo. Le righe di assorbimento sovrapposte al continuo indicano invece regioni di rapida variazione del coefficiente di assorbimento al variare della frequenza.

I processi atomici che possono generare assorbimento sono i seguenti:

• **Bound-Bound** : L'elettrone passa da un livello energetico ad un altro con diversa energia, generando o sottraendo un fotone con energia esattamente uguale a quella data dalla differenza tra i due livelli.

Se l'elettrone assorbe un fotone, esso passa ad un livello energetico superiore, successivamente esso può seguire due strade alternative: tornare al livello energetico di partenza riemettendo nuovamente lo stesso fotone, ma questa volta in una direzione casuale; oppure può fermarsi ad un livello energetico intermedio ed emettere un fotone con energia diversa rispetto a quello assorbito. In entrambi i casi il fotone originale non può più essere osservato nella stessa direzione di vista, quindi questo processo contribuisce a formare le righe di assorbimento.

• **Bound-Free**: Questo è il processo responsabile della fotoionizzazione, ovvero un elettrone di un livello qualsiasi assorbe un fotone abbastanza energetico da ionizzarlo. L'elettrone passa così allo stato libero con energia cinetica pari alla differenza tra l'energia del fotone e quella di ionizzazione. Questo processo contribuisce all'opacità del continuo, poichè tutti i fotoni con energia superiore a quella di ionizzazione possono essere assorbiti. Tuttavia il processo inverso, in cui un elettrone libero si ricombina, comporta l'emissione di un fotone.

• **Free-Free**: Gli elettroni liberi, passando vicino ad uno ione, possono assorbire un fotone. Dunque anche questo processo contribuisce all'opacità del continuo.

• **Scattering**: Un fotone devia la sua traiettoria a causa di un urto con un elettrone. Questo meccanismo diventa importante solo per alte temperature, quando gli atomi sono completamente ionizzati e quindi i processi che richiedono elettroni legati non possono avvenire.

Il coefficiente di assorbimento k_ν , prima citato, si calcola utilizzando il contributo di tutti questi processi.

Torniamo quindi all'equazione del trasporto radiativo, essa può essere scritta ap-

punto come la somma dei contributi di emissione (1.2) e assorbimento (1.1).

$$dI_v = -I_v k_v \rho ds + j_v \rho ds \quad (1.3)$$

Solitamente piuttosto che il coefficiente di assorbimento, viene utilizzata un'altra quantità, che è la **profondità ottica** τ , definita come:

$$d\tau_v = -k_v \rho ds \quad (1.4)$$

dove s rappresenta la distanza misurata lungo il cammino dalla radiazione.

Quando $\tau \gg 1$ un mezzo viene detto *otticamente spesso*, ovvero un fotone viene assorbito quasi sicuramente.

Quando $\tau \ll 1$ un mezzo viene detto *otticamente sottile*, e il fotone passa indisturbato.

Dal momento che τ è dipendente dalla frequenza, il gas può essere otticamente spesso ad una frequenza e otticamente sottile ad un'altra.

Possiamo integrare su tutto il percorso ds considerando $s=0$ nel punto in cui la radiazione viene generata ed s nel punto finale, ottenendo così la profondità ottica totale.

$$\Delta\tau_v = \tau_{v,f} - \tau_{v,i} = - \int_0^s k_v \rho ds$$

Possiamo assumere $\tau_{v,f}=0$, poichè se la radiazione arriva a noi allora dal punto finale fino all'osservatore essa è nulla. Calcoliamo così la profondità ottica di un fascio luminoso che ha attraversato una distanza s raggiungendo la sommità dell'atmosfera.

$$\tau_v = \int_0^s k_v \rho ds$$

Riprendiamo quindi l'equazione del trasporto radiativo (1.3), dividendo tutto per $-k_v \rho ds$, troviamo:

$$-\frac{1}{k_v \rho} \frac{dI_v}{ds} = I_v - \frac{j_v}{k_v} \quad (1.5)$$

dove il denominatore del primo membro corrisponde alla nostra definizione di $d\tau$.

A secondo membro invece definiamo il rapporto tra il coefficiente di emissione e di assorbimento come **funzione sorgente** S_v .

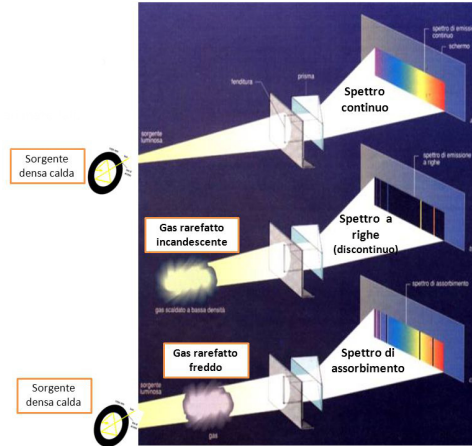
$$S_v = \frac{j_v}{k_v} \quad (1.6)$$

Questo parametro descrive in che modo i fotoni della radiazione originale vengono rimossi e sostituiti da fotoni generati localmente dal gas che il fascio sta attraversando. Dimensionalmente ha la stessa unità di misura della brillantezza. Quindi sostituendo all'equazione del trasporto radiativo (1.5) la definizione di profondità ottica (1.4) e la funzione sorgente (1.6) appena definita, avremo:

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - S_v \quad (1.7)$$

essa ci dice come varia l'intensità della radiazione in funzione della profondità ottica. Facciamo adesso delle osservazioni riguardo questa formula appena ricavata.

- Se $I_v > S_v$ allora $\frac{dI_v}{d\tau_v} > 0$ ovvero $\frac{dI_v}{ds} < 0$, in questo caso il gas tra la sorgente e l'osservatore è più caldo e si ha emissione.
- Se $I_v < S_v$ allora $\frac{dI_v}{d\tau_v} < 0$ ovvero $\frac{dI_v}{ds} > 0$, in questo caso il gas tra la sorgente e l'osservatore è più freddo e si ha assorbimento.



Nell'immagine si può osservare nel primo caso uno spettro continuo dovuto semplicemente alla radiazione emessa da una sorgente.

Nel secondo si ha uno spettro nero con delle bande colorate, che si può osservare quando la nube che si pone tra l'osservatore e la sorgente è più calda di quest'ultima. In questo caso infatti il continuo della sorgente viene "nascosto" dall'emissione in riga della nube. Esso continua ad esserci, ma è molto più debole dell'emissione in riga della nube, che è indicativa della composizione chimica della nube stessa.

La terza alternativa è uno spettro in assorbimento, che si può osservare quando il gas tra la sorgente e l'osservatore è più freddo. Sarà possibile vedere il continuo generato dalla sorgente privato di alcune bande corrispondenti alle frequenze assorbite dalla nube, quindi anche qui le bande nere sono indicative della composizione chimica della nube.

La soluzione generale dell'equazione (1.7), nel caso in cui S_v è costante, sarà:

$$I_v(0) = I_v(\tau_v)e^{-\tau_v} + S_v(1 - e^{-\tau_v})$$

Osservando questa equazione, si nota come l'intensità della radiazione uscente sia data da due contributi: Il primo, rappresenta la brillantezza iniziale moltiplicata per il fattore di attenuazione dovuto dall'assorbimento; e il secondo, esprime la radiazione emessa dalla nube attenuata da se stessa.

Possiamo analizzare due particolari casi:

- 1 • Se la nube non emette si ha $j_v = 0$, quindi $S_v = 0$, e l'equazione viene privata del secondo membro.

$$I_v(0) = I_v(\tau_v)e^{-\tau_v}$$

- 2 • Se il mezzo attraversato è infinito, possiamo considerare il caso in cui $\tau \rightarrow \infty$, in cui si ha:

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} I_v(\tau_v)e^{-\tau_v} = 0$$

così resta solamente il contributo dovuto all'emissione della nube

$$I_\nu(0) = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu})$$

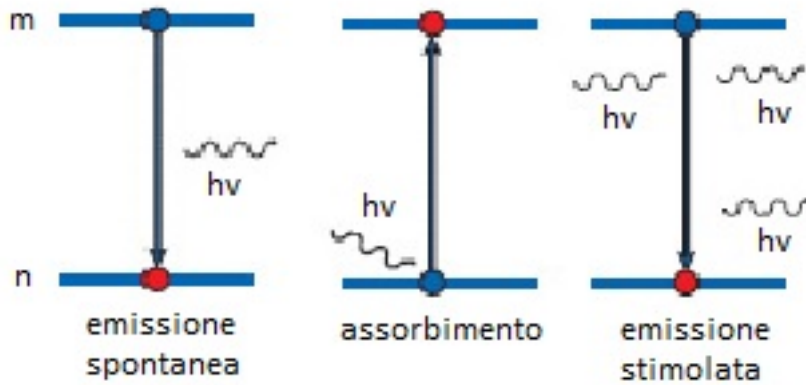
1.2 Coefficienti di Einstein

I processi che contribuiscono in maniera consistente alla formazione delle righe sono quelli di tipo Bound-Bound. Per descrivere la probabilità che una transizione elettronica avvenga, verranno utilizzati i coefficienti di Einstein.

Consideriamo il caso semplice di un atomo formato da due soli livelli, uno con energia E_n ed uno con energia E_m .

Le transizioni che possono coinvolgere un elettrone legato sono le seguenti:

- **Emissione Spontanea** : Un elettrone che si trova in uno stato eccitato, torna spontaneamente allo stato fondamentale, liberando un fotone con energia pari alla differenza tra i due livelli. Questo fotone viene emesso in una direzione casuale e l'emissione può avvenire indipendentemente dalla presenza di un campo di radiazione esterno. Si definisce **Coefficiente di Einstein** A_{mn} (dove il pedice indica appunto la transizione $m \rightarrow n$) la probabilità di transizione per emissione spontanea per unità di tempo, misurata in s^{-1} . Esprimendo una probabilità, è chiaro che in base al valore assunto si capisce se un dato processo può avvenire o meno. I valori oscillano da $10^8 s^{-1}$ per alte probabilità, fino a $10^{-15} s^{-1}$ per i processi proibiti.
- **Assorbimento** : Un elettrone che si trova nello stato fondamentale, può passare allo stato eccitato, assorbendo un fotone con energia pari alla differenza energetica tra i due livelli. Per questo processo è quindi necessario un campo di radiazione che generi dei fotoni con delle precise energie. In questo caso chiamiamo il nostro coefficiente B_{nm} . La probabilità che questo tipo di transizione avvenga è determinata anche dall'intensità del campo di radiazione, dunque sarà data da $B_{nm}\bar{J}$.
- **Emissione Stimolata** : In presenza di un fotone con la stessa energia della transizione considerata, un elettrone che si trova in un livello eccitato viene stimolato a decadere emettendo un fotone con la stessa direzione, polarizzazione e fase del fotone che ha causato l'emissione. Anche in questo caso, la probabilità dipenderà dal campo di radiazione, e quindi scriveremo il nostro coefficiente come $B_{mn}\bar{J}$.



In precedenza abbiamo accennato ad un certo campo di radiazione \bar{J} . 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:

$$\int_0^{\infty} \phi(\nu) d\nu = 1$$

Quindi procediamo al calcolo della densità di fotoni:

$$\bar{J} = \int_0^{\infty} J_\nu \phi(\nu) d\nu$$

Quest'ultima formula è indicativa della tolleranza attorno alla lunghezza d'onda aspettata.

1.3 Relazioni 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.

$$N_n B_{nm} \bar{J} = N_m A_{mn} + N_m B_{mn} \bar{J} \quad (1.8)$$

dove con N indichiamo la densità numerica di elettroni presenti in un dato livello. Inoltre il rapporto tra le popolazioni è dato dall'equazione di Boltzmann:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} \quad (1.9)$$

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

Riprendendo l'equazione (1.8) e ricavando \bar{J} , troviamo:

$$\bar{J} = \frac{A_{mn}/B_{mn}}{(N_n/N_m)(B_{nm}/B_{mn}) - 1}$$

usando l'equazione di Boltzmann (1.9) :

$$\bar{J} = \frac{A_{mn}/B_{mn}}{(g_n B_{nm}/g_m B_{mn})e^{\frac{h\nu_0}{kT}} - 1}$$

All'equilibrio termodinamico il campo di radiazione equivale con l'emissione da corpo nero $\bar{J} = B_\nu$, quindi sostituendo e facendo opportuni passaggi possiamo ottenere le seguenti relazioni tra i coefficienti:

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn}$$

$$A_{mn} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{mn}.$$

Dai coefficienti di Einstein possiamo calcolare quelli di assorbimento ed emissione citati all'inizio:

$$j_\nu = \frac{h\nu}{4\pi} N_m A_{mn} \phi(\nu)$$

$$k_\nu = \frac{h\nu}{c} I_\nu \phi(\nu) (N_n B_{nm} - N_m B_{mn})$$

1.4 Numeri quantici e regole di selezione

La probabilità di transizione determina la distinzione tra le righe che vengono dette **permesse**, **semiproibite** e **proibite**. La probabilità che un dato evento possa avvenire favorisce le transizioni permesse, mentre le altre hanno una probabilità via via sempre più bassa di avvenire. Tuttavia questo non implica che non possano essere osservate in nessun caso.

Secondo il modello atomico di Bohr, l'elettrone si muove attorno all'atomo su livelli energetici ben precisi e determinati univocamente da una serie di numeri, detti numeri quantici:

- **n** : Il *numero quantico principale* descrive l'energia dell'elettrone secondo la formula

$$E = 13,6 \frac{Z^2}{n^2}$$

, dove Z rappresenta il *numero atomico*. Fisicamente, il numero quantico principale è indicatore della dimensione dell'atomo, e ovviamente può assumere solo valori positivi.

- **l** : Il *numero quantico secondario* descrive la forma dell'orbitale e il momento angolare orbitale dell'elettrone. Esso può assumere valori da 0 a $n-1$.

- **m** : Il *numero quantico magnetico* prevede valori da $-l$ a $+l$ a passi interi e determina l'orientamento spaziale in presenza di un campo magnetico.

- **m_s** : Il *numero quantico di spin* può assumere anche valori frazionari, e nel caso

dell'elettrone può assumere due soli valori $\pm\frac{1}{2}$, e quantizza il momento angolare intrinseco. Anche se esso si manifesta come un vero e proprio momento angolare, in realtà rappresenta qualcosa di diverso.

Ci serviremo dei numeri quantici appena definiti per capire al meglio la distinzione tra le varie transizioni (permesse, semiproibite e proibite).

1.4.1 Transizione di dipolo

Le righe permesse soddisfano le condizioni per le transizioni di dipolo, che sono quelle trattate finora.

- $\Delta n =$ arbitrario, ma diverso da zero. (affinchè una transizione possa essere descritta del dipolo il livello energetico deve cambiare)
- $\Delta l = \pm 1$
- $\Delta S = 0$
- $\Delta J = 0, \pm 1$ (momento angolare totale $J=L+S$)
- $\Delta L = 0, \pm 1$

1.4.2 Transizione di quadrupolo

Quando una delle regole di selezione precedenti non è rispettata allora possiamo provare ad utilizzare il quadrupolo elettrico, che descrive le righe semi-proibite. Le regole di selezione sono:

- $\Delta n =$ arbitrario
- $\Delta l = \pm 2$
- $\Delta S = 0$
- $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$
- $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$

1.4.3 Transizione di dipolo magnetico

Il dipolo magnetico si riferisce alla struttura iperfine, poichè i livelli energetici differiscono di piccole quantità. Esso descrive le righe proibite.

Le regole di selezione sono:

- $\Delta n = 0$
- $\Delta l = 0$
- $\Delta S = 0$
- $\Delta J = 0, \pm 1$.
- $\Delta L = 0$.

In queste transizioni avviene una variazione nel valore di spin, in particolare nell'elettrone, esso può variare dal valore $+\frac{1}{2}$ a $-\frac{1}{2}$, o viceversa.

Le transizioni di quadrupolo sono caratterizzate da un coefficiente di Einstein A_{mn} di circa 8 ordini di grandezza inferiore quelle di dipolo, mentre le transizioni di dipolo magnetico si differiscono di circa 20 ordini di grandezza. Questo spiega ampiamente perchè vengono chiamate transizioni

semiproibite e proibite.

1.5 Righe collisionali

Fino ad ora abbiamo tenuto conto solo di transizioni radiative, che avvengono per mezzo dell'interazione con un fotone, ma esistono anche delle transizioni generate da scambi energetici di tipo collisionale. Queste non sono importanti in regimi nebulari, ma possono farsi via via più intense all'aumentare della densità, e quindi dei partner collisionali.

In genere si tratta di urti elastici tra particelle, dove l'energia prima e dopo l'urto è diversa. Questo perchè ciò che varia è l'energia di legame, e quindi anche se non sembra l'urto è di tipo elastico.

Introduciamo un nuovo coefficiente, C_{mn} o C_{nm} , che descrive la probabilità che una data transizione collisionale avvenga nell'unità di tempo.

$$C(E) = N_p v \sigma(E)$$

dove N_p rappresenta il numero di partner collisionali, v la velocità, e $\sigma(E)$ la cross-section. Se siamo in presenza di collisioni, allora siamo all'equilibrio termico. Possiamo quindi riscrivere un'equazione che descriva tutte le possibili transizioni, tenendo conto anche di quelle collisionali:

$$N_m \left(B_{mn} \frac{4\pi I_\nu}{c} + A_{mn} + N_p Q_m n \right) = N_n \left(B_{nm} \frac{4\pi I_\nu}{c} + N_p Q_n m \right)$$

In questa equazione, $\frac{4\pi I_\nu}{c}$ rappresenta la densità di energia del campo di radiazione, N_m ed N_n la popolazione nei rispettivi livelli.

Si può notare che il numero di transizioni uscenti da un livello è uguale a quello delle entranti.

Possiamo osservare produzione di fotoni solo nelle transizioni radiative, per questo motivo sono più interessanti. Mentre si può parlare di equilibrio termico nel caso in cui prevalgano quelle collisionali.

In contesti nebulari si ha $\frac{A_{mn}}{N_p Q_{mn}} \gg 1$, dunque ogni eventuale eccitazione collisionale è subito seguita da una diseccitazione radiativa, che riporta lo ione nello stato fondamentale. Quindi si può dire che tutti gli ioni si trovano nello stato fondamentale. Questa è una condizione opposta all'equilibrio termico, poichè se dominano le collisioni, ovvero all'equilibrio termico, A_{mn} è trascurabile perchè le uniche eccitazioni o diseccitazioni sono collisionali.

2 Shift

2.1 Effetto Doppler

Tutti gli elementi chimici sono stati catalogati spettroscopicamente in laboratorio, poichè ognuno di essi genera una serie ben precisa di righe. Ogni qual volta ci troviamo a studiare lo spettro di una sorgente astrofisica che emette della radiazione, possiamo notare questi "pacchetti" di righe, dipendentemente dagli elementi che costituiscono l'oggetto osservato. Tuttavia ci accorgiamo che le righe osservate nella nostra sorgente astrofisica sono spostate verso destra o verso sinistra. Chiariremo adesso a cosa è dovuto questo effetto.

Tutti gli oggetti dell'universo sono in movimento gli uni rispetto gli altri, e questo causa il fenomeno chiamato **effetto Doppler**, che provoca uno spostamento verso il rosso o verso il blu della riga, a seconda che l'oggetto si stia allontanando o avvicinando all'osservatore con velocità v , secondo la formula:

$$\frac{v}{c} = \frac{\lambda_{oss} - \lambda_{lab}}{\lambda_{lab}} \quad (2.1)$$

L'osservazione della lunghezza d'onda della transizione in laboratorio ci permette di comprendere come l'oggetto si muove rispetto a noi. Conoscendone il moto, si può comprendere quale specie atomica sia responsabile della riga osservata.

Tecnicamente, se $z < 0$ (dove $z = \frac{v}{c}$) si parla di blueshift e l'oggetto si sta avvicinando, mentre nel caso del redshift, l'oggetto si sta allontanando dall'osservatore.

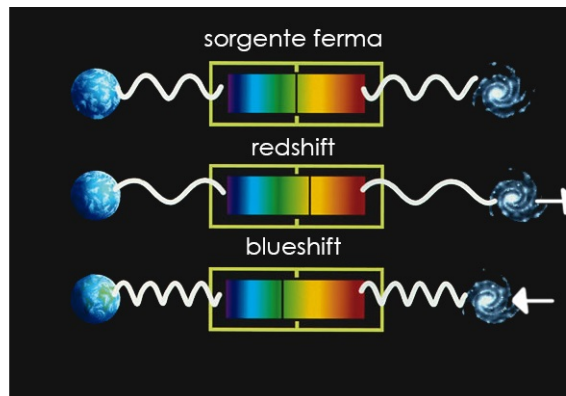
2.1.1 Altri tipi di redshift

Oltre al redshift semplice, si possono verificare altri due 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.
- **Shift gravitazionale** : la frequenza della radiazione tende a diminuire sotto l'azione di un campo di gravità che modifica la curvatura dello spazio-tempo:

$$\frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{gr}{c^2}$$

dove g è l'accelerazione gravitazionale pari a GM/r^2 , ed r la distanza dal corpo.



2.1.2 Alcuni Effetti del redshift sulle righe spettrali

L'effetto Doppler ha diverse ripercussioni sulle nostre osservazioni, per questo motivo possiamo sfruttarlo per trarne delle importanti informazioni:

- **Nube in espansione:**

Se stiamo osservando una nube in espansione vedremo le righe allargarsi a causa dell'espansione stessa. Una parte dell'oggetto si sta avvicinando all'osservatore, ed allo stesso tempo un'altra parte si sta allontanando. Questo causa complessivamente un'allargamento della riga, dovuto alla presenza contemporanea di un redshift e un blueshift. Questo allargamento non è dovuto all'agitazione termica (come vedremo più avanti), ma semplicemente alla dinamica.

- **Due nubi che ruotano attorno ad un centro di gravità:**

La nube che si muove verso l'osservatore causa un blueshift sulle righe, mentre la nube che si allontana causa un redshift. Questo fa sì che la riga si sdoppi, e piuttosto che una singola riga, sarà possibile osservare due righe: una spostata verso il blu rispetto a quella originale, ed una verso il rosso.

- **Galassia in rotazione:**

Effetto analogo al primo descritto. Anche qui l'effetto complessivo sarà un allargamento della riga.

- **Galassia in rotazione (vista dall'alto):**

In questo caso, anche se la galassia sta ruotando, la distanza di tutta la nube è costante. Quindi non si assiste ad alcuna modifica sulle righe spettrali.

3 Allargamento

Abbiamo già affermato che la radiazione emessa in una transizione non è mai perfettamente monocromatica. Essa infatti può essere rappresentata da una curva di tipo gaussiano fortemente piccata sulla lunghezza d'onda corrispondente alla differenza di energia tra i due livelli. La *Line Profile Function* è stata introdotta proprio per questo motivo. Ci sono almeno tre processi principali che contribuiscono all'allargamento delle righe spettrali.

3.1 Allargamento intrinseco

La motivazione principale per cui una riga non può essere monocromatica è data dal principio di Heisenberg, per cui:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar.$$

Conoscendo il tempo di vita media di un elettrone in uno stato eccitato, che abbiamo calcolato come l'inverso del coefficiente di Einstein di emissione spontanea, si riesce a ricavare una stima dell'incertezza sull'energia. Possiamo quindi riscrivere la nostra

equazione come:

$$\Delta E \Delta t = \Delta h\nu \frac{1}{A_{mn}}$$

da cui segue

$$\Delta\nu \geq \frac{A_{mn}}{2\pi}$$

che è la minima larghezza permessa nella transizione da $m \rightarrow n$.

Si può calcolare l'ordine di grandezza dell'allargamento intrinseco, che risulta uguale a $\simeq 10^{-4}$ angstrom.

3.2 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 avviene solo se tutto l'oggetto è in moto rispetto all'osservatore.

In condizioni di equilibrio termico la distribuzione di velocità degli atomi è descritta dall'equazione di Maxwell, dove la velocità media è data da:

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Inserendo questa formula nella (2.1) e risolvendola rispetto alla variazione della lunghezza d'onda, si ha:

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Misurando questo allargamento e sostituendolo nella formula precedente si riesce ad avere una buona stima della temperatura dell'oggetto studiato.

L'allargamento dovuto all'effetto doppler è 1000 volte più importante dell'allargamento intrinseco, ed agisce prevalentemente sul core della riga.

3.3 Allargamento collisionale

L'orbitale di un atomo può essere perturbato da collisioni vere e proprie tra atomi neutri, che originano il fenomeno noto come allargamento collisionale, mentre l'effetto statistico dovuto alla vicinanza di un grande numero di ioni che producono campi elettrici, porta all'allargamento di pressione. Calcolare in modo preciso questo tipo di allargamento è davvero complesso visto che abbiamo a che fare con atomi e ioni diversi che interagiscono. Tuttavia, se si approssima con particelle identiche si riesce a calcolare l'intervallo tra due urti:

$$\Delta t_0 \approx \frac{l}{v} = \frac{1}{N\sigma\sqrt{2kT/m}}.$$

dove l è il libero cammino medio e σ la sezione d'urto. Da qui si può ricavare l'allargamento, che risulta:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2 N \sigma}{c\pi} \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

Questo influenza maggiormente le ali della riga ed ha un ordine di grandezza simile all'allargamento intrinseco.

4 Informazioni ricavabili dalle righe

Sia le righe in assorbimento che quelle in emissione sono importanti per trarre importanti conclusioni sulla natura del mezzo che attraversano, in particolare la loro forma e la loro profondità sono indicatori di importanti caratteristiche fisiche.

Per ottenere l'intensità della riga utilizziamo il flusso dell'oggetto a diverse lunghezze d'onda e lo confrontiamo con il valore del continuo, facendo il rapporto tra le due grandezze: F_v/F_c . La quantità $1 - (F_\lambda/F_c)$ è detta **profondità della riga**, e indica la radiazione sottratta o aggiunta alla riga.

Per misurare l'intensità di una riga in maniera univoca si usa invece la **larghezza equivalente**, definita come:

$$W = \int \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda$$

Possiamo dividere le righe spettrali in due parti: il core, la parte centrale intorno a λ_0 , e le ali, le regioni adiacenti alla zona di massimo assorbimento o emissione. Il core della riga si forma in zone più esterne, quindi più fredde rispetto al continuo perchè in queste regioni l'opacità è massima. Allontanandosi dal centro l'assorbimento avviene a livelli sempre più profondi, fino ad arrivare al continuo, quindi non si riescono a vedere zone della stella alla stessa profondità del continuo in corrispondenza delle righe.

Per descrivere le due zone servono curve diverse: una Gaussiana per la parte centrale, e una Lorentziana per le ali. L'insieme della curva del core e di quella della ali viene chiamato profilo di Voigt.

Per conoscere il numero di atomi N_a che determinano le caratteristiche di una certa riga spettrale partendo dalle sue caratteristiche osservate, moltiplichiamo N_a stesso per un fattore f , detto **forza dell'oscillatore**, che indica qual'è la percentuale di elettroni, di un dato atomo, che partecipano ad una data transizione. In questo modo otteniamo il numero di atomi effettivamente coinvolti nel produrre una data riga.

Per studiare al meglio tutto ciò usiamo un grafico logaritmico, chiamato **curva di crescita**, diverso per ogni riga ma con lo stesso andamento, che mette in relazione la larghezza equivalente (W) con il numero di atomi N_a che contribuiscono alla creazione della riga studiata. Questo grafico è formato da tre regimi:

- **Regime Lineare:**

In questo regime $W \propto N_a$, ed è dominato dall'effetto doppler, quindi contribuisce al core della riga. Aumentando il numero di atomi il core diventa sempre più profondo fino a quando si satura e risulta completamente opaco. Si passa così al regime

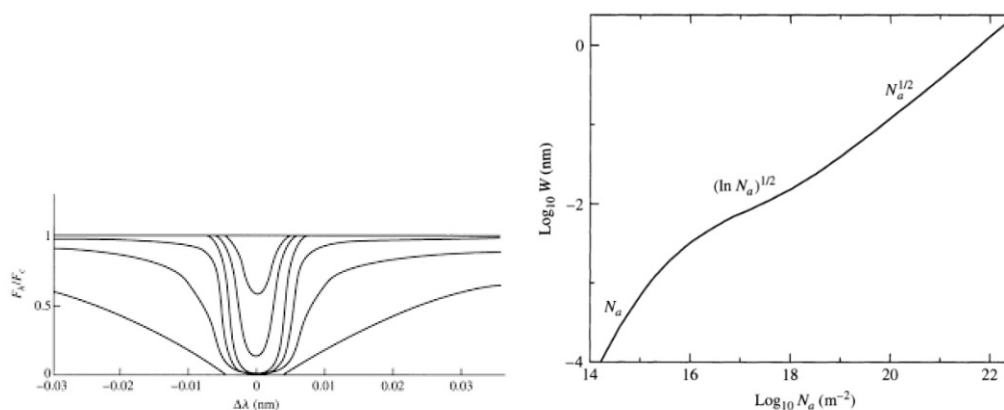
successivo.

• **Regime Piatto:**

$W \propto \sqrt{\log N_a}$, la riga inizia ad allargarsi ma il contributo alle ali si considera ancora trascurabile. Il core è ormai saturo.

• **Regime di smorzamento:**

$W \propto \sqrt{N_a}$, La W ritorna ad essere sensibile al variare di N_a rispetto al regime piatto. L'incremento di W è determinato dalle ali.



Nell'immagine possiamo vedere a sinistra la variazione del profilo di Voigt al variare della densità della specie chimica, mentre a destra abbiamo la curva di crescita.

5 Particolari casi astrofisici

5.1 Riga a 21cm

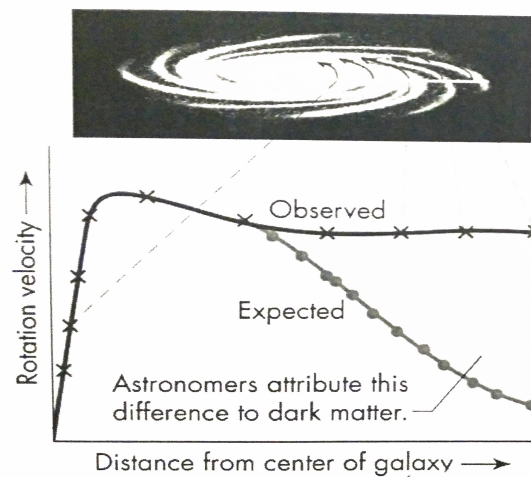
La riga 21 cm dell'idrogeno è una delle più importanti righe in astrofisica. L'elettrone nello stato fondamentale dell'idrogeno può avere spin parallelo o antiparallelo ($m_s = \pm 1/2$) a quello del protone. Questi due stati hanno energie leggermente differenti e lo stato di minima energia è quello 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: 1420,40 MHz (nella banda radio), oppure una lunghezza d'onda di 21,11 cm. 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.

Già negli anni '40 venne predetto che essa potesse essere osservata in ambiente astrofisico a causa delle elevatissime quantità di idrogeno neutro nei dischi delle galassie a spirale.

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 (a differenza della maggior parte delle righe spettrali), ed è praticamente invisibile all'atmosfera terrestre, che la lascia passare indisturbata.

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. Inoltre si ricavano dati molto precisi, dato che la riga è molto stretta. Dall'analisi dell'Idrogeno neutro si può calcolare la curva di rotazione, e confrontando il modello teorico con quello osservato, sono state ricavate prove inconfutabili dell'esistenza della **materia oscura** negli aloni galattici. Il modello teorico infatti prevede una caduta kepleriana ad una certa distanza dal centro galattico (quando la densità si abbassa sufficientemente), mentre osservativamente ciò non è stato rilevato, suggerendo che la densità in effetti non diminuisce, ma semplicemente non siamo in grado di osservare questa massa mancante, detta appunto materia oscura.



5.2 Quasar

I Quasar sono degli oggetti unici per le loro caratteristiche fisiche, e per questo sono sempre stati soggetti ad intensi studi. Si tratta di nuclei galattici attivi dalle caratteristiche inspiegabili prima della misurazione del loro redshift: luminosità enormi, ristretti in un volume minimo, con delle emissioni variabili irregolari.

Una volta misurato il redshift, i meccanismi di questi oggetti sono apparsi subito più chiari. Si trattava infatti 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 e che precipita all'interno di esso. Quando la materia è abbastanza vicina, e viaggia a velocità relativistiche, emette circa il 15% 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).

Riferimenti bibliografici

- [1] George B. Rybicki, Alan P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley, 2004.
- [2] Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie, *Introduction to Modern Astrophysics*. Pearson, 2006.
- [3] Francesco R. Ferraro, *Dispense del corso di Astrofisica stellare*, 2016.
- [4] Daniele Dallacasa, *Dispense del corso di Processi di radiazione e MHD*, 2016.
- [5] H. Karttunen, P. Kroger, H. Oja, M. Poutanen, K. J. Donner, *Fundamental Astronomy*, 2007.