

Scuola di Storia della Fisica

**“Sulla Storia dell’Astronomia: il Novecento.
Gli strumenti, le scoperte, le teorie.”**

Asiago 22-26 Febbraio 2016

GLOSSARIO: Spettro di righe

Biagio Buonaura GdSF & Liceo Scientifico Statale «Albertini» Nola (Na)

A Bruno CACCIN (1944 – 2004)

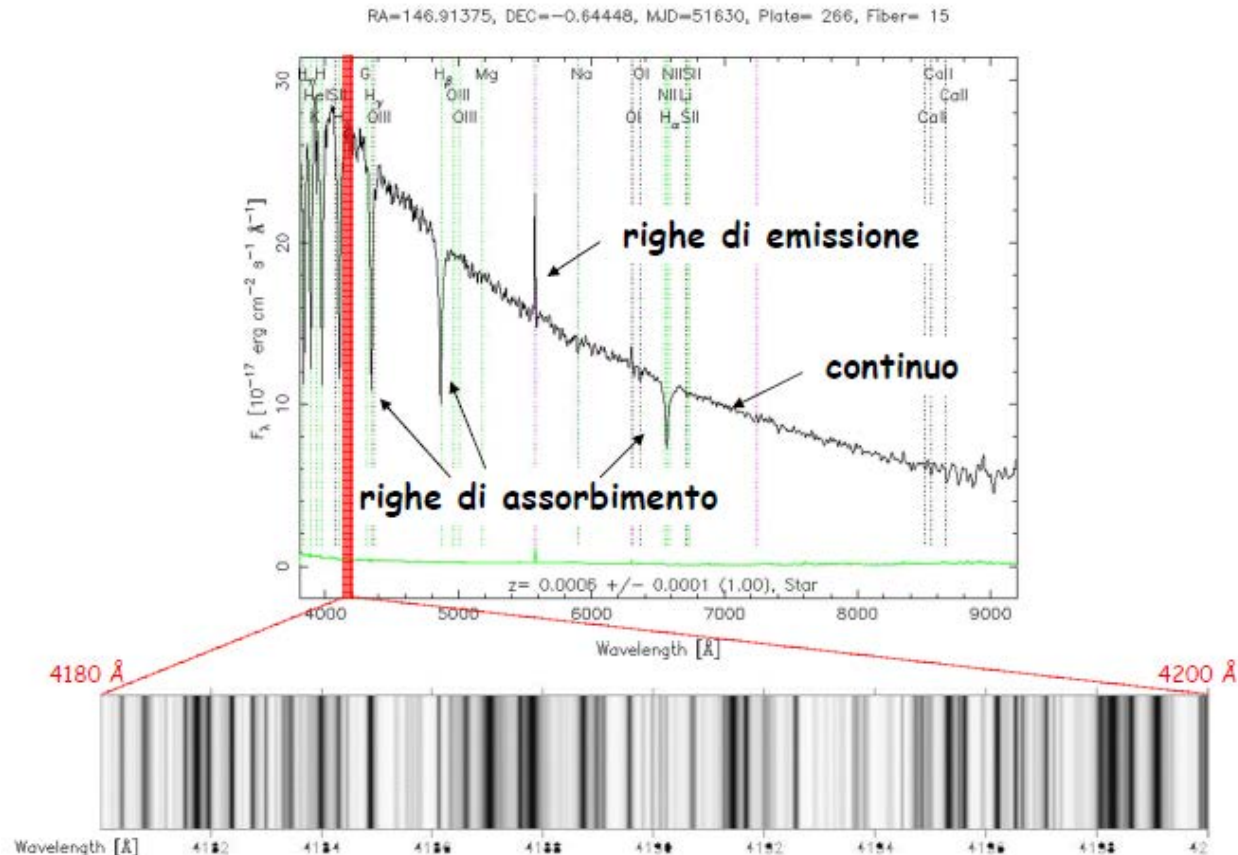
Professore di Astronomia

Radiazione Elettromagnetica: Spettri di Righe

Sappiamo che lo spettro delle stelle non è soltanto uno spettro continuo ma vi sono anche **righe di emissione e di assorbimento**.

Per ottenere spettri si utilizza uno strumento detto **spettrografo** collocato sul piano focale del telescopio.

Molti strumenti possono funzionare sia come *imagers* che come *spectrographs*, ma sempre più frequenti sono gli spettrografi *integral field* ovvero che danno direttamente $I_\nu(x,y)$ anche se per campi di vista limitati.



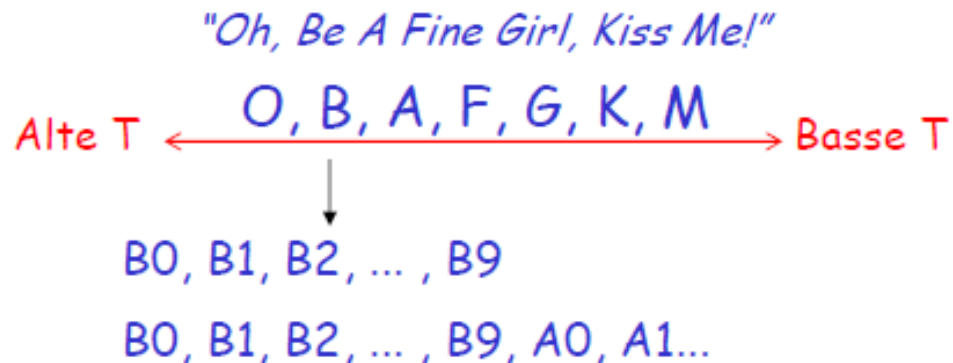
All'inizio del XX secolo le stelle venivano classificate in base a **tipi spettrali** definiti dalla forza (profondità) delle righe di assorbimento osservate.

Dalla Fisica si sa che:

- a) Una sorgente incandescente da uno spettro continuo (black body);
- b) Righe di emissione e assorbimento di un gas appaiono alle stesse lunghezze d'onda.
- c) Miscele di elementi producono le righe di tutti gli elementi.

Oggi usiamo classificazione ordinata in Temperatura, non in intensità delle righe H. Infatti, si riscontra che le Righe H più forti si hanno a Temperature intermedie.

Usiamo le stesse classi, ma non più in ordine alfabetico:



Ogni classe spettrale principale è divisa in 10 sotto-classi.

Le sotto-classi sono numerate da 0 a 9. Es., A0, A1 ... A9

Il Sole è una G2.

Classe Spettrale	Colore	Temperatura (K)	Righe spettrali	Esempi
O	Blu-violetto	30000-50000	Atomi ionizzati, specialmente He	Naos (ζ Puppis), Mintaka (δ Orionis)
B	Blu-bianco	11000-30000	He neutro, un po' di H	Spica (α Virginis), Rigel (β Orionis)
A	Bianco	7500-11000	H forte, alcuni metalli ionizzati	Sirio (α Canis Majoris), Vega (α Lirae)
F	Giallo-Bianco	5900-7500	H e metalli ionizzati come Ca e Fe	Canopo (α Carinae), Procione (α Canis Minoris)
G	Giallo	5200-5900	Metalli neutri e ionizzati, specialmente Ca	Sole, Capella (α Aurigae)
K	Arancione	3900-5200	Metalli neutri	Arturo (α Bootis), Aldebaran (α Tauri)
M	Rosso-arancione	2500-3900	Ossido di Titanio forte (TiO) e del Ca neutro	Antares (α Scorpii), Betelgeuse (α Orionis)
L	Rosso	1300-2500	K neutro, Rubidio e Cesio, ibridi metallici	Nana bruna Teide I
T	Rosso	sotto 1300	Forte K neutro, e un po' di H ₂ O	Nana bruna Gliese 229B

Come interpretare una fenomenologia così variegata dell' interazione tra la luce e la materia ?

a) Al tempo di queste scoperte si sapeva che la materia era costituita di atomi. Un atomo é la più piccola parte di un elemento chimico che ha ancora le proprietà chimiche caratteristiche di quell' elemento.

b) Le righe corrispondono quindi ad interazioni della luce con gli atomi, e sono caratteristiche di ciascun elemento.

Le risposte arrivarono solo all'inizio del 900, con la scoperta della meccanica quantistica.

Il maggior costituente delle stelle è l' **idrogeno H**, che è anche l' elemento più semplice.

I livelli energetici possibili per l' elettrone dell' atomo di idrogeno sono quantizzati, come previsto dal **modello di Bohr**.

Modello di Bohr

Classicamente

$$ma = F \rightarrow \mu \frac{v^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad (CGS) \rightarrow K = \frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r}$$

$$U = -\frac{e^2}{r} = -2K$$

$$E = K + U = K - 2K = -K = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{r}$$

Hp: quantizzazione momento angolare

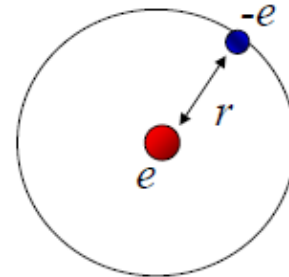
Quantiticamente

$$L = \mu v r = n \hbar \rightarrow r^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{\mu^2 v^2} = \frac{n^2 \hbar^2 r}{\mu e^2}$$

$$\rightarrow r_n = \frac{\hbar^2}{\mu e^2} n^2 = r_o n^2 \quad ; \quad r_o = 5.29 \times 10^{-9} \text{ cm} \quad \text{Raggio di Bohr}$$

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{r_n} = -\frac{\mu e^4}{2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} \rightarrow E_n = -13.6 \text{ eV} \frac{1}{n^2}$$

Livelli Energetici Quantizzati

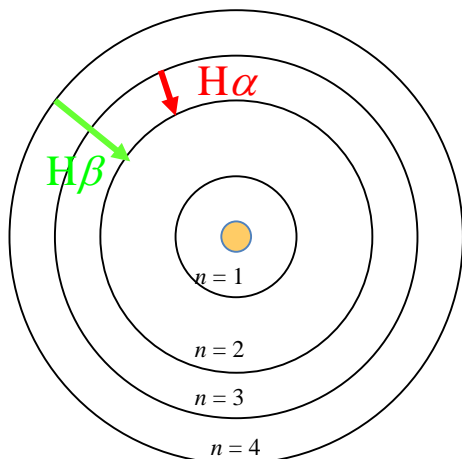


$\mu \equiv$ massa ridotta

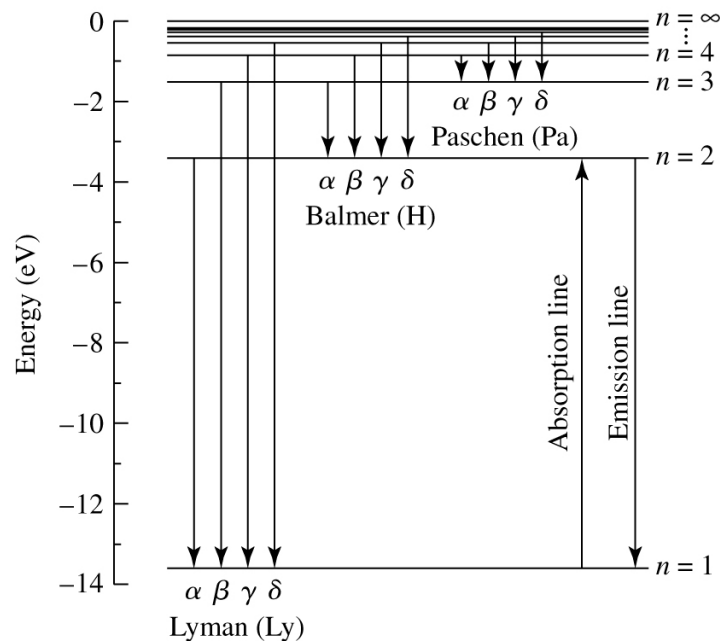
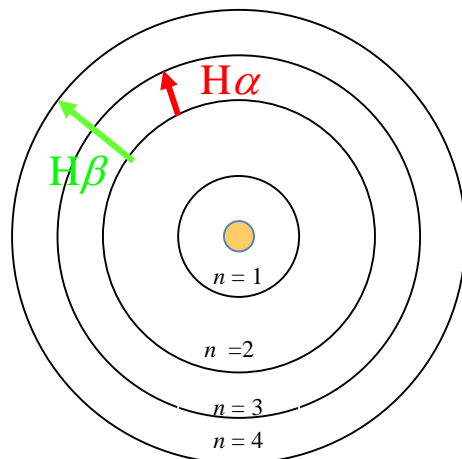
$$\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p} = \frac{m_e 1836 m_e}{m_e + 1836 m_e} = 0.9994556 m_e$$

L'**emissione** di energia (sottoforma di fotoni) avviene quando l' elettrone «salta» da un livello ad energia più alta ad un livello ad energia più bassa.

emissione



assorbimento



L' energia dei fotoni emessi è ΔE e la loro lunghezza d' onda é

$$\lambda = c/\nu = hc/\Delta E$$

Viceversa l' **assorbimento** di fotoni alle stesse lunghezze d' onda provoca il salto dell' elettrone da un livello ad energia più bassa ad un livello ad energia più alta.

Il modello di Bohr fornisce una parte delle spiegazione dell'esistenza delle righe spettrali, ma ovviamente, presenta alcuni problemi.

Il modello Bohr è prima approssimazione della realtà!

La quantizzazione corretta del momento angolare (soluzione dell' equazione di Schroedinger) è:

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad ; \quad l = 0, 1, 2, \dots, n-1$$

dove n è il numero quantico principale legato all'energia dell'elettrone ($n \in \mathbb{N}$), uno dei 4 numeri quantici che descrivono l'**orbitale dell'elettrone** (concetto che sostituisce la nozione classica di orbita), cioè la **funzione di distribuzione di probabilità** soluzione dell'equazione di Schroedinger.

Gli altri 3 numeri quantici sono:

l legato al modulo del momento angolare L ed ha n valori permessi.

m_l legato alla componente z del momento angolare, L_z :

$$L_z = m_l \hbar \quad ; \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

m_l ha $2l+1$ valori permessi.

m_s legato allo **spin** dell'elettrone:

$$S_z = m_s \hbar \quad ; \quad m_s = \pm \frac{1}{2}$$

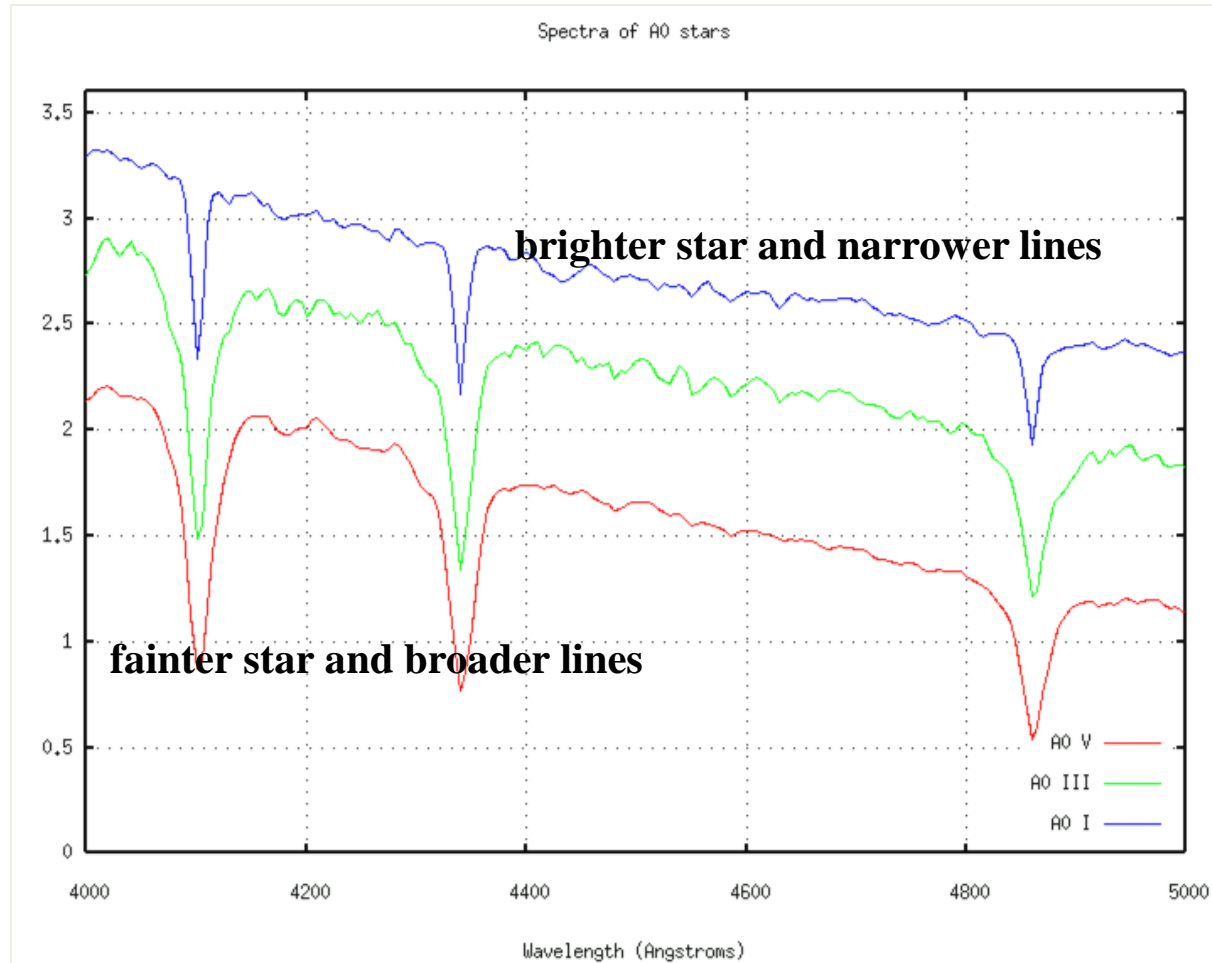
m_s ha 2 valori permessi.

Ground States s_1				Energy E_1
n	ℓ	m_ℓ	m_s	(eV)
1	0	0	+1/2	-13.6
1	0	0	-1/2	-13.6
First Excited States s_2				Energy E_2
n	ℓ	m_ℓ	m_s	(eV)
2	0	0	+1/2	-3.40
2	0	0	-1/2	-3.40
2	1	1	+1/2	-3.40
2	1	1	-1/2	-3.40
2	1	0	+1/2	-3.40
2	1	0	-1/2	-3.40
2	1	-1	+1/2	-3.40
2	1	-1	-1/2	-3.40

Oltre i problemi di natura intrinseca del modello Bohr vi sono altri problemi legati alla natura dell'ambiente astrofisico all'interno del quale si generano le righe.

Ad esempio:

- a) Perché alcune righe sono più intense di altre?
- b) Perché alcune righe si presentano "più sottili" nelle stelle più luminose?
- c) Perché alcune righe si presentano "più allargate" nelle stelle meno luminose?



Se l'atmosfera stellare contiene H, ci si aspetta di osservare la riga H-alpha (in assorbimento)?

Solo se molti elettroni sono sul livello energetico $n = 2$.

La presenza di molti atomi di H non assicura una significativa riga H-alpha.

Pertanto abbiamo le seguenti definizioni:

“Popolazione” di uno stato = numero di atomi per unità di volume in quello stato (ad es. numero di atomi sul livello energetico $n=2$).

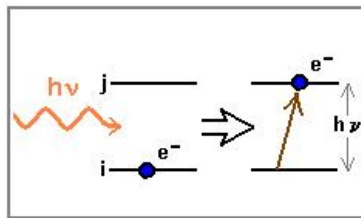
“Eccitazione” = processo che altera la popolazione di uno stato (ad esempio la cattura di un fotone da parte di un atomo che porta un certo numero di atomi sul livello energetico $n=3$)

Quali sono i meccanismi fisici che determinano la popolazione di un certo stato?

La formazione delle righe spettrali, siano esse in emissione o in assorbimento, e la loro intensità dipendono da tutti i processi fisici che contribuiscono a popolare e a depopolare i livelli quantici i e j , e dalla densità numerica della specie atomica, o ionica, alla quale tali livelli si riferiscono.

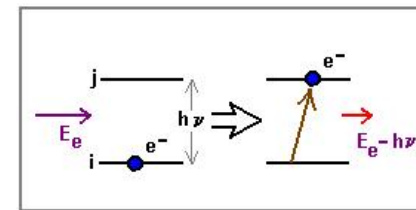
Meccanismi di eccitazione e diseccitazione atomica

a) Eccitazione dal livello inferiore i al livello superiore j

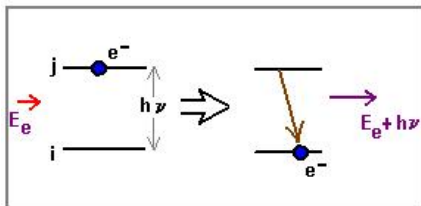


Eccitazione radiativa

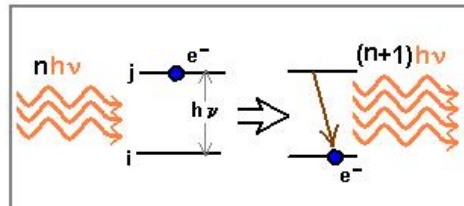
Eccitazione collisionale



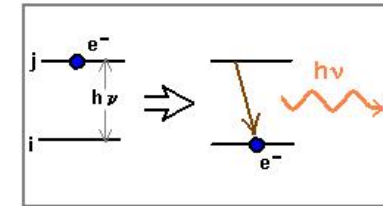
b) Diseccitazione dal livello superiore j al livello inferiore i



Diseccitazione collisionale



Diseccitazione stimolata



Diseccitazione spontanea

La **probabilità** $P(E_j)$ che ha un atomo di stare nello stato con energia E_j **in rapporto con** la **probabilità** $P(E_i)$ che ha un atomo di stare nello stato con energia E_i data da:

$$\frac{P(E_j)}{P(E_i)} = e^{-\frac{(E_j - E_i)}{kT}}$$

Ci possono essere più stati con la stessa energia E_n : ciò è detta degenerazione g_n del livello energetico n-esimo. Quindi:

$$\frac{P(E_j)}{P(E_i)} = \frac{g_j e^{-\frac{E_j}{kT}}}{g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}} = \frac{g_j}{g_i} e^{-\frac{(E_j - E_i)}{kT}}$$

Soltanto per l'atomo d'idrogeno H è:

$$g(n) = 2n^2$$

Può assumersi, a causa del gran numero di atomi nell'atmosfera stellare, che:

$$\frac{P(E_j)}{P(E_i)} = \frac{N(E_j)}{N(E_i)}$$

cioè la probabilità di trovare un atomo nello stato di energia E_n è proporzionale al numero di atomi in quello stato:

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{-\frac{(E_j - E_i)}{kT}}$$

Per l'idrogeno H, dove $g(n) = n^2$; $E_n = 13,6/n^2$ eV, risulta:

$$\frac{N_j}{N_i} = \left(\frac{j}{i}\right)^2 e^{\frac{15.8}{T_4} \left(\frac{1}{j^2} - \frac{1}{i^2}\right)}$$

dove $T_4 = T/10000\text{K}$

Consideriamo un esempio. Troviamo a quale temperatura otteniamo il 10% degli atomi di idrogeno neutri nello stato di energia corrispondente al livello $n = 2$.

Si ha:

$i = 1; j = 2 \Rightarrow N_2 / N_1 = 0.1$ quindi:

$$0.1 = (2)^2 e^{\frac{15.8}{T_4} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{1^2} \right)}$$

Prendendo il logaritmo naturale di entrambi i membri, si ha:

$$\ln(0.1) = \ln 4 + \frac{15.8}{T_4} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{1} \right)$$

In definitiva:

$$3.689 = \frac{11.85}{T_4} \Rightarrow T_4 = 3.21 \Rightarrow T = 32100K$$

La temperatura stimata è relativamente 3 volte più alta di quella osservata. Infatti le righe in assorbimento di Balmer sono originate da transizioni dal livello $n=2$ a livelli con $n>2$ e vengono osservate in spettri di stelle la cui temperatura è circa 9500K. Come mai? Non abbiamo tenuto conto delle ionizzazione degli atomi che può accadere ad alte temperature.

Una volta estratto dall'atomo, l'elettrone non può produrre righe!

D'altra parte elettroni e ioni possono collidere e si ricombinano e ciò può incrementare la produzione di righe.

Quando questi due processi raggiungono la stessa efficienza, si dice che il plasma stellare è in equilibrio di ionizzazione ed è descritto dall'**equazione di Saha**.

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2Z_{i+1}}{n_e Z_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\chi_i}{kT}}$$

dove:

N_{i+1} \equiv numero atomi per m^3 nello stato di ionizzazione $i + 1$

N_i \equiv numero atomi per m^3 nello stato di ionizzazione i (Se $i = 0$, atomo neutro)

n_e \equiv numero elettroni liberi per m^3 (densità elettronica)

χ_i \equiv Energia di ionizzazione di un atomo nello stato di ionizzazione i

Z_{i+1} \equiv peso statistico dello stato di ionizzazione $i+1$

Z_i \equiv peso statistico dello stato di ionizzazione i

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2Z_{i+1}}{n_e Z_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{\chi_i}{kT}}$$

Il grado di ionizzazione dipende dall'inverso della densità elettronica n_e , perché se il numero degli elettroni liberi aumenta è più probabile che essi si possono ricombinare agli atomi e abbassare il grado di ionizzazione.

Il fattore di Boltzmann $\exp(-\chi_i / kT)$ rende più difficile la ionizzazione di atomi che hanno alte energie di ionizzazione.

Non è detto che gli atomi iniziale e finale siano nello stato fondamentale. Per fare il calcolo, si dovrà fare una media sulle energie dei diversi orbitali atomici possibili, sia per l'atomo iniziale che per quello finale. Per questo compaiono i pesi statistici Z_i e Z_{i+1} .

Per l'idrogeno H abbiamo $\chi_i = 13,6$ eV, ed in una atmosfera stellare tipica $n_e \approx 10^{20} \text{m}^{-3}$. Proviamo a valutare il peso statistico Z_i per l'idrogeno H. H neutro ha un solo elettrone, quindi: $Z_1 = 2n^2$. H ionizzato è solo il protone, quindi: $Z_2 = 1$.

Per $T < 10^4$ K, l'idrogeno è praticamente nello stato fondamentale $n = 1$; quindi $Z_1 = 2$.

Perciò:

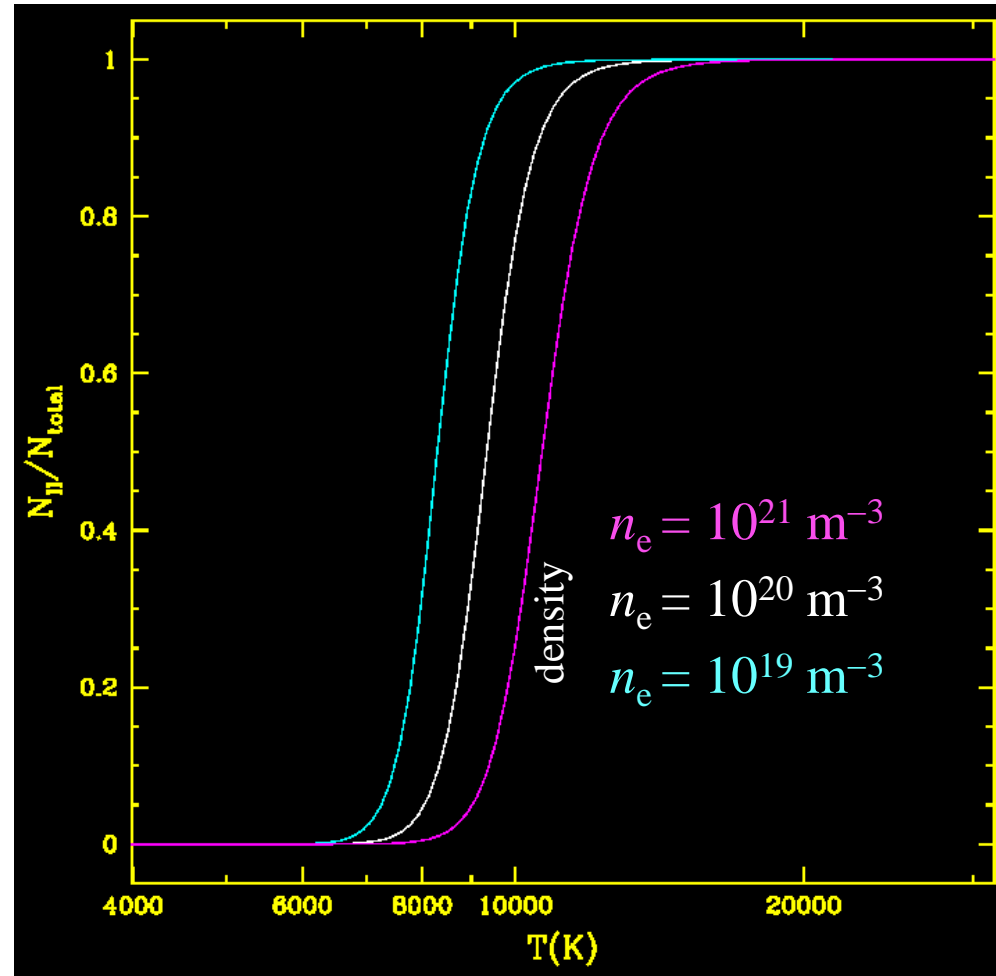
$$\frac{N_{II}}{N_I} = 3.4 T_4^{3/2} e^{15.777(1-1/T_4)}$$

dove $T_4 = T/10000\text{K}$

Frazione di ionizzazione in funzione della temperatura per 3 valori diversi della densità elettronica.

T(K)	T_4	N_{II}/N_I	$N_{II}/(N_I+N_{II})$
5500	0.55	3.4×10^{-6}	3.4×10^{-6}
8000	0.8	0.047	0.045
9000	0.9	0.50	0.33
10000	1	3.4	0.77
15000	1.5	1201	0.9992
20000	2	25640	0.99996

$$\frac{N_{II}}{N_I + N_{II}} = \frac{1}{\frac{N_{II} + N_I}{N_{II}}} = \frac{1}{1 + \frac{N_I}{N_{II}}}$$



Possiamo ora capire perché si osservano righe di Balmer anche in stelle la cui temperatura $\leq 10000 \text{ K}$!!

Infatti:

Sotto 5000K l' H è tutto neutro, e sopra 10000 è praticamente tutto ionizzato ! Nelle stelle c'è solo una piccola buccia in cui l' idrogeno è parzialmente ionizzato (zona di ionizzazione parziale), con una T dell' ordine di 10000K per una grande varietà di parametri stellari.

Quindi:

– per temperature basse, il numero di atomi eccitati è basso, e quindi le righe sono poco intense.

– Per temperature alte, il numero di atomi eccitati potrebbe essere alto, ma la maggior parte di essi sono già ionizzati e quindi non possono produrre righe. Ecco perché c'è una I ottimale, che per H è 9500K.

La intensità delle righe di Balmer dell' H dipende dalla frazione di tutti gli atomi di H (incluso quelli ionizzati) che si trova non ionizzata e nel primo stato eccitato ($n = 2$):

$$N_{Totale} = N_I + N_{II} = N_I \left(1 + \frac{N_{II}}{N_I} \right) = (N_1 + N_2) \left(1 + \frac{N_{II}}{N_I} \right) = N_2 \left(1 + \frac{N_1}{N_2} \right) \left(1 + \frac{N_{II}}{N_I} \right)$$

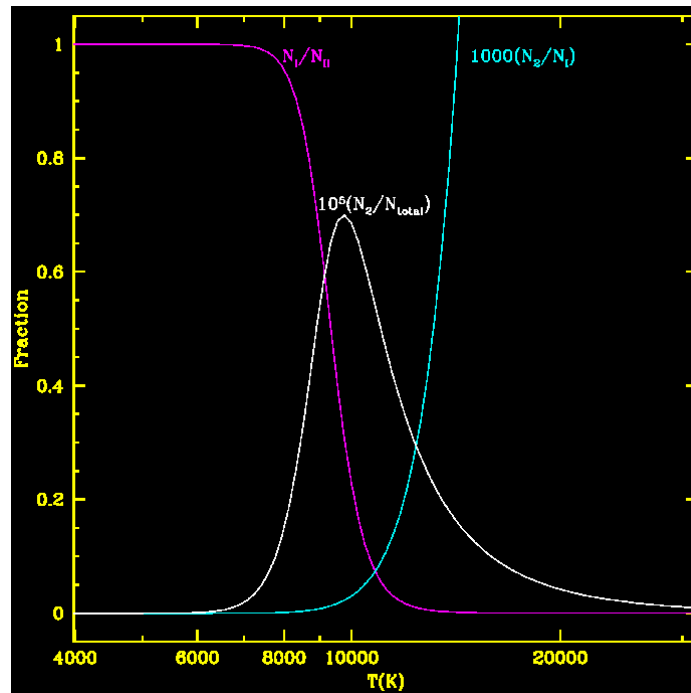
quindi:

$$\frac{N_2}{N_{Totale}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{N_1}{N_2} \right) \left(1 + \frac{N_{II}}{N_I} \right)}$$

Dall' eq. di Boltzmann

Dall' eq. di Saha

T	N_1/N_2	N_{II}/N_I	N_2/N_{total}
4000	1.6×10^{12}	4.3×10^{-11}	6.2×10^{-13}
5000	4.4×10^9	1.6×10^{-7}	2.3×10^{-10}
9000	1.2×10^5	0.50	5.5×10^{-6}
15000	652	1203	1.3×10^{-6}
20000	91	2.6×10^4	4.2×10^{-7}



Il numero di atomi che produce righe di Balmer è una piccola frazione del totale, che è massima proprio a 9500 K.

Sopra 9500K il numero di atomi utili per la produzione di righe diminuisce a causa del rapido aumento della ionizzazione.

Nelle atmosfere stellari non c'è solo H. Ad esempio c'è un atomo di He ogni 10 atomi di H. La presenza di He ionizzato rende disponibile un maggior numero di elettroni con cui gli ioni di H possono ricombinarsi, e quindi ci vuole una temperatura maggiore per arrivare allo stesso livello di ionizzazione.

Lo stesso ragionamento si può fare per elementi diversi dall' H.

Ad es. nel Sole (5700K) è presente Calcio, e le righe del CaII sono particolarmente intense, molto più di quelle della serie di Balmer dell' H. Questo perché l' l'energia di ionizzazione del Ca è 6.11 eV: questo comporta che già 5700K praticamente tutto il Ca è ionizzato. Inoltre, il CaII è praticamente tutto nello stato fondamentale, e può formare le righe H e K.

Nonostante la densità numerica del Ca sia circa 1 milionesimo di quella dell' H, tutti gli atomi di Ca sono disponibili per formare le righe.

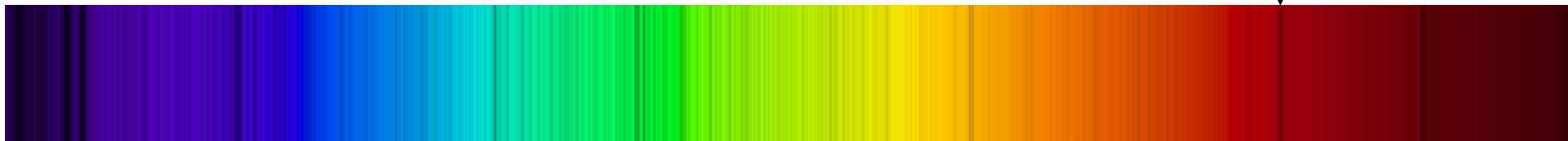
Quelli dell' H che possono formare righe di Balmer devono essere non ionizzati ed avere $n=2$, e sono solo 1 su un miliardo.

Quindi le righe del CaII sono circa 1000 volte più intense di quelle di Balmer.

Ca H+K



H α



Infatti, la riga k del Calcio II (una volta ionizzato con $\lambda = 393.3 \times 10^{-9} \text{ m}$ e $\chi_1 = 6,11\text{eV}$) nel Sole proviene dalla transizione dal livello $n = 1$ al livello $n = 2$. $Z_1 = 1.32$ e $Z_{II} = 2.3$, che compaiono nell'equazione di Saha, sono state date perché è complicato calcolarle. Inoltre, $g_1 = 2$ e $g_2 = 4$ sono le degenerazioni, rispettivamente, dello stato fondamentale e del primo stato eccitato del Calcio II da inserire nell'equazione di Boltzmann.

Assumendo, per il Sole, $n_e = 1,88 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ e $T = 5770\text{K}$ e ricordando che per Ca II $E_2 - E_1 \approx 3,12 \text{ eV}$, otteniamo:

$$\frac{N_{2CaII}}{N_{1CaII}} = \frac{4}{2} e^{-\left(\frac{3.12\text{eV}}{8.62 \times 10^{-5} \text{ eV/K} \cdot 5770\text{K}}\right)} \cong 1.9 \times 10^{-3}$$

Pertanto anche, il Calcio II è **tutto, sostanzialmente, nello stato fondamentale**. Quindi tutto contribuisce a generare le righe H e K.

Inoltre, considerando l'equazione di Saha:

$$\frac{N_{CaII}}{N_{CaI}} = \frac{2 \times 2.3}{1.88 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \times 1.32} \left(\frac{2\pi \times 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg} \times 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \times 5770\text{K}}{(6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{6.11 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}}{1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K} \times 5770\text{K}}} \approx 903$$

Quindi il Ca nella fotosfera è sostanzialmente tutto ionizzato una volta.

Quindi per il Ca II risulta pure:

$$\frac{N_2}{N_{totale}} \Big|_{CaII} = \frac{1}{1 + N_{2CaII} / N_{1CaII}} \cdot \frac{1}{1 + N_{CaI} / N_{CaII}} = \frac{1}{1 + 1.9 \times 10^{-3}} \frac{1}{1 + \frac{1}{903}} \cong 0.996$$

Poiché le righe del Ca II sono **400 volte più intense** delle righe di Balmer , ciò significa che:

$$\frac{0.996 \times n_{Ca}}{4.96 \times 10^{-9} \times n_H} = 400 \Rightarrow n_{Ca} = 2.0 \times 10^{-6} N_H$$

Radiazione Elettromagnetica: Allargamento delle righe

Le righe spettrali non sono sottili e rigorosamente monocromatiche, ma sono allargate

Allargamento

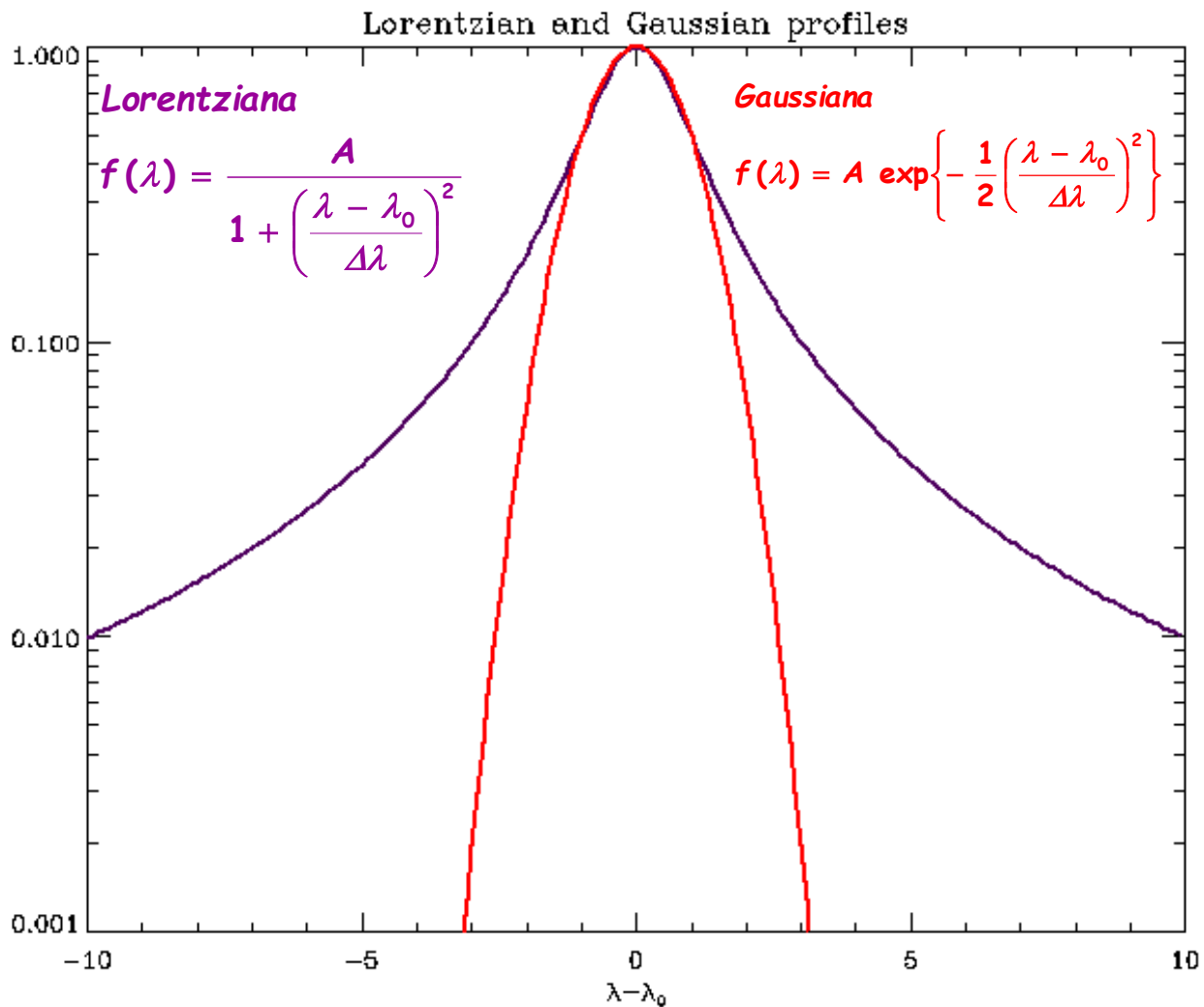
L'allargamento
diseccitazione

Si può ricavare

dove ΔE è l'incertezza
quella di quel livello. Po

La larghezza
diseccitazione

Il profilo di riga



robabilità di

elettrone su

robabilità di

* Omogeneo sign
disomogeneo signi

o. Al contrario,

Allargamento Doppler

L'allargamento Doppler è dovuto alla distribuzione di velocità degli atomi emettenti. Se gli atomi sono distribuiti termicamente secondo una distribuzione maxwelliana il profilo di riga è gaussiano e disomogeneo.

Un atomo in moto assorbe un fotone che è leggermente shiftato la lunghezza d'onda (o in frequenza) a causa dell'Effetto Doppler: se la velocità media dovuta al moto termico è:

$$v = [2kT/m]^{1/2}$$

Allora lo shift in lunghezza d'onda è:

$$\Delta\lambda/\lambda = \pm |v_r|/c = \frac{2}{c} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$$

Il fattore 2 è dovuto sia al moto di avvicinamento che di allontanamento dall'osservatore.

Il moto turbolento (rimescolamento del fluido in tempi più brevi del moto termico) con una velocità v_{turb} , può essere incluso come:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2}{c} \left(\frac{2kT}{m} + v_{\text{turb}}^2 \right)^{1/2}$$

L'allargamento Doppler della riga H α per il Sole (T=5780K) è $\approx 0.43^\circ$ cioè 1000 volte più grande dell'allargamento naturale (0.46×10^{-3} A).

Allargamento collisionale

L'allargamento collisionale è dovuto all'effetto delle collisioni dell'atomo che emette con le particelle vicine. Esso dipende dalla densità e dalla temperatura del gas e provoca un ulteriore allargamento della riga.

Il profilo di riga è, di nuovo, lorentziano e omogeneo.

Quando l'atmosfera stellare è molto densa (un gran numero n di atomi per unità di volume) bisogna prendere in considerazione questo tipo di allargamento.

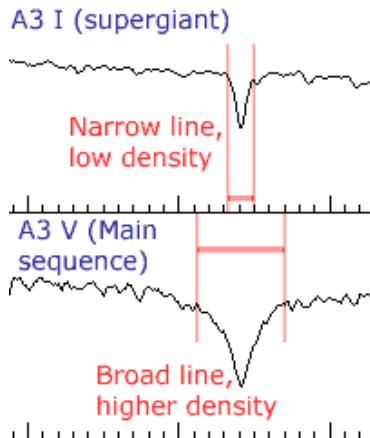
Sia $\Delta t = \ell/v$ il tempo libero medio di collisione fra atomi, dove $\ell = 1/(n\sigma)$ è il cammino libero medio e σ è la sezione d'urto per collisione. Usando nuovamente :

$$v = [2kT/m]^{1/2}$$

si ottiene:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi c\Delta t} = \frac{\lambda n\sigma}{\pi c} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$$

Si noti che tale allargamento è direttamente proporzionale alla densità degli atomi:



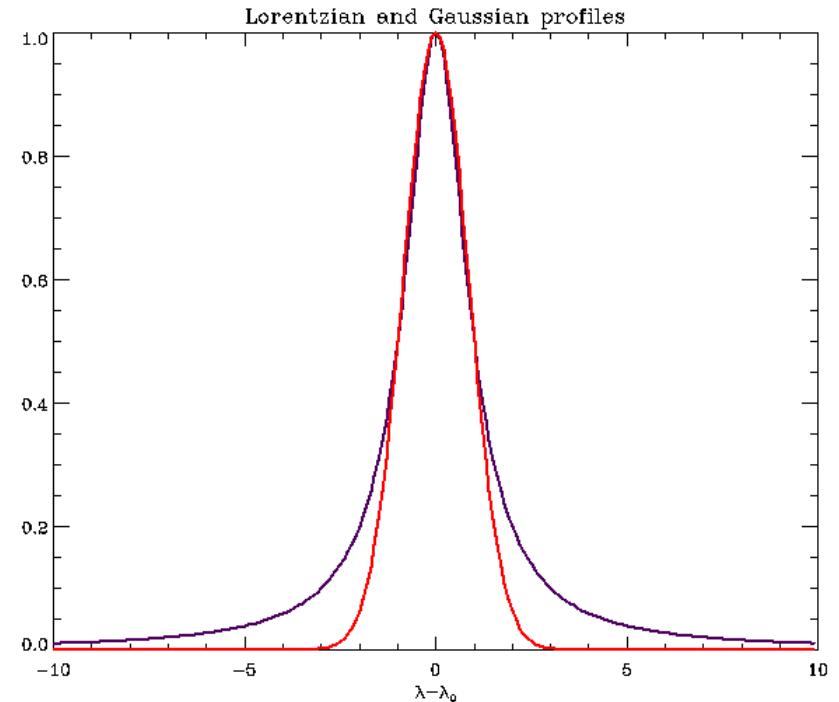
Supergiganti: bassa densità righe sottili

Stelle di Sequenza Principale: densità media /alta righe più larghe.

In generale la riga avrà un profilo che combina tutti e tre i tipi di allargamento descritti, dando luogo ad un profilo detto di Voigt.

Questo profilo ha centro riga di forma **gaussiana** e le ali. **lorentziane**, perchè si ottiene dalla convoluzione di tante lorentziane sopra un profilo gaussiano

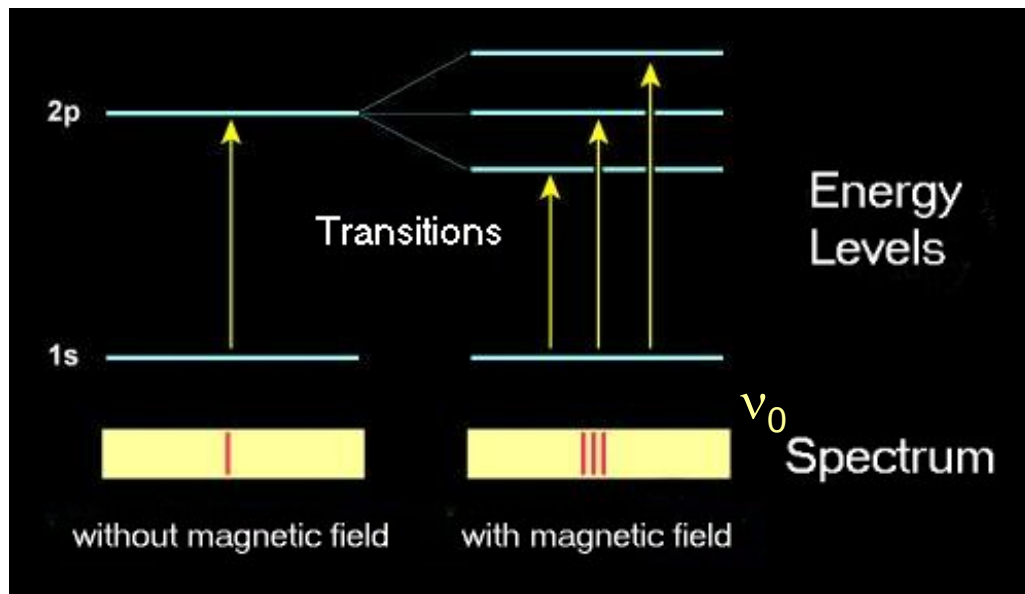
Questi sono i meccanismi di allargamento fondamentali ai quali si ricollegano tutti gli altri fenomeni di allargamento dovuti ad esempio alla rotazione di un corpi celesti o ai moti turbolenti di un gas.



L' effetto Zeeman

In presenza di un campo magnetico esterno (che definisce una direzione spaziale privilegiata) l'energia dell'orbitale dipende dall'intensità del campo magnetico e dal numero quantico m_l

$$\Delta \nu = \frac{eB}{4\pi m_e c}$$

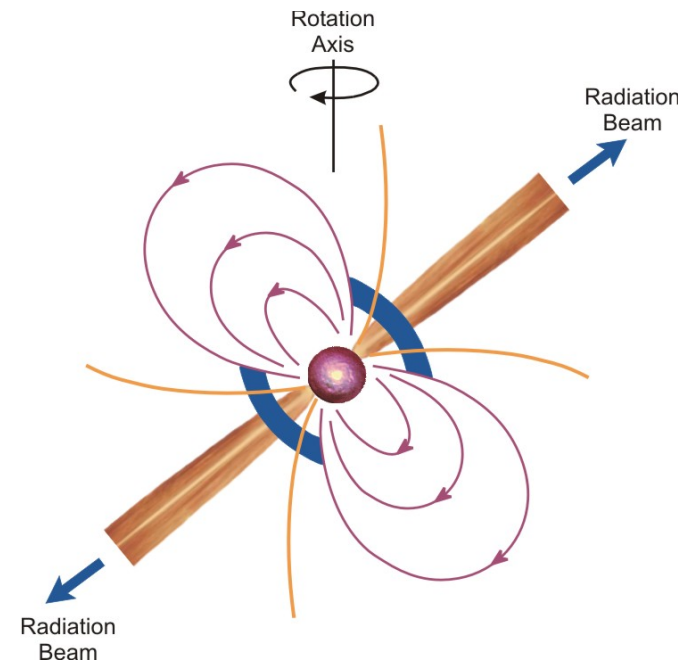
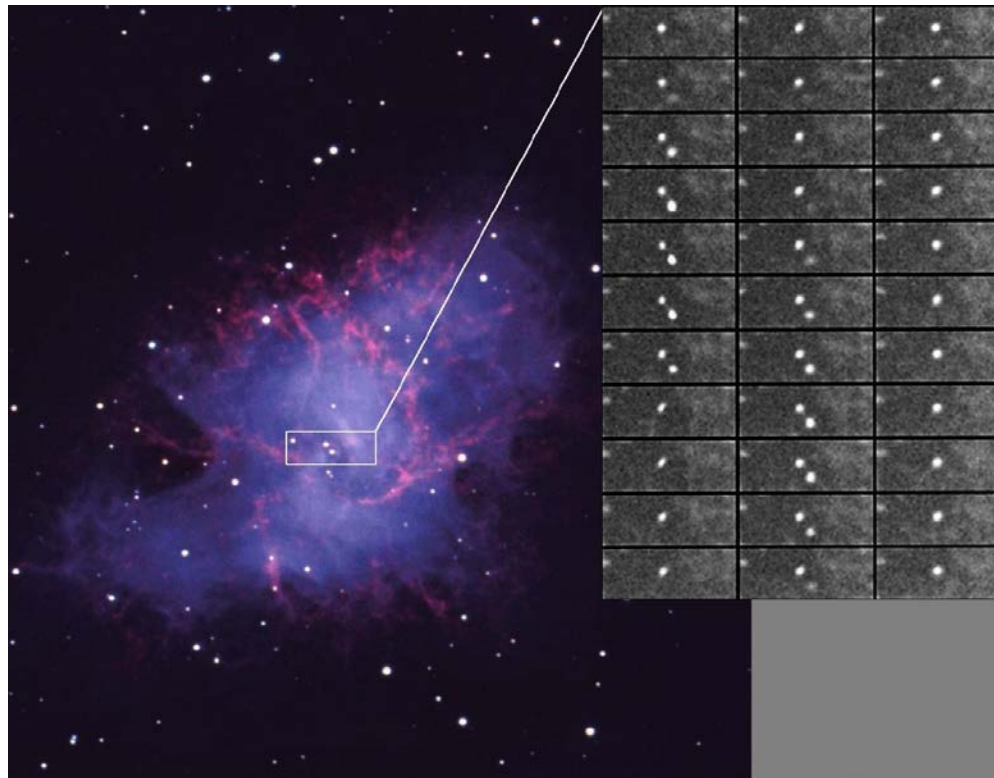


m_l	$\Delta \nu$
+1	$+ eB/4\pi m_e c$
0	0
-1	$- eB/4\pi m_e c$

Le Pulsars sono stelle di neutroni rapidamente rotanti che emettono fasci di luce in opposte direzioni. Esse hanno un intenso campo magnetico di circa $10^4 - 10^8$ Tesla. Lo splitting Zeeman sarà dato da:

$$\Delta \nu = \frac{eB}{4\pi m_e c} = \frac{\mu_B}{h} B = \frac{9.274 \times 10^{-24} \times 10^6}{6.626 \times 10^{-34}} = 1.4 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$$

μ_B (magnetone di Bohr) = $9.274 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$



In definitiva quindi la spettroscopia stellare permette di compiere misure di:

Velocità radiale

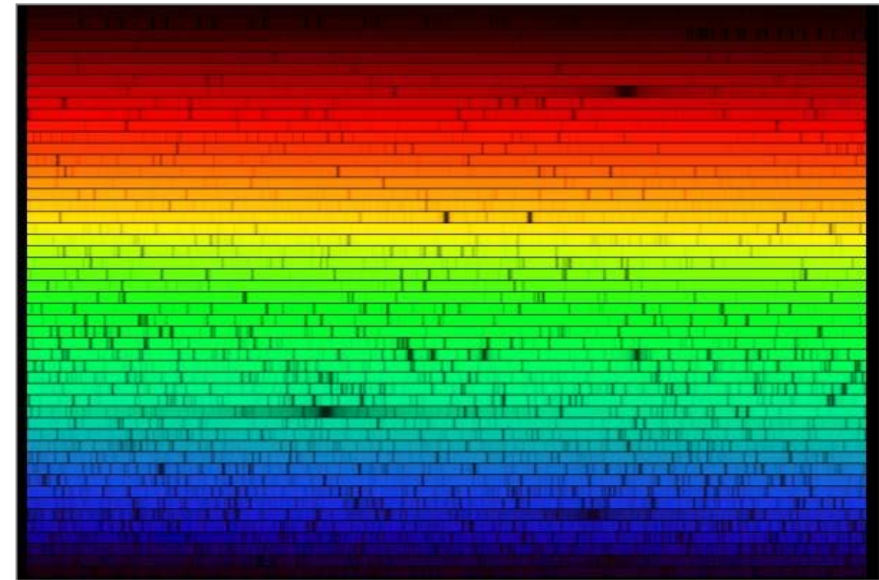
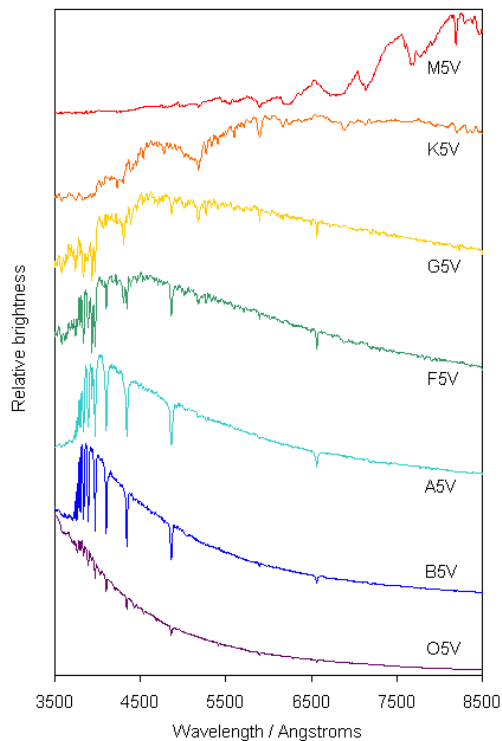
Distanza (parallasse spettroscopica)

Temperatura efficace

Composizione chimica

Intensità di campo magnetico

Gravità superficiale



Spettro ad alta risoluzione di Procyon (α Canis Min), una stella sub gigante di tipo spettrale F5

Riferimenti

M. Capaccioli **Lezioni di Astrofisica** Università Federico II -Napoli

V. Castellani **Astrofisica Stellare** Zanichelli - Bologna

A. Bersanelli **Lezioni di Astronomia** Università di Milano

A. Marconi **Lezioni di Astrofisica** Università di Firenze

G. Giuliani e I. Bonizzoni **Lineamenti di Elettromagnetismo** – La Goliardica Pavese

F. Selleri **Lezioni di Istituzioni di fisica teorica** Università di Bari