

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:
Silvia Petruzzi

Relatore:
Chiar.ma Prof.ssa
Marcella Brusa

Anno accademico 2023-2024

Indice

Abstract	
1 Classificazione spettrale	1
1.1 Classificazione di Secchi.....	1
1.2 Classificazione di Harvard	2
1.3 Classificazione di Yerkes.....	5
2 Diagramma Hertzsprung-Russell	6
3 Righe spettrali	8
3.1 Allargamento naturale.....	8
3.2 Allargamento Doppler o Termico.....	8
3.3 Allargamento Collisionale o di Pressione	10
4 Equazioni di Boltzmann e di Saha	11
4.1 Equazione di Boltzmann	11
4.2 Equazione di Saha.....	12
4.3 Uso combinato delle due equazioni	13
Bibliografia.....	16

Abstract

Classificare le stelle in relazione al loro spettro ci aiuta a conoscerne meglio la natura, la composizione chimica ed i processi che ne regolano la vita.

In questo elaborato si ripercorre la storia della classificazione spettrale, partendo dall'idea del monaco gesuita A. Secchi che distingueva le stelle in base al loro colore e linee di assorbimento presenti nello spettro, fino ad arrivare all'odierna classificazione di Harvard ed alle migliorie aggiunte da quella di Yerkes, aventi parametri più caratteristici come luminosità e temperatura.

Con l'aumento dei dati e degli spettri raccolti, E. Hertzsprung e H.N. Russell elaborarono un diagramma che metteva in relazione la temperatura, la magnitudine assoluta e la luminosità delle stelle, fornendo così uno strumento pratico per studiarne il ciclo di vita.

È importante tenere presente che lo spettro di una stella presenta bande in assorbimento ed emissione univoche per ogni elemento chimico, caratterizzate da allargamenti dovuti a diversi fattori come pressione e temperatura che ne influenzano lo studio.

Studiare le equazioni che regolano le reazioni termonucleari ed i processi chimico-fisici all'interno delle stelle ci aiuta a capirne meglio la natura dello spettro e, quindi, della stella stessa, fornendoci informazioni preziose sulla composizione chimica e sulla vita del corpo celeste.

Capitolo 1

Classificazione spettrale

In seguito alla nascita della spettrometria e della fotografia fu possibile, agli inizi del 1800, scattare la prima lastra fotografica. Nel 1802 W.H. Wollaston fu il primo fisico che durante un esperimento sulla rifrazione del vetro, osservò e identificò la presenza di righe scure nello spettro solare.

Sarà poi J. Fraunhofer nel 1814 a dare la giusta interpretazione a questo fenomeno, identificando circa 600 di queste righe e misurando la lunghezza d'onda di metà di esse, scoprendo in seguito che le stelle hanno spettri molto diversi tra loro e fornendone una prima classificazione generica, in relazione al tipo di spettro. L'identificazione di alcune di queste righe e la loro associazione ad elementi chimici noti si deve a W. Huggins nel 1864.

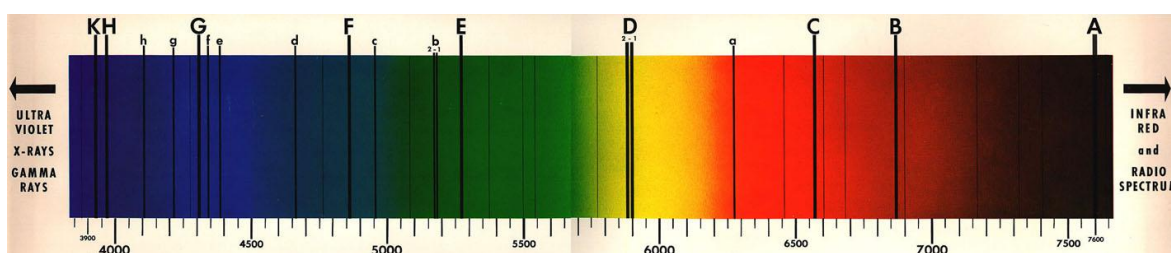


Fig.1 - Spettro del Sole

1.1 Classificazione di Secchi

Una prima classificazione significativa degli spettri studiati si deve al gesuita A. Secchi che, attorno al 1866 classifica le stelle in tre classi diverse basate sulle informazioni fino ad allora disponibili, modificando ed allargando la classificazione negli anni a venire in seguito alle nuove scoperte.

La classificazione originale si divideva in:

- *Classe I*: le stelle appartenenti a questa categoria sono bianche e azzurre, con delle forti e marcate righe di assorbimento dell'idrogeno (*serie di Balmer*¹), come ad esempio la stella Vega;
- *Classe II*: in questa categoria rientrano le stelle gialle che presentano righe di assorbimento caratteristiche dei metalli, come quelle del calcio e del sodio. L'esempio più caratteristico è il Sole;
- *Classe III*: fanno parte di questa categoria stelle rosse con bande molto larghe, come ad esempio Betelgeuse.

¹ Serie di Balmer: insieme delle righe di emissione dell'idrogeno dovute a spostamenti degli elettroni verso il livello energetico con $n=2$.

Successivamente Secchi aggiungerà le stelle al carbonio sotto la *Classe IV* ed infine le stelle con linee di emissione nella *Classe V*.

Sarà solo nella seconda metà dell'Ottocento che la classificazione di Secchi verrà abbandonata a favore di quella di Harvard, che ancora oggi studiamo e usiamo.

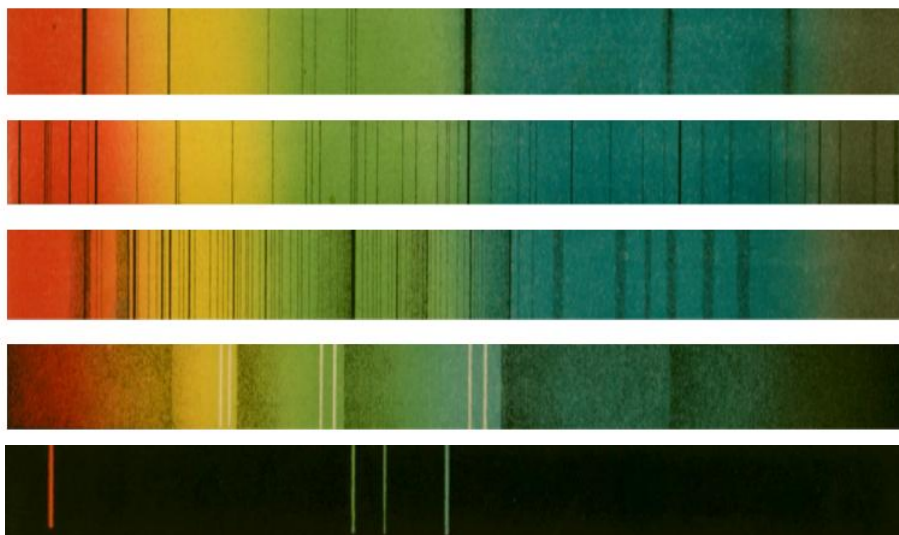


Fig.2 – Spettri delle stelle secondo A. Secchi

1.2 Classificazione di Harvard

La tassonomia spettrale sviluppata ad Harvard da E.C. Pickering e dalla sua assistente W.P. Fleming negli anni Novanta dell'Ottocento si basava sull'utilizzo di lettere maiuscole associate alla lunghezza d'onda delle linee di assorbimento di idrogeno osservate nello spettro delle stelle, dalla A per le righe più intense alla Q per le più deboli.

Successivamente, in accordo con gli studi di A. Maury, altra assistente di Pickering, e di A.J. Cannon, la classificazione venne modificata e consolidata adottando un criterio basato sulla temperatura superficiale delle stelle, partendo dalle più calde (blu) fino alle più fredde (rosse).

La classificazione attuale, che comprende le classi O, B, A, F, G, K, M, L, T, risulta essere così divisa:

- *O*: stelle blu-bianche dalla temperatura superiore ai 25000 K, forti righe di assorbimento di He II ed altri elementi fortemente ionizzati;
- *B*: stelle blu-bianche con temperature tra gli 11000-25000 K, le righe di assorbimento di H I (Balmer) diventano notevoli;
- *A*: stelle bianche con temperatura variabile tra 7500-11000 K, le linee di assorbimento della serie di Balmer si indeboliscono mettendo in evidenza quelle di Ca II;
- *F*: stelle giallo-bianche le cui temperature si aggirano tra 6000-7500 K, presenza di linee di Ca II ma anche di altri elementi come Fe I e Cr I;

- *G*: stelle gialle (*Solar-type spectra*) con temperature tra 5000-7500 K, le linee di Ca II e Fe I diventano sempre più evidenti;
- *K*: stelle arancione chiaro con temperature di 3500-5000K, dove le linee di assorbimento dei metalli dominano lo spettro e le righe di assorbimento dell'idrogeno e dell'elio sono completamente sparite;
- *M*: stelle rosso chiaro aventi temperature più fredde di 3500 K il cui spettro è dominato da bande di assorbimento molecolare. In particolare, evidenziamo due categorie derivanti da M chiamate *C* ed *S* che dipendono dalla composizione chimica della stella;
- *L*: stelle rosso-marroni con temperature tra 1300-2200 K, maggiormente visibili nello spettro infrarosso dove le bande di assorbimento sono prettamente di metalli neutri, in particolare idruri;
- *T*: stelle marroni (nane brune) con temperature minori di 1300 K nelle quali lo spettro è dominato dalle linee di metano.

Ogni classe è poi divisa in dieci sottoclassi numerate da 0 a 9 che dispongono le stelle in ordine decrescente di temperatura dove, per esempio, con A0 si indica la sottoclasse più calda fra quelle di classe A e con A9 si indica la più fredda.

Il risultato di questa classificazione e del lavoro che vi è dietro ha portato a pubblicare, nel 1890, il primo *Henry Draper Catalogue*, contenente più di 10000 spettri di stelle classificate e catalogate.

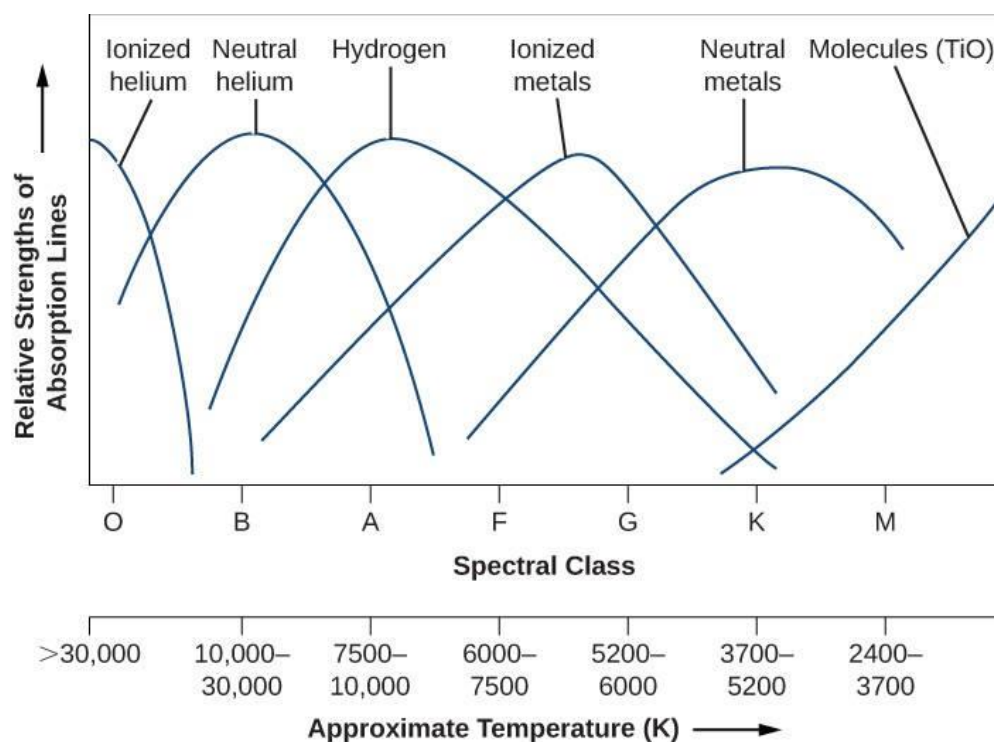
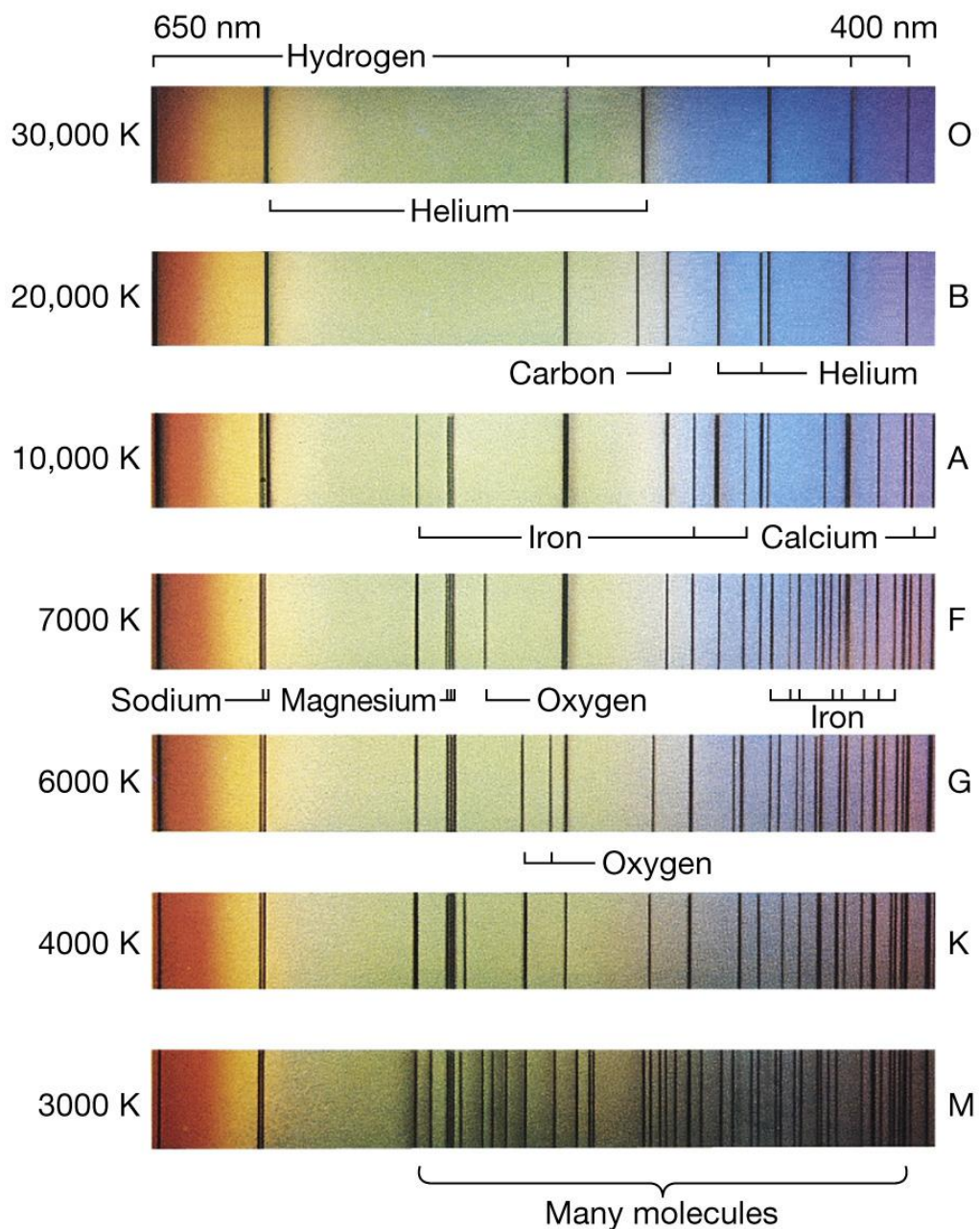


Fig.3 - Grafico larghezza linee di assorbimento in funzione della classe spettrale/temperatura

Con l'aumento dei dati raccolti è stato possibile ottenere sempre più informazioni riguardo alle stelle, alla loro luminosità e magnitudine assoluta.

Queste nuove informazioni portarono alla formulazione di una teoria che metteva in relazione il raffreddamento delle stelle ed il loro invecchiamento, affermando che le stelle invecchiando perdevano massa e, di conseguenza, materiale utile per le loro reazioni interne, diventando così fredde.

Nonostante la teoria fu dimostrata errata, si usò il concetto di raffreddamento della stella per formulare una nuova teoria che mettesse in relazione la magnitudine assoluta di una stella e la sua classificazione spettrale, rappresentata dal diagramma di Hertzsprung-Russel.



Copyright © 2005 Pearson Prentice Hall, Inc.

Fig.4 – Spettro stellare secondo la classificazione di Harvard

1.3 Classificazione di Yerkes

Per una classificazione più precisa delle stelle si considera, oltre alla temperatura, anche la luminosità della stella, che si unisce alla classificazione di Harvard sopra descritta.

La luminosità di una stella viene calcolata tramite la formula:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (1)$$

dove con $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ [erg/K}^4\text{cm}^2\text{s]}$ si indica la costante di Stefan-Boltzmann, con R si indica il raggio della stella (approssimata di forma sferica), e con T la sua temperatura superficiale.

La classificazione di Yerkes, chiamata anche *Sistema MKK* dalle iniziali dei suoi inventori W.W. Morgan, P.C. Keenan e E. Kellman, utilizza i numeri romani per distinguere le diverse classi spettrali:

- 0: ipergiganti
- I: supergiganti, a loro volta divise fra Ia e Ib, rispettivamente più o meno luminose
- II: giganti luminose
- III: giganti normali
- IV: subgiganti
- V: stelle della sequenza principale, cioè le nane
- VI: subnane
- VII: nane bianche

La classe di luminosità è determinata mediante le righe spettrali, la cui presenza dipende fortemente dalla gravità superficiale della stella, correlata con la luminosità sopracitata.

Per esempio, le masse delle giganti e delle nane bianche sono molto simili, ma il raggio delle giganti è molto più grande rispetto a quello delle nane.

Per questo motivo, l'accelerazione gravitazionale $g = GM/R^2$ (2) sulla superficie delle giganti è minore che sulle nane. Di conseguenza, la densità del gas e la pressione nelle atmosfere delle giganti sono significativamente minori.

Questo produce degli effetti di luminosità nello spettro utili per distinguere le stelle di classi diverse.

In conclusione, ogni stella viene caratterizzata da due termini: il primo legato alla sua temperatura superficiale, il secondo alla sua luminosità.

Ad esempio, il Sole viene indicato come una stella di classe G2 V.

Capitolo 2

Diagramma Hertzsprung-Russell

Agli inizi del ventesimo secolo, E. Hertzsprung e H.N. Russell usano il sempre più crescente numero di dati raccolti per studiare la relazione tra la magnitudine assoluta delle stelle e la loro classe spettrale, realizzando un diagramma in cui ogni stella è rappresentata da un punto identificato dalla sua temperatura efficace e dalla sua luminosità.

Studiando le stelle a meno di dieci parsec di distanza dalla Terra, notano che la distribuzione dei punti si concentra in una zona che taglia il diagramma circa a metà, chiamata *Sequenza Principale* (*Main Sequence*), la cui relazione massa-luminosità segue la proporzione:

$$L \propto M^{3.8} \quad (3)$$

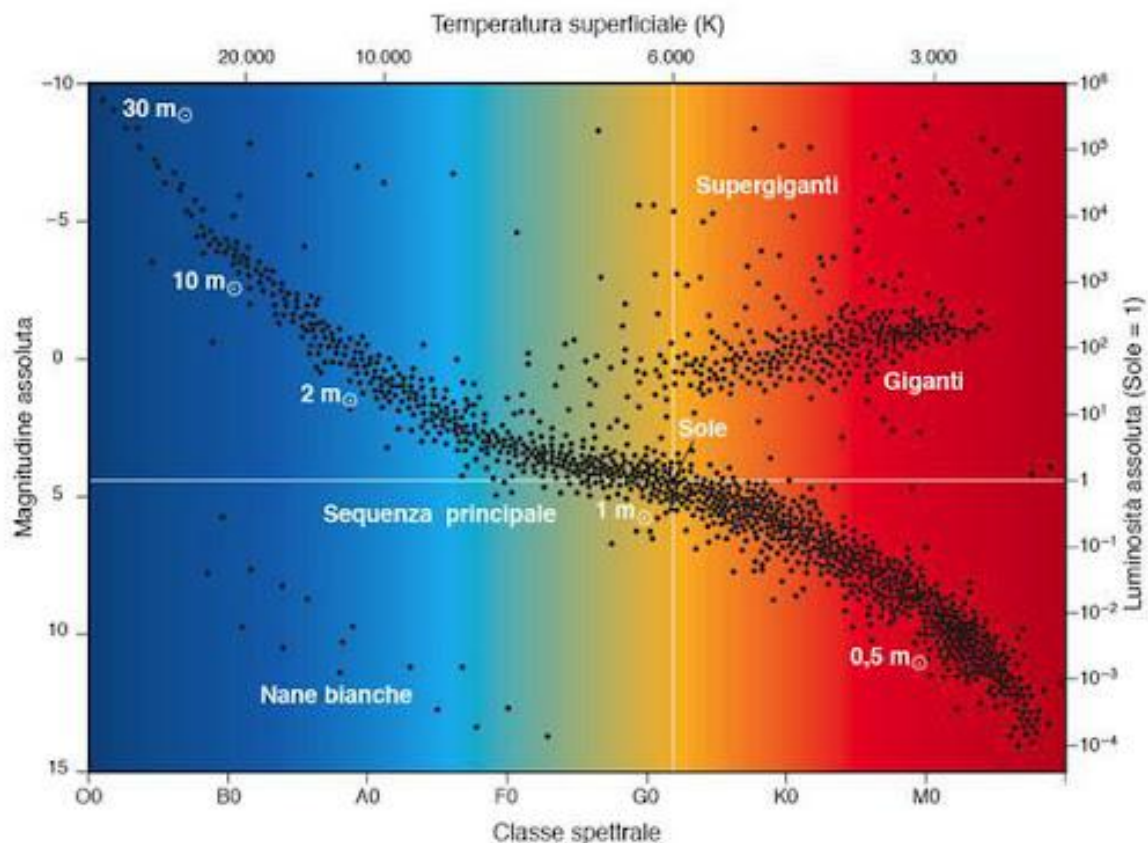


Fig. 5– Diagramma di Hertzsprung-Russell

La permanenza delle stelle in questa particolare zona del diagramma dipende dalla massa delle stesse: quanto più grande è la stella, più velocemente finirà di bruciare l'idrogeno durante le reazioni termonucleari (*PPI*, *PPII* e *CNO*) che si svolgono nel suo nucleo e, quindi, si allontanerà dalla sequenza principale prima delle stelle di piccola massa.

Nella regione in alto a destra del grafico abbiamo le stelle *giganti* o *supergiganti rosse*. Anche se hanno una temperatura bassa sono stelle estremamente luminose, come vediamo dalla (1), che hanno una magnitudine assoluta $M_V = -7$.

In questa particolare fase della vita, la stella ha già bruciato tutto l'idrogeno all'interno del nucleo dove è ora rimasto solo elio, mentre l'idrogeno continua a bruciare nello strato attorno al nucleo. Tramite una serie di contrazioni ed espansioni del nucleo, se la massa della stella è sufficientemente elevata, la stella inizia a bruciare elio per far proseguire le reazioni termonucleari.

Quando la massa della stella è minore di otto masse solari, risulta non essere massiccia abbastanza per innescare le reazioni che bruciano il carbonio e l'idrogeno presente negli strati esterni al nucleo della stella, e degenera quindi in una nebulosa planetaria e, successivamente, in nana bianca.

Al contrario, se la stella supera le otto masse solari sarà in grado di bruciare il carbonio e formare elementi più pesanti, facendo così contrarre ed espandere il suo nucleo e spostandosi nel diagramma. Se la stella ha una massa di molto maggiore rispetto a quella del Sole, invece, la sua evoluzione sarà estremamente rapida e nel grafico si sposterà quasi in linea retta verso temperature più basse.

Osserviamo lo spostamento nel diagramma HR di una stella simile al Sole nelle varie fasi appena descritte nel caso di massa, rispettivamente, minore o maggiore di otto masse solari.

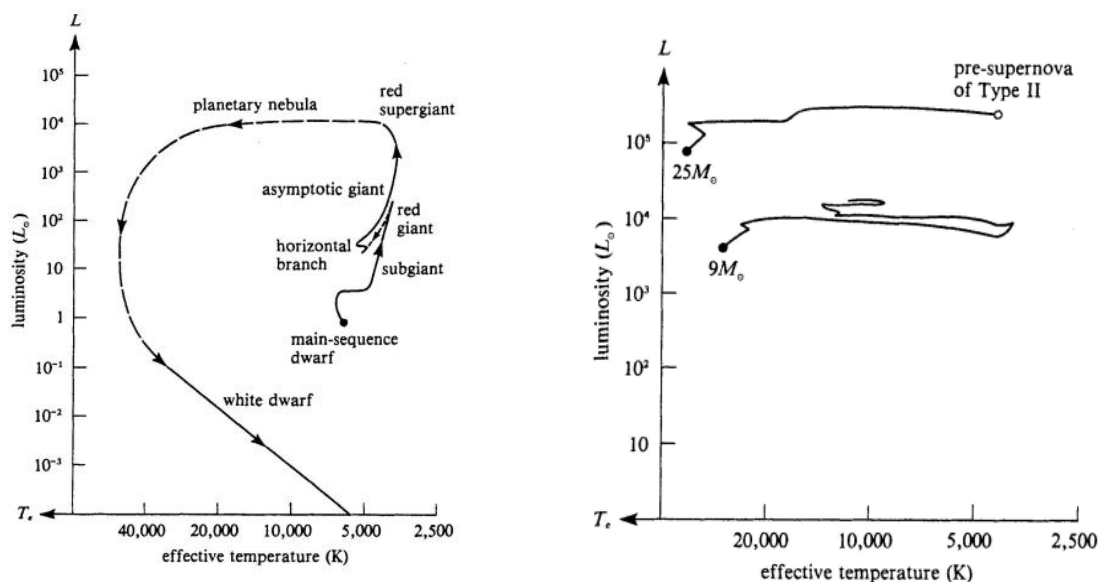


Fig.6a e 6b – Evoluzione di stelle meno o più massicce del Sole nel diagramma HR

Capitolo 3

Righe spettrali

La spettroscopia studia l'interazione tra la radiazione elettromagnetica e la materia. Analizzando lo spettro della luce emessa o assorbita da una stella siamo in grado di ottenere informazioni sulla sua composizione chimica, sulla sua struttura e sulle sue proprietà fisiche.

Come già accennato nel capitolo 1, grazie a Wollaston e Fraunhofer, l'osservazione di oltre 600 spettri stellari ne ha messo in evidenza la presenza di righe scure, permettendo di comprendere meglio l'assorbimento della luce da parte di diversi elementi chimici.

Nel 1859 gli studi di G. Kirchhoff e R. Bunsen permettono di concludere che ogni elemento chimico emette ed assorbe luce a lunghezze d'onda ben definite creando uno spettro unico della materia.

Se, nella teoria, le righe spettrali sono infinitamente sottili e corrispondenti a frequenze e lunghezze d'onda precise, nella realtà vediamo come le righe risultino allargate da diversi processi fisici. Analizziamo i tre principali casi di allargamento.

3.1 Allargamento naturale

Il principio di indeterminazione di Heisenberg ci informa dell'incertezza legata alla posizione ed alla quantità di moto di grandezze fisiche, risultato descritto dalla relazione $\Delta x \Delta p \cong \hbar$.

Allo stesso modo possiamo scrivere $\Delta E \Delta t \cong \hbar$, da cui deriva l'allargamento naturale delle righe spettrali, dato dall'incertezza sulla misura della lunghezza d'onda del fotone prodotto dal salto dell'elettrone tra i vari livelli energetici.

Scriviamo l'incertezza come:

$$\Delta \lambda \sim \frac{\lambda^2}{2\pi c} \left(\frac{1}{\Delta t_i} + \frac{1}{\Delta t_f} \right) \quad (4)$$

dove indichiamo con Δt_i il tempo di vita dell'elettrone nello stato iniziale e con Δt_f quello finale.

3.2 Allargamento Doppler o Termico

Causato dall'agitazione termica delle particelle rispetto all'osservatore, la frequenza della radiazione emessa dagli atomi viene modificata, spostandosi verso il blu quando la particella si avvicina all'osservatore e verso il rosso quando si allontana.

L'allargamento sarà descritto da:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{V_r}{c} \quad (5)$$

dove V_r indica la velocità media più probabile delle particelle, descritta dalla distribuzione di Maxwell-Boltzmann:

$$V_r = \sqrt{2kT/m} \quad ; \quad k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \quad (6)$$

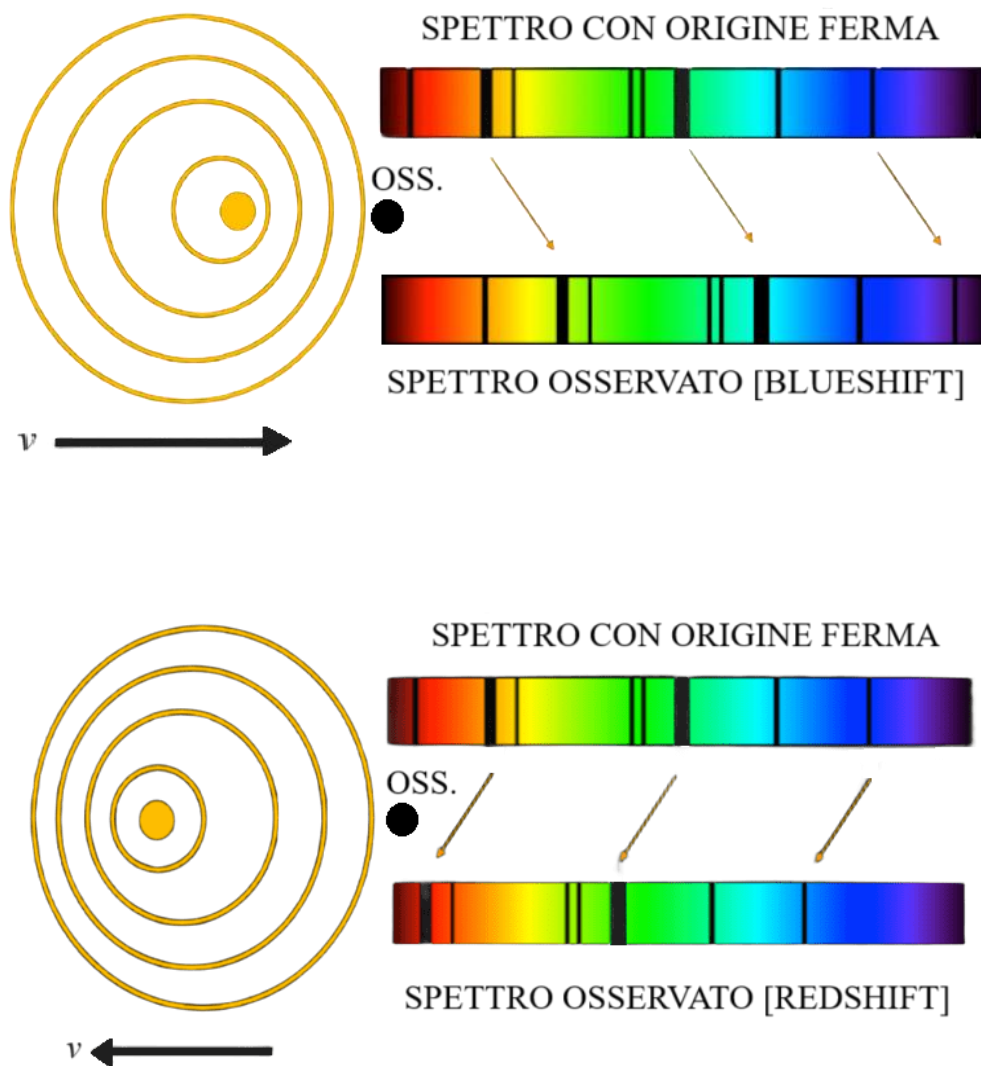


Fig.7a e 7b – Blueshift e Redshift dello spettro rispetto all'osservatore

L'allargamento Doppler può essere causato da moti turbolenti del gas stellare su grande scala, movimenti della massa dati dalla rotazione stellare, o dalla perdita di massa. Questo fenomeno è predominante nei gas caldi.

3.3 Allargamento Collisionale o di Pressione

Le frequenti collisioni tra gli atomi o tra le molecole, come notiamo nei gas ad alta pressione, causano una modifica temporanea dei livelli energetici degli stessi, riducendone il tempo di vita negli stati eccitati e aumentando così la larghezza della riga.

Per valutare l'allargamento dovuto a questo effetto si parte inizialmente da una stima effettuata su un singolo elettrone, prendendo in considerazione Δt_0 . Con σ indichiamo la sezione di collisione e possiamo quindi scrivere:

$$\Delta t_0 = \frac{l}{v} = \frac{1}{n\sigma\sqrt{2kT/m}} \quad (7)$$

Con la quantità stimata possiamo ora calcolare l'allargamento della riga, che risulterà:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{\pi\Delta t_0} \sim \frac{\lambda^2}{c} \frac{n\sigma}{\pi} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (8)$$

Notiamo la dipendenza diretta con la densità di atomi n che evidenzia come l'allargamento di pressione si verifica maggiormente nelle atmosfere con densità atomica maggiore, dove le collisioni sono più frequenti.

Capitolo 4

Equazioni di Boltzmann e di Saha

Le righe spettrali forniscono informazioni sulle condizioni fisiche e sulla composizione di un gas. Tuttavia, la loro analisi non si limita alla sola identificazione: l'intensità e la larghezza, come visto nel capitolo precedente, dipendono da vari fattori come temperatura, pressione e densità degli elettroni.

Per comprendere meglio la distribuzione degli atomi nei diversi stati energetici e il grado di ionizzazione di un gas introduciamo le equazioni di Boltzmann e di Saha, che ci aiutano a capire come la temperatura influenza il "popolamento" dei diversi livelli energetici, e quali di questi saranno occupati dagli elettroni di un atomo ad una certa temperatura.

Le equazioni, nello specifico, ci permettono di stimare la percentuale di atomi presenti in un dato livello di eccitazione o ionizzazione in funzione della temperatura e della densità elettronica, fornendo un quadro generale per l'interpretazione degli spettri stellari.

4.1 Equazione di Boltzmann

$$\frac{N_b}{N_a} = \frac{g_b}{g_a} e^{\frac{-(E_b - E_a)}{kT}} \quad (9)$$

dove:

- N_b indica il numero di atomi nello stato di eccitazione b ;
- g_b è il peso specifico del livello di eccitazione b , cioè il numero di livelli energetici degeneri, dove $g_n = 2n^2$ per gli atomi idrogenoidi;
- E_b rappresenta lo stato di eccitazione di b , in particolare $E_n = \frac{-13.6}{n^2} \text{ eV}$;
- $e^{\frac{-E}{kT}}$ è chiamato *fattore di Boltzmann*, sostituibile con $10^{-\chi_\theta}$, dove $\theta = 5040/T$;
- $K = 8.6 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$, costante di Boltzmann.

In generale, si vuole conoscere il numero di atomi di un dato elemento che si trovano in un determinato stato di eccitazione b , rispetto a tutti gli atomi di quello stesso elemento nello stato di eccitazione a ad una temperatura data.

Nella forma più generale dell'equazione, possiamo indicare con $\chi_i = E_j - E_i$ il *potenziale di eccitazione* e con $U_j(T)$ la *funzione di partizione*, ovvero la somma dei pesi statistici di tutti i livelli di eccitazione.

Possiamo quindi riscrivere l'equazione di Boltzmann per calcolare il numero di atomi in un dato livello di eccitazione rispetto al numero totale di atomi in quel livello di ionizzazione come:

$$\frac{N_{i,j}}{N_j} = \frac{g_i e^{\frac{-\chi_i}{kT}}}{U_j(T)} = \frac{g_j}{U_j(T)} 10^{-\chi_i \theta} \quad (10)$$

4.2 Equazione di Saha

L'equazione di Saha può essere ottenuta dall'equazione di Boltzmann considerando il caso in cui un atomo nel livello fondamentale venga ionizzato. Questo è utile per determinare la percentuale di atomi ionizzati $j+1$ volte rispetto a quelli ionizzati j volte. Il risultato sarà dato da uno ione ed un elettrone libero che si muove a velocità v .

Con i dovuti calcoli e considerando $N_{0,1}$ come numero di ioni nel livello fondamentale e con $N_{0,0}$ il numero di atomi neutri dello stesso livello, si ottiene:

$$\frac{N_{0,1} N_e}{N_{0,0}} = \left(\frac{2\pi k T m}{h^2} \right)^{3/2} \frac{g_{0,1}}{g_{0,0}} \cdot 2e^{\frac{-\chi_i}{kT}} \quad (11)$$

Utilizzando la funzione di partizione $U_j(T)$ sopracitata per scrivere gli atomi nel loro stato iniziale e finale di ionizzazione, scriviamo in modo generale:

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} N_e = \left(\frac{2\pi k T m}{h^2} \right)^{3/2} \frac{U_{j+1}(T)}{U_j(T)} \cdot 2e^{\frac{-\chi_i}{kT}} \quad (12)$$

Sostituendo l'esponenziale come visto sopra e passando alla forma logaritmica, l'equazione di Saha diventa:

$$\log \frac{N_{j+1}}{N_j} = -0,176 - \log P_e + \log \frac{U_{j+1}(T)}{U_j(T)} + 2,5 \cdot \log T - \frac{5040}{T} \chi_i \quad (13)$$

dove è stata integrata anche la *pressione degli elettroni* $P_e = N_e k T$ e i termini costanti sono stati racchiusi nel termine -0,176.

4.3 Uso combinato delle due equazioni

Vediamo ora come si può giustificare la presenza di righe spettrali al variare della temperatura dell'atmosfera stellare, facendo un uso combinato delle due equazioni appena studiate.

Prendiamo, per esempio, le righe di assorbimento Balmer dell'idrogeno ($n=2$)

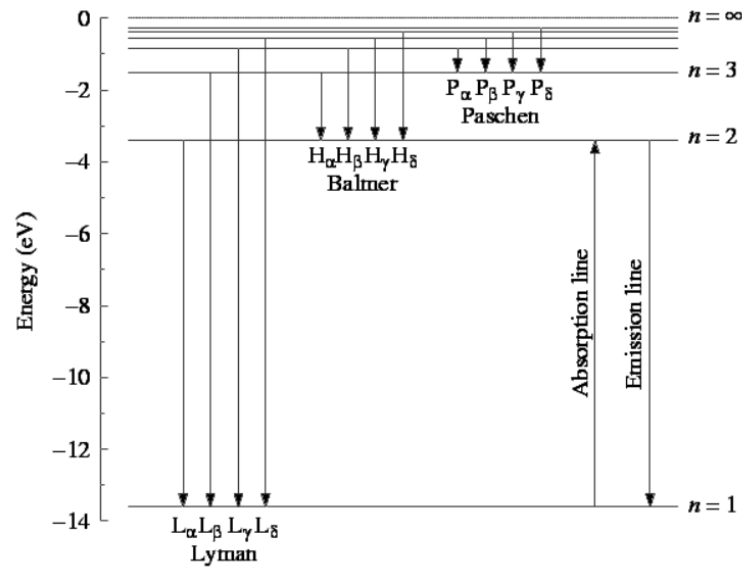


Fig. 8 - Linee spettrali nell'atomo di idrogeno e struttura atomica

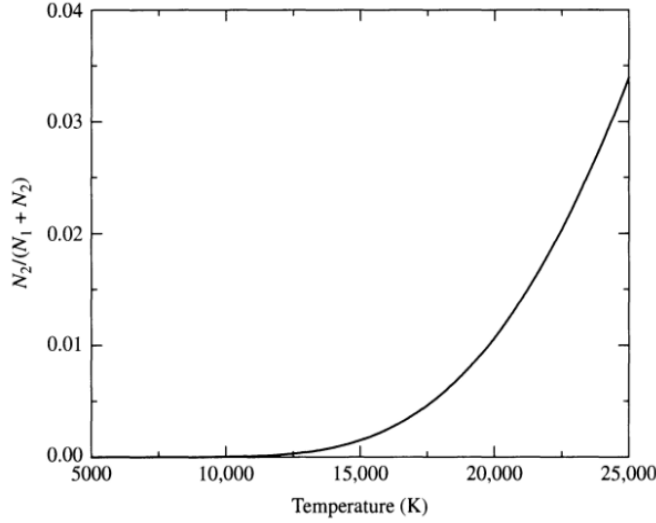
Per calcolare la frazione di idrogeno ionizzato useremo:

$$\frac{N_2}{N_{tot}} = \frac{N_2}{N_1 + N_2} = \frac{N_2/N_1}{1 + N_2/N_1} \quad (14)$$

Possiamo scrivere il rapporto N_2/N_1 usando l'equazione di Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \times 10^{-\chi_{1,2} \frac{5040}{T}} = \frac{8}{2} \times 10^{-10.2 \frac{5040}{T}} = 4 \times 10^{-10.2 \frac{5040}{T}} \quad (15)$$

Inserendo diversi valori di temperatura possiamo rappresentare i dati in un grafico e osservare come cambia il rapporto $\frac{N_2}{N_{tot}}$ in funzione della temperatura:



T [°K]	N_2/N_1	$N_2/N_1 + N_2$
10'000	3×10^{-5}	$\sim 0 \%$
12'000	$1,5 \times 10^{-3}$	$\sim 0 \%$
20'000	0.01	$\sim 1 \%$
25'000	0,035	$\sim 3.4 \%$

Fig. 9 - N_2/N_{tot} calcolato con Boltzmann per l'atomo d'idrogeno

Tab. 1 - Valori di temperatura e relativo calcolo del rapporto N_2/N_{tot} . Tabella presa dalle slide di 'Astrofisica stellare' del Prof. Ferraro

Si nota come siano necessarie temperature molto elevate per avere il livello popolato in maniera significativa (si parla di temperature attorno agli 85000 K per avere $\frac{N_2}{N_1} \sim 1$).

Dalla teoria sappiamo però che le linee di Balmer raggiungono la loro massima intensità ad una temperatura di circa 9500 K. La discordanza tra la teoria ed il grafico soprastante implica la presenza di un particolare fenomeno che, invece di popolare il livello $n=2$, lo svuota.

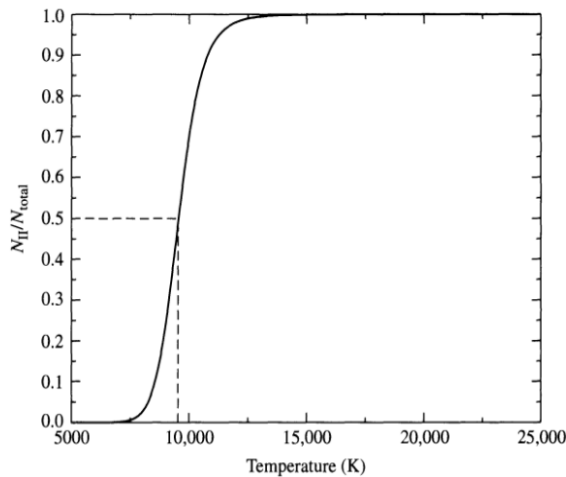
Si parla quindi di ionizzazione e si procede studiando come varia la percentuale di atomi di idrogeno ionizzato rispetto al numero totale di atomi di H al variare della temperatura.

Come prima:

$$\frac{N_{HII}}{N_{tot}} = \frac{N_{HII}}{N_{HI} + N_{HI}} = \frac{N_{HII}/N_{HI}}{1 + N_{HII}/N_{HI}} \quad (14)$$

che, applicando l'equazione di Saha e usando la molteplicità dell'idrogeno ionizzato al primo e secondo livello, possiamo scrivere come:

$$\log \left(\frac{N_{HII}}{N_{HI}} \right) = -2,77 + 2,5 \log T - \frac{68544}{T} \quad (15)$$



T [°K]	N_{HII}/N_{TOT}	%
5'000	10^{-8}	0 %
8'300	0,06	6 %
9'600	0.52	52 %
11'300	0,95	95 %

Fig. 10 - N_{HII}/N_{tot} calcolato con Saha per l'atomo d'idrogeno

Tab. 2 - Valori di temperatura e relativo calcolo del rapporto N_{HII}/N_{tot} . Tabella presa dalle slide di 'Astrofisica stellare' del Prof. Ferraro

Dal grafico in Fig. 10 osserviamo come la ionizzazione dell'idrogeno avvenga tra $T=8300$ K e $T=11300$ K. Negli interni stellari la regione dove questo avviene, se avviene, è chiamata *zona (o regione) a ionizzazione parziale* ed ha una temperatura caratteristica di circa 10000 K.

Osserviamo il grafico che mette insieme i risultati ottenuti, dove il picco si trova ad una temperatura di quasi 10000 K. La diminuzione di forza delle linee di Balmer a temperature più elevate è giustificata dalla rapida ionizzazione dell'idrogeno oltre la temperatura di picco.

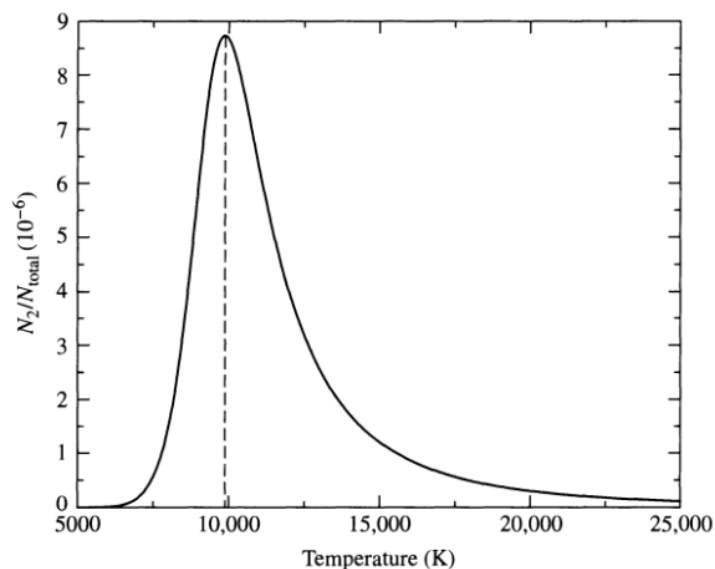


Fig. 11 - N_2/N_{tot} per l'idrogeno dalle equazioni di Boltzmann e Saha

Bibliografia

- [1] Hannu, Karttunen. *Fundamental Astronomy / Hannu Karttunen [et al.] Editors*. Heidelberg [Etc.]: Springer, 2017.
- [2] W, Carroll Bradley. *An Introduction to Modern Astrophysics / Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie*. Cambridge: Cambridge University Press, 2017.
- [3] A. R. Choudhuri, “Stellar astrophysics I: Basic theoretical ideas and observational data,” in *Astrophysics for Physicists*, Cambridge: Cambridge University Press, 2010, pp. 61–90
- [4] Chinnici, Ileana. *Decoding the Stars: A Biography of Angelo Secchi, Jesuit and Scientist*. Leiden, Boston: BRILL, 2019., 2017.
- [5] Francesco R. Ferraro, *Appunti del corso “Astrofisica Stellare”*, AA 2022/2023
- [6] Andrea Cimatti, *Appunti del corso “Astronomia”*, AA 2020/2021
- [7] Daniele Dallacasa, *Appunti del corso “Processi di radiazione e MHD”*, AA 2022/2023