

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea in Astronomia

Classificazione spettrale delle stelle

Tesi di laurea

Presentata da:

Nicola Panico

Relatore:

Chiar.mo Prof. Daniele Dallacasa

Sessione IV

Anno accademico 2018-2019

Indice

1 Corpo nero	2
2 Righe spettrali	
2.1 Definizione di righe spettrali.....	3
2.2 Formazione delle righe spettrali.....	4
2.3 Forma delle righe spettrali.....	5
2.3.1 Allargamento delle righe spettrali.....	7
2.3.2 Rapporto tra righe e abbondanza degli elementi.....	8
2.3.3 Equazione di Boltzmann.....	9
2.3.4 Equazione di Saha.....	10
2.3.5 Esempio pratico: la serie di Balmer.....	11
3 Classificazione spettrale delle stelle	
3.1 Classificazione di Harvard.....	13
3.2 Principali caratteristiche delle classi spettrali.....	13
4 Diagramma H-R	16

1 Corpo nero

Un corpo nero è un oggetto che assorbe tutta la radiazione che incide su di esso, senza rifletterla ed è in equilibrio con la radiazione stessa. Si definisce corpo nero ideale una cavità vuota e isolata termicamente riempita solo da radiazione.

Quindi il corpo nero si trova in uno stato di equilibrio termico descritto dalla legge di Kirchhoff:

$$\mathcal{E}(\nu) = \mu(\nu) = 1$$

Dove $\mu(\nu)$ rappresenta l'assorbimento in funzione della frequenza mentre $\mathcal{E}(\nu)$ rappresenta l'emissività in funzione della frequenza.

Per ottenere una radiazione di corpo nero e quindi uno spettro, si tiene stabile la temperatura della cavità (corpo nero ideale) fino a quando essa non raggiunge l'equilibrio termico; a quel punto si pratica un foro e si misura la radiazione interna.

L'intensità della radiazione emessa da un corpo nero, in funzione della lunghezza d'onda λ dipende solamente dalla temperatura del corpo nero ed è descritta dalla legge di Plank:

$$B(\lambda, T) = 2 \frac{hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kt} - 1} [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}]$$

Integrando la funzione di Plank su tutte le frequenze possiamo ottenere il valore di brillantezza bolometrica, pari a:

$$B(T) = \int_0^{\infty} B(\nu, T) d\nu = kT^4$$

Dove k è una costante derivante dall'integrazione della legge di Plank.

Volendo esprimere il tutto in termini di flusso $F(T)$ otteniamo la legge di Stephan-Boltzmann:

$$F(T) = \pi B(T) = \sigma T^4$$

Dove σ è la costante di Stephan-Boltzmann, di valore $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$.

La seconda legge fondamentale quando si studia lo spettro di un corpo nero è la legge dello spostamento di Wien. Questa legge ci fornisce la λ_{max} , ovvero la lunghezza d'onda alla quale abbiamo il massimo di emissione e quindi, il picco della plankiana. La legge si ottiene massimizzando la legge di Plank cioè ponendo uguale a zero la sua derivata; la legge che ne deriva è la legge dello spostamento di Wien:

$$\lambda_{max} T = 0,29 \text{ cm} \cdot \text{K}$$

Questa legge mostra come si sposta il picco delle curve di corpo nero in base alle variazioni di temperatura; nello specifico, temperature maggiori produrranno spettri il cui picco si trova

a lunghezze d'onda minori, quindi spostato verso l'ultravioletto, al contrario al diminuire della temperatura il picco dello spettro si sposterà verso lunghezze d'onda maggiori.

Il corpo nero assume particolare importanza nello studio degli spettri stellari in quanto gli spettri continui delle stelle (in rapporto alle loro temperature superficiali) approssimano molto bene una curva di corpo nero, tranne che per la presenza delle righe spettrali, che saranno oggetto della trattazione dei prossimi capitoli.

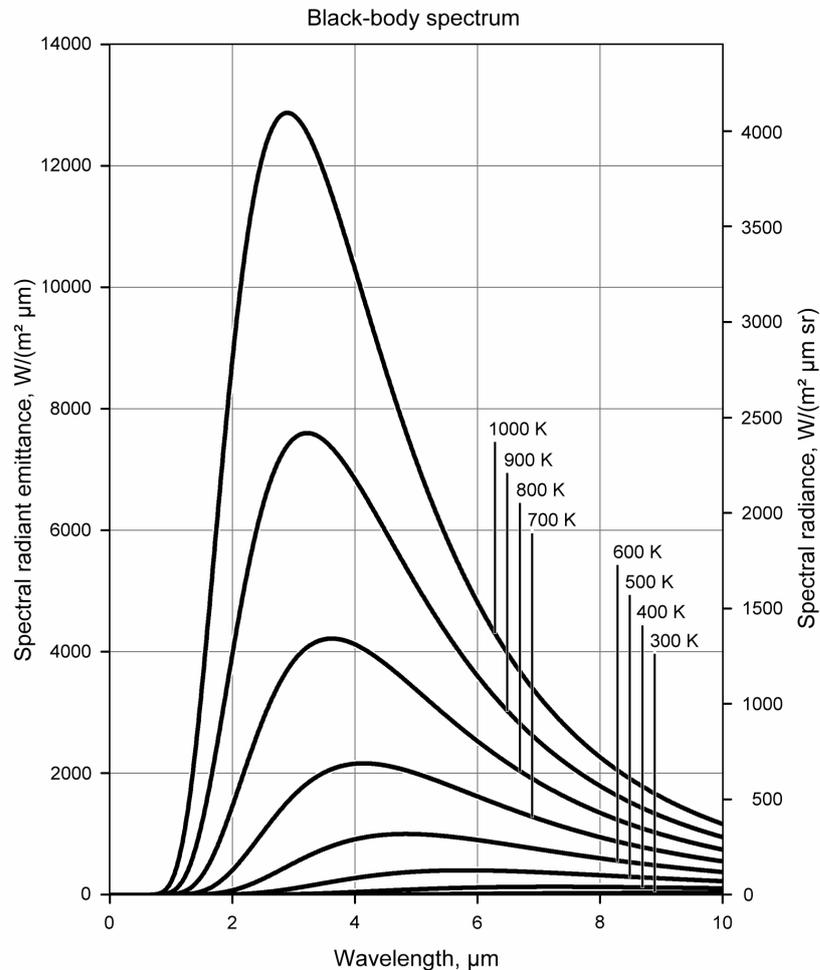


Figura 1: L'andamento dello spettro è dato dalla sola temperatura, le curve non si intersecano mai e all'aumentare della temperatura il picco si sposta su lunghezze d'onda minori

2 Righe spettrali

2.1 Definizione di righe spettrali

Dopo aver parlato dello spettro di emissione continuo ci si focalizza ora nella trattazione della parte discreta dello spettro, ovvero delle righe spettrali. L'insieme delle righe spettrali è fondamentale al fine di classificare le varie stelle, come vedremo, ogni specie atomica presenta le proprie righe ad una data frequenza ed esse sono un indice della temperatura della stella.

Esse si formano per transizioni bound-bound, cioè transizioni energetiche di elettroni legati nell'atomo e transizioni bound-free anche dette ionizzazione, nelle quali l'energia del fotone è tale da dissociare l'elettrone dal nucleo. Queste righe spettrali si presentano come delle linee nere in un

determinato intervallo di frequenze alle quali la radiazione, venendo assorbita, non arriva all'osservatore.

Essendo inoltre originate da transizioni atomiche le righe spettrali ci forniscono un'informazione precisa sulla composizione chimica delle atmosfere stellari e sulla relativa abbondanza di questi elementi.

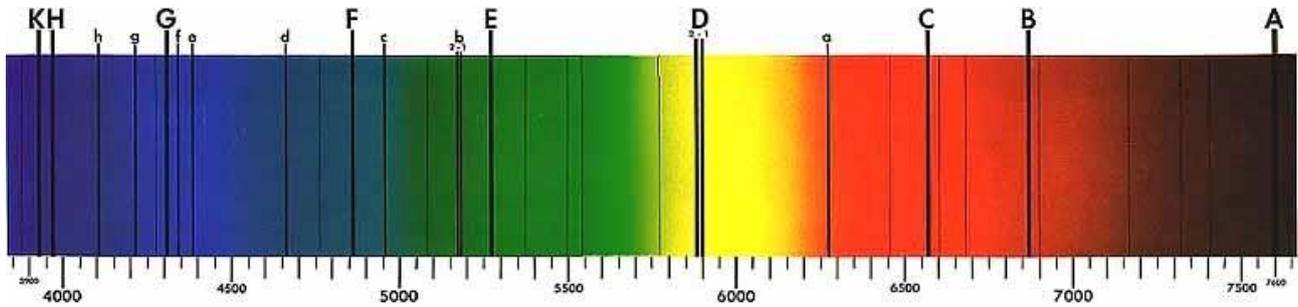


Figura 2: si può notare come oltre allo spettro continuo ci siano delle righe di assorbimento a determinate lunghezze d'onda

2.2 Formazione delle righe spettrali

Gli elettroni si dispongono in un atomo su orbite ben precise, definite dal numero quantico principale n che può assumere valori discreti interi ($n = 1, 2, 3 \dots$)

Il numero n definisce la dimensione dell'orbita:

$$a_n = a_0 \frac{n^2}{Z} \quad \text{con} \quad a_0 = 0.53 \text{Å}$$

Tra due stati energetici diversi quindi esiste una certa differenza di energia ΔE discreta e inoltre la dimensione dell'orbita dipende dal numero atomico Z quindi ogni specie atomica presenterà diversi livelli energetici. L'assorbimento della radiazione si ha quando un elettrone passa da uno stato n ad uno stato m di energia superiore, questo avviene solamente quando l'elettrone assorbe un fotone di energia $h\nu = E_m - E_n$, ovvero l'esatta differenza energetica tra i due orbitali; il fotone che viene assorbito proviene dalla radiazione continua di fondo quindi venendo assorbito nello spettro a quella determinata frequenza non ci giungerà informazione sulla radiazione.

Oltre ad avere transizioni atomiche bound-bound ovvero passaggio di un elettrone da un orbitale ad un altro (eccitazione), si possono anche avere transizioni bound-free che interessano l'ultimo orbitale occupato, quindi gli elettroni più esterni.

Si definisce energia di ionizzazione l'energia necessaria per portare un elettrone a distanza infinita dal nucleo, quindi estrarlo dal nucleo. In questo caso il fotone deve avere una energia tale da far acquistare all'elettrone energia cinetica pari a:

$$h\nu = E_{ion} + E_{cin}$$

Naturalmente più un orbitale è vicino al nucleo, quindi più ci si avvicina all'orbitale con energia inferiore E_0 (livello fondamentale), più è difficile estrarlo dal nucleo stesso, cioè occorreranno fotoni di energia sempre maggiore. Un atomo può avere diverse energie di ionizzazione in base a quanti orbitali occupati da elettroni possiede.

2.3 Forma delle righe spettrali

Per poter estrapolare le informazioni di cui abbiamo bisogno da una riga spettrale dobbiamo innanzitutto studiarne la forma, in particolare l'intensità della riga rispetto al continuo e la profondità della riga stessa.

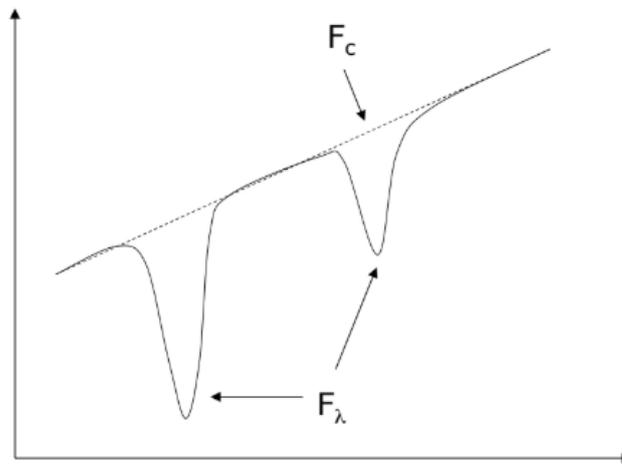


Figura 3: Variazione del flusso data dalle righe in emissione rispetto all'emissione continua

Si può calcolare l'intensità della riga rispetto al continuo facendo il rapporto:

$$I_{\lambda} = \frac{F_{\lambda}}{F_c}$$

al variare della lunghezza d'onda, inoltre possiamo calcolare la profondità della riga, questa è data dal rapporto:

$$D_{\lambda} = \frac{1 - F_{\lambda}}{F_c}$$

Ora andiamo a considerare i fattori che contribuiscono all'allargamento di una riga e le sue caratteristiche principali.

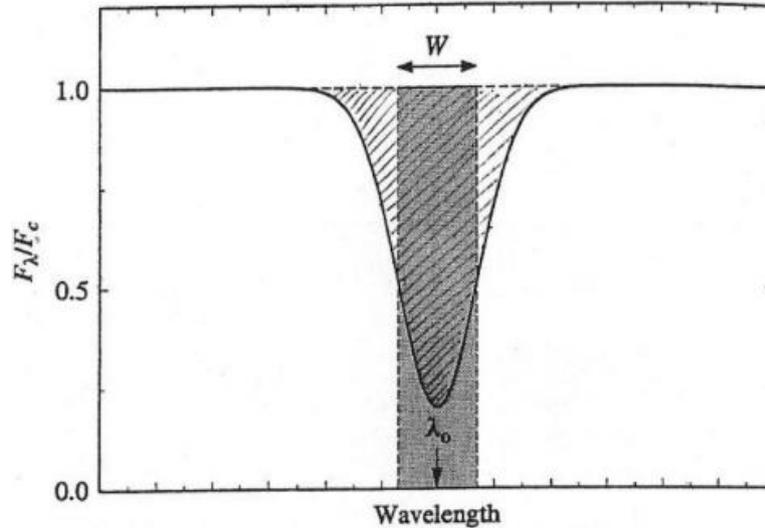


Figura 4: Forma di una riga spettrale, la parte centrale costituisce il core della riga, le parti esterne le ali

La quantità W , detta larghezza equivalente, è utilizzata per poter calcolare in maniera univoca l'intensità di una riga spettrale. Viene definita come un rettangolo di altezza unitaria con area pari a quella sottratta dalla riga spettrale rispetto al continuo:

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

Il core della riga si ha in prossimità della lunghezza d'onda $\lambda = \lambda_0$, questa zona è quella con opacità massima e quindi si origina in zone più esterne rispetto al continuo dove il gas risulta più freddo. Essendo questa zona opaca non riusciamo a vedere le zone della stella alla stessa profondità che formano il continuo (cioè in corrispondenza del core della riga si ha il massimo assorbimento). Spostandosi da λ_0 si va verso le parti esterne della riga dette ali; in queste zone l'assorbimento avviene in regioni sempre più profonde fino a quando non si ricongiunge con il continuo.

Le righe spettrali non hanno tutte le stesse dimensioni ma possono essere più o meno larghe, in questo contesto è utile tenere conto anche della FWHM (full width at half maximum), detta anche larghezza a metà altezza, che parametrizza la forma della riga come:

$$(\Delta\lambda)_{1/2} = \frac{F_c - F_\lambda}{F_c - F_{\lambda_0}} = 0,5$$

Una riga si dice otticamente sottile quando non esiste una λ_0 alla quale il flusso è completamente assorbito.

2.3.1 Allargamento delle righe spettrali

I principali processi di allargamento di una riga spettrale sono 3:

1. Allargamento intrinseco
2. Allargamento Doppler
3. Allargamento collisionale

L'allargamento intrinseco deriva dal principio di indeterminazione di Heisenberg:

$$\Delta E \cdot \Delta t = \frac{h}{2\pi}$$

Essendo il flusso F una grandezza dipendente dall'energia, questo principio ci dice che una riga non può essere infinitamente sottile in quanto avremmo sempre una certa indeterminazione sull'energia. Numericamente parlando l'effetto di allargamento intrinseco è molto piccolo, dell'ordine di 10^{-4} \AA .

L'allargamento Doppler è dovuto al moto di agitazione termica degli atomi all'interno di un gas. In condizioni di equilibrio termico la distribuzione di velocità delle particelle di un gas è descritta dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann:

$$n_v dv = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv$$

Numericamente il contributo dell'allargamento Doppler è circa 0.2 \AA , molto maggiore del contributo intrinseco. L'allargamento Doppler è molto incidente sulla riga ed è il principale fenomeno di allargamento, tuttavia il suo contributo decresce esponenzialmente man mano che ci allontaniamo dalla parte centrale della riga quindi da $\lambda = \lambda_0$. Questa decrescita esponenziale è dovuta al fattore $e^{-\frac{mv^2}{2kt}}$ presente nella distribuzione di Maxwell-Boltzmann. Oltre ai normali effetti termici ci possono essere anche effetti di turbolenza, cioè spostamenti di gas su larga scala; questo effetto venne dedotto osservando spettri di giganti e supergiganti, in queste stelle infatti questo processo di allargamento è molto marcato.

Infine, il terzo processo di allargamento è quello collisionale, derivante dalle collisioni tra gli atomi del gas, l'entità generale dell'effetto deriva dal tempo medio di collisione tra gli atomi Δt_0 questo a sua volta dipende inversamente dalla radice della temperatura:

$$\Delta t_0 \propto \frac{1}{\sqrt{\frac{2kT}{m}}}$$

Più quel fattore è grande e più lo stato che lo origina è denso quindi l'effetto di allargamento dipende dalla densità dell'atmosfera dal quale si origina la riga. Numericamente questo effetto è dell'ordine di 10^{-4} Å, quindi anch'esso molto piccolo.

L'allargamento collisionale insieme all'allargamento intrinseco formano il profilo di smorzamento della riga. L'insieme del profilo dato dall'allargamento Doppler e dal profilo di smorzamento forma il profilo di Voigt della riga, più in generale una riga è formata da un core Doppler e dalle ali, dominate dal profilo di smorzamento. Questo perché il profilo Doppler è predominante nelle regioni centrali della riga ma la sua rapida decrescita esponenziale lo rende meno influente nelle ali.

2.3.2 Rapporto tra righe e abbondanza degli elementi:

Oltre alla dipendenza dalla temperatura, le dimensioni di una riga spettrale presentano un'altra dipendenza molto importante, quella da N_a , ovvero dagli atomi assorbenti. Quando si osserva una riga spettrale, in realtà, si sta osservando una precisa transizione atomica per quella determinata specie chimica. Quindi preso N il numero di atomi totali di una determinata specie chimica (vengono presi come N il numero di atomi totali al di sopra della zona della stella $\tau = 2/3$, in quanto le righe vengono generate, come già detto, da zone della stella più esterne rispetto a quella che produce il continuo), nel processo di produzione della riga agiranno solo una frazione di N , che viene denominata N_a , cioè il numero di atomi di quella specie chimica che partecipano attivamente in quella transizione atomica. Ora, tenendo conto che non tutte le transizioni sono equiprobabili, per ottenere il numero di atomi che sono attivamente coinvolti nel formare una riga occorre moltiplicare il numero di atomi assorbenti per una funzione f , che parametrizza la probabilità di una data transizione atomica; otteniamo così il numero di atomi attivamente coinvolti per cm^2 come $f \cdot N_a$.

Possiamo ora vedere come varia il profilo della riga e quindi la grandezza W al variare di N_a

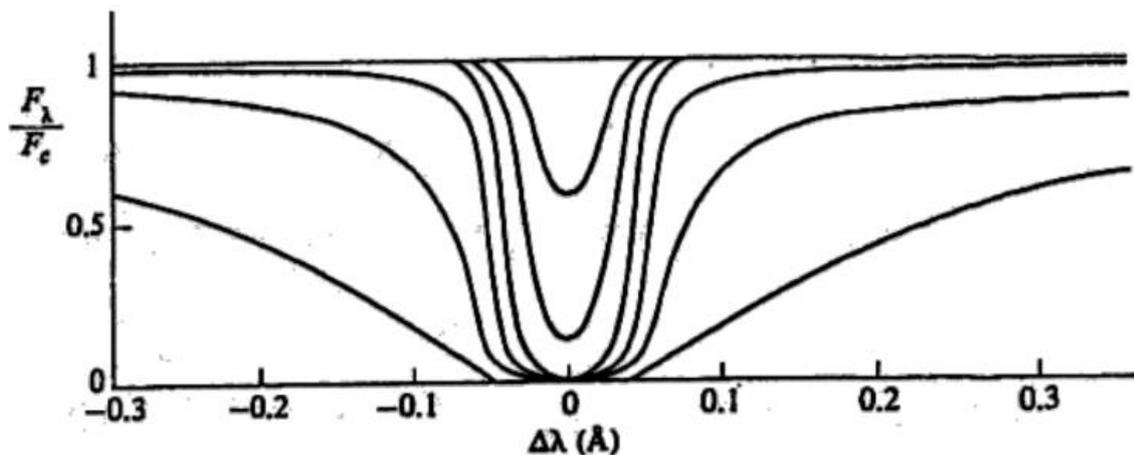


Figura 5: Profilo di una riga in assorbimento al variare del numero di atomi assorbenti

Come si vede dalla figura inizialmente un aumento di N_a produce un effetto concreto sul core della riga e un effetto trascurabile sulle ali. Continuando ad aumentare N_a il core si fa sempre più profondo fino a diventare completamente opaco. Quando il core si è saturato completamente aumentando N_a il contributo delle ali resta ininfluente e il core si allarga leggermente se N_a continua a crescere allora l'effetto di allargamento comincia a essere influente nelle ali della riga e la larghezza equivalente torna crescere.

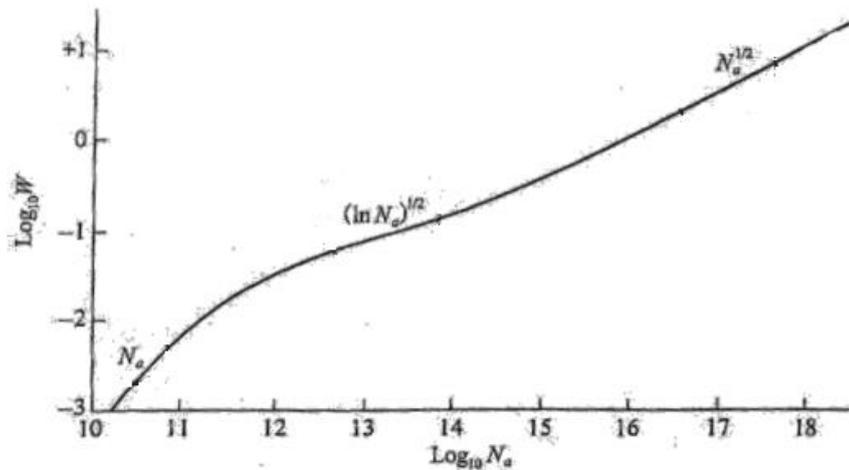


Figura 6: Curva di crescita di W in funzione del numero di atomi assorbenti

Le equazioni che consentono di descrivere le popolazioni di una specie chimica in un determinato stato energetico (sia eccitato che ionizzato) sono: l'equazione di Boltzmann e di Saha.

Entrambe queste equazioni hanno alla loro base la distribuzione di Maxwell-Boltzmann che, come già detto, fornisce la distribuzione statistica di velocità per un gas in equilibrio termico ad una data temperatura.

2.3.3 Equazione di Boltzmann

L'equazione di Boltzmann permette di stimare la percentuale di atomi che occupano un certo livello energetico eccitato ad una data temperatura.

Sia N_b il numero di atomi in un certo stato eccitato al quale possiamo associare una certa energia E_b con il relativo peso statistico g_b , si può scrivere l'equazione di Boltzmann come:

$$\frac{N_b}{N_a} = \frac{g_b}{g_a} e^{-\frac{(E_b - E_a)}{kT}}$$

La differenza $(E_b - E_a)$ è anche detta potenziale di eccitazione, nel caso più semplice ovvero l'atomo di idrogeno il potenziale di ionizzazione è dato dalla formula:

$$(E_b - E_a) = Z^2 \left(\frac{1}{n_a^2} - \frac{1}{n_b^2} \right) 13.6 \text{ eV}$$

Questa relazione vale anche per tutti gli atomi detti idrogenoidi ovvero aventi solamente un elettrone, ecco perché nella formula viene considerato anche Z (numero di protoni).

Però a livello pratico la quantità che si vuole effettivamente sapere è la percentuale di atomi in un dato stato di eccitazione rispetto a tutti gli atomi in qualsiasi livello essi siano, possiamo quindi scrivere l'equazione di Boltzmann come:

$$\frac{N_{i,j}}{N_j} = \frac{g_i e^{-\frac{\chi_i}{kT}}}{U_j(T)}$$

Dove U_j è detto funzione di partizione e rappresenta la sommatoria di tutti i pesi statistici di tutti i livelli energetici pesati ovviamente da un fattore che dipende dalla temperatura e χ_i rappresenta il potenziale d'eccitazione per quel determinato livello energetico. Così facendo si trova il numero di atomi nello stato eccitato i rispetto a quelli nello stato di ionizzazione j considerato.

2.3.4 Equazione di Saha

L'equazione di Saha ci fornisce il numero o la percentuale di atomi ionizzati $j + 1$ volte rispetto a quelli ionizzati j volte. Dato un elettrone nello stato fondamentale in un atomo si dice potenziale di ionizzazione χ_i l'energia necessaria per portare questo elettrone ad una distanza infinita cioè per poterlo staccare dall'atomo, tenuto conto anche del numero di elettroni liberi e degli stati degeneri l'equazione che definisce le popolazioni degli stati ionizzati anche detta equazione di Saha può essere scritta come:

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} = \frac{2U_{j+1}}{U_j n_e} \left(\frac{2\pi kTm}{h^2} \right)^{2/3} e^{-\frac{\chi_i}{kT}}$$

Il fattore n_e rappresenta il numero di elettroni liberi; aumentando gli elettroni liberi la percentuale di atomi che si trovano nello stato di ionizzazione a energia maggiore diminuisce perché l'aumento di elettroni liberi favorisce la ricombinazione.

Come per la legge di Boltzmann è utile calcolare la percentuale di atomi in un dato stato di ionizzazione rispetto al totale degli atomi di quella specie chimica:

$$\frac{N_j}{N} = \frac{\prod_{k=1}^j \tau_k}{\sum_{k=1}^n \prod_{l=0}^k \tau_l} \quad \text{con } \tau_j = \frac{N_j}{N_{j-1}}$$

2.3.5 Esempio pratico: la serie di Balmer

Un ottimo esempio per poter vedere l'importanza delle equazioni di Boltzmann e Saha e per definire il ruolo giocato dalla temperatura nelle atmosfere è sicuramente la serie di Balmer per l'idrogeno.

Le righe in assorbimento di Balmer si originano da tutte le transizioni dell'idrogeno dal livello energetico con $n=2$ e seguono la relazione di Rydberg che descrive la transizione tra due livelli energetici come:

$$\frac{1}{\lambda} = R_h \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

In particolare, le righe in assorbimento della serie di Balmer rivestono particolare importanza in astronomia in quanto, oltre ad essere state le prime transizioni dell'idrogeno scoperte, sono presenti in molti spettri stellari questo è dovuto soprattutto alla grande quantità di idrogeno presente nell'universo. Inoltre, sono righe delle quali conosciamo con precisione la formazione e la lunghezza d'onda (grazie alla relazione di Rydberg) quindi rivestono un ruolo molto importante nell'osservazione e nella classificazione spettrale.

Ora si può mostrare come studiare queste righe tramite le equazioni di Saha e Boltzmann. Prendiamo come caso una classe spettrale che più di tutte presenta righe di Balmer in assorbimento: classe di tipo A. Queste stelle hanno una temperatura superficiale di circa $9500 K^\circ$, possiamo usare l'equazione di Boltzmann per studiare la popolazione di idrogeno con $n = 2$ in questa classe spettrale e vedere come varia in funzione della temperatura.

Quindi per prima cosa si calcola la popolazione dello stato eccitato con $n = 2$, considerando ovviamente solamente i due stati eccitati dell'idrogeno con $n = 1$ e $n = 2$:

$$\frac{N_2}{N_1 + N_2} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} 10^{-\chi_{12} \frac{5040}{T}}$$

Si ricorda che per l'atomo di idrogeno i pesi statistici si possono calcolare come: $g = 2n^2$.

Questa relazione dipende solamente dalla temperatura e ci fornisce un andamento della popolazione degli stati eccitati in funzione di T, però dall'analisi grafica si vede come il popolamento del livello eccitato N_2 cresca molto lentamente con la temperatura, per avere un popolamento significativo ovvero con un rapporto $\frac{N_2}{N_1} \sim 1$ accorrebbero temperature molto elevate di circa $85000 K^\circ$.

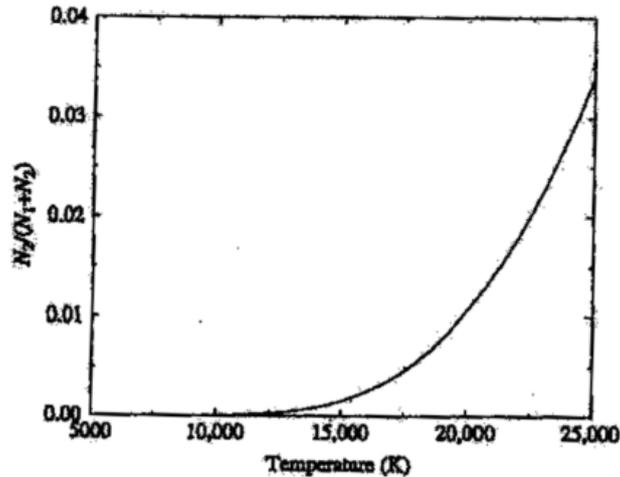


Figura 7: Andamento della popolazione dello stato eccitato $n=2$ in funzione di T

Sorge subito spontaneo chiedersi come mai allora proprio stelle di tipo A, con temperature molto inferiori, abbiamo le righe della serie di Balmer più marcate. In questo contesto è, allora, utile considerare anche il fenomeno della ionizzazione e quindi fare una trattazione anche tramite l'equazione di Saha, ovvero tenere conto della ionizzazione e vedere come varia la popolazione di atomi di idrogeno ionizzati:

$$\log \frac{N_{HII}}{N_{tot}} = -2,77 + \log T - \frac{68544}{T}$$

Abbiamo usato una forma più pratica dell'equazione di Saha usando i logaritmi.

Quindi otteniamo che le popolazioni del livello ionizzato sono molto sensibili alla temperatura in particolare passiamo dal circa 6% di atomi ionizzati a 8300 K° al 96% a 11300 K°, quindi la ionizzazione avviene in un range di circa 3000 K°. Alla temperatura delle stelle di tipo A il popolamento è di circa 52% questo spiega la presenza di righe della serie di Balmer così forti.

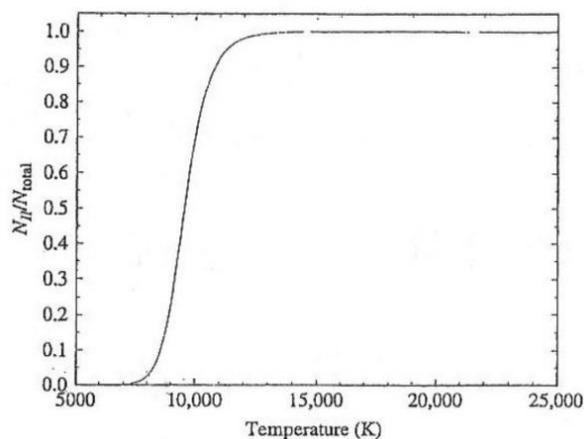


Figura 8: Andamento della popolazione di atomi ionizzati in funzione di T

3 Classificazione spettrale delle stelle

3.1 Classificazione di Harvard

Ora che si ha un quadro completo dei fenomeni principali che formano uno spettro stellare si passa alla vera e propria classificazione spettrale delle stelle. La classificazione delle stelle in base al loro spettro e quindi in base alla loro temperatura superficiale, ebbe inizio nel 1872 quando Henry Draper fotografò per la prima volta lo spettro di Vega successivamente il suo lavoro e la sua strumentazione fu ripresa dall'università di Harvard (su donazione della moglie di Draper) che proseguì nell'opera di catalogazione delle stelle. Proprio ad Harvard si deve la classificazione spettrale delle stelle con le conseguenti classi spettrali tutt'oggi in uso in astrofisica:

$$\begin{array}{c} C \\ O - B - A - F - G - K - M - L - T \\ S \end{array}$$

Le classi L e T furono aggiunte in seguito e si riferiscono alle nane brune. Ogni classe è a sua volta divisa in 10 sottoclassi caratterizzate da un numero, quindi per esempio la classe A, a sua volta avrà come sottoclassi: A0, A1, A2 A9.

3.2 Principali caratteristiche delle classi spettrali

Stelle di tipo O: Temperatura superficiale $20.000 - 35.000 + K^\circ$. Sono quindi stelle molto calde di colore blu intenso, non sono stelle molto comuni e l'alta temperatura della loro atmosfera rende il loro spettro ricco di righe di atomi ionizzati come *He II*, *C III*, *N III*, *O III*, *Si V*. La riga dell'elio *He II* è la più dominante, presenta anche righe di *He I*, nel visibile. Le alte temperature rendono molto difficile la presenza di righe dell'idrogeno che già a $30.000 K^\circ$ si trova quasi totalmente ionizzato.

Stelle di tipo B: Temperatura superficiale $11.000 - 20.000 K^\circ$. Sono stelle di colore blu chiaro. Nello spettro di queste stelle notiamo principalmente riga *He I*, anche se si fa via via più debole con le varie sottoclassi fino quasi a scomparire nelle stelle di tipo B9, altre righe importanti sono *O II*, *Si II*, *Mg II*. Sono presenti righe dell'idrogeno specialmente *H I* decisamente più intense rispetto alle stelle di classe O.

Stelle di tipo A: Temperatura superficiale $7.500 - 11.000 K^\circ$. Sono stelle di colore bianco, la riga principale di queste stelle è quella di *H I*, che domina la maggior parte dello spettro, col progredire delle sottoclassi diventano più forti e visibili anche le linee del calcio *Ca II K*, *Ca II H*. Viste le temperature non sono più presenti linee dell'elio né *He II* e *He I*. Nelle sottoclassi più fredde si cominciano a vedere le prime righe dei metalli.

Stelle di tipo F: Temperatura superficiale $6.000 - 7.500 K^\circ$. Sono stelle gialle chiare e bianche, la riga di *HI* si fa decisamente più debole viste le basse temperature per questa riga, invece si fanno più intense le righe del calcio ovvero la riga *Ca II K* e *Ca II H*. Sono presenti in maniera decisamente maggiore le righe dei metalli come *Fe I*, *Fe II*, *Cr II*, *Ti II*.

Stelle di classe G: Temperatura superficiale $5.000 - 6.000 K^\circ$. Sono stelle di colore giallo, anche il sole appartiene a questa classe spettrale, le righe predominanti dello spettro di queste stelle sono quelle del calcio *Ca II* che sono molto marcate, le righe dell'idrogeno *HI* si fanno sempre più lievi fino a scomparire, si fanno sempre più marcate le linee dei metalli anche ionizzati. In questa classe spettrale è visibile anche la G-band ovvero molecole formate dal gruppo CH+metalli a 431 nm.

Stelle di classe K: Temperatura superficiale $3.500 - 5.000 K^\circ$. Sono stelle di colore arancione e giallo scuro, il loro spettro è dominato completamente dalle righe dei metalli, a queste temperature le righe *HI*, diventano insignificanti. Molto importante la presenza della riga del *Ca I* a $422,7 \text{ nm}$, diventa ben visibile la G-band, verso la classe K5 diventano visibili anche le bande degli ossidi di titanio *TiO*.

Stelle di classe M: Temperatura superficiale $< 3.500 K^\circ$. Sono stelle rosse, la riga principale nel loro spettro è quella del calcio *Ca I* a $422,7 \text{ nm}$, diventano più marcate anche le righe degli ossidi di titanio *TiO*, inoltre iniziano a comparire le righe di molti metalli neutri sono quasi totalmente assenti le righe dei metalli ionizzati e dell'idrogeno.

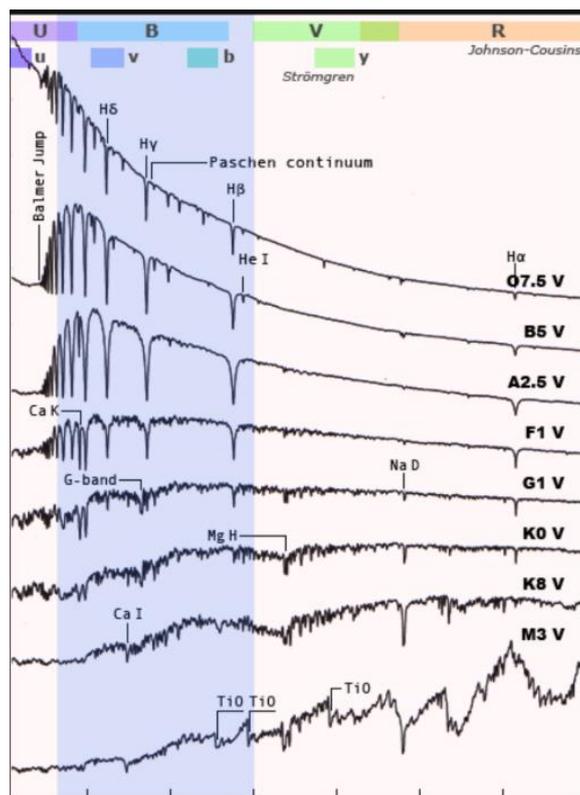


Figura 9: Spettri delle principali classi con relative righe più significative

Stelle di classe L: Temperatura superficiale $1.300 - 2.200 K^\circ$. Sono stelle di colore rosso scuro e marrone, questa classe di stelle comprende le stelle brune e nane brune, sono oggetti piccoli e freddi, hanno masse molto minori di una normale stella ma sufficiente a innescare la prima reazione di bruciamento dell'idrogeno. Viste le basse T le righe più marcate sono quelle del sodio e del potassio: $KI, Na I$. Scompaiono quasi totalmente le righe relative agli ossidi di titanio TiO .

Stelle di classe T: Temperatura superficiale $750 - 1.300 K^\circ$. Sono stelle di colore marrone, rientrano in questa classe tutte le nane brune più fredde, e viste le basse temperature il loro spettro è dominato da righe molecolari, le due righe più marcate sono quelle del metano CH_4 e dell'acqua H_2O .

Stelle di classe C: Temperatura superficiale di circa $3.000 K^\circ$. Sono stelle molto rosse dette stelle al carbonio, questo è dovuto alle forti righe di molecole composte con il carbonio quali: C_2, CH e CN . Questo eccesso di carbonio nell'atmosfera di queste stelle è dovuto principalmente al fatto che queste stelle sono vicine alla fine della loro vita.

Stelle di classe S: Temperatura superficiale di circa $3.000 K^\circ$. Sono stelle di colore rosso e presentano delle righe di assorbimento anomale molto marcate tra queste le più importanti sono le bande ZrO, TiO, LaO .

4 Diagramma H-R

Infine, è utile parlare anche del diagramma di Hertzsprung-Russell che mette in relazione la luminosità e le magnitudini assolute delle stelle con la loro classe spettrale (quindi con la temperatura). Questo diagramma è molto importante perché, oltre a legare tre quantità fondamentali quando si studia una stella, denota chiaramente come la maggior parte delle stelle si trovi lungo una fascia centrale chiamata sequenza principale, in alto a destra del diagramma invece si dispongono le stelle più grande e luminose denominate giganti e supergiganti, nell'estremità inferiore sinistra del grafico troviamo infine le nane bianche. Infine, dall'equazione di Boltzmann abbiamo che:

$$R = \frac{1}{T_e^2} \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma}}$$

Ovvero prese due stelle aventi la stessa temperatura superficiale T_e , le stelle più luminose saranno anche quelle più grosse, cioè, aventi raggio maggiore.

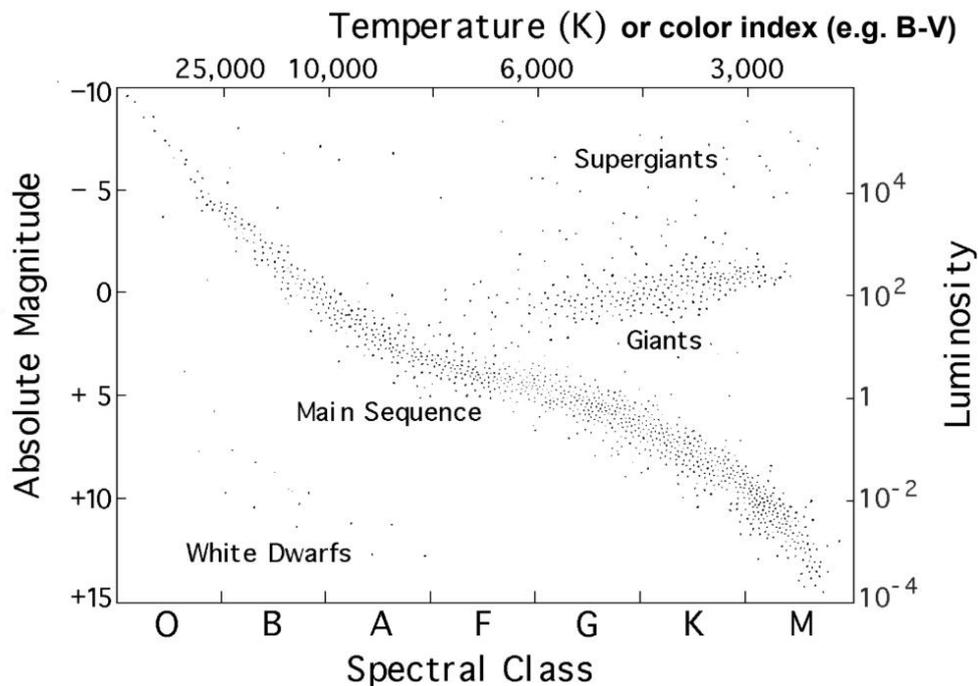


Figura 10: Diagramma H-R che lega Mag. assoluta con temperatura e luminosità

Bibliografia

- (1) *F.R. Ferraro, appunti del corso: astrofisica stellare*
- (2) *B. W. Carrol, D. A. Ostlie, An introduction to Modern Astrophysics, AddisonWesley Publishing Company, 1996*
- (3) *D. Dallacasa, appunti del corso: processi di radiazione e MHD*
- (4) *H. Karttunen, P. Kroger, H. Oja, M. Poutanen, K.J. Donner, Fundamental Astronomy. Fifth edition, ed. Springer, 2007*
- (5) *A. Cimatti, slide e appunti del corso: astronomia*