

ALMA Mater Studiorum
Universita' degli Studi di Bologna

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

L'atomo di idrogeno: righe, serie e sua
importanza in astrofisica

Elaborato Finale

Candidato:
Riccardo Nanni

Relatore:
Prof. Daniele Dallacasa

Daniele Dallacasa

Sessione II
Anno Accademico 2013/2014

Indice

Introduzione	2
1 Righe e serie dell'idrogeno e l'atomo di Bohr	3
1.1 Le serie dell'idrogeno	3
1.2 L'atomo di Bohr	4
2 La teoria delle transizioni di riga	6
2.1 I livelli energetici e i numeri quantici	7
2.2 Transizioni permesse e coefficienti di Einstein	8
2.3 Le righe proibite e la riga 21 cm	10
3 Importanza in astrofisica	13
3.1 Le regioni HII	13
3.2 L'idrogeno e le atmosfere stellari	14
3.3 L'idrogeno atomico HI	16
Bibliografia	17

Introduzione

L'idrogeno è l'elemento chimico più semplice, leggero e abbondante nell'universo. L'atomo è composto da un nucleo, nella maggior parte dei casi formato da un unico protone o al più da un protone e un neutrone (che formano l'isotopo meno stabile detto deuterio), e da un elettrone che orbita attorno al nucleo. Per tale motivo viene classificato come il primo elemento della tavola periodica, con simbolo **H** e con numero atomico pari ad 1 ($Z = 1$) e stesso numero di massa (o numero di massa pari a 2 per il deuterio $A = 2$). Dal punto di vista isotopico l'idrogeno è composto per il **99.985%** da prozio (idrogeno con $A=1$) e per il **0,015%** da deuterio ($A=2$). Tutti gli altri isotopi sono instabili e meno abbondanti in natura. Data la sua semplicità l'idrogeno è il primo elemento formatosi dopo il Big Bang e da ciò ne deriva la sua abbondanza nell'universo e dunque la sua importanza in astrofisica.

Attualmente si stima che l'universo sia composto circa per il **70%** di idrogeno (ionizzato, neutro o molecolare) e quindi lo studio di tale elemento, del suo comportamento e del suo spettro fornisce informazioni peculiari riguardanti la natura dell'universo stesso. Lo spettro dell'idrogeno (come tutti gli spettri atomici) è discontinuo e solcato da righe di assorbimento o emissione che forniscono informazioni fisiche riguardanti la regione da cui proviene una tale radiazione (densità, temperature, velocità...). Particolarmente interessanti sono gli studi riguardanti la radiazione proveniente da regioni **HII** (regioni ad idrogeno caldo ionizzato), generalmente legate alla formazione stellare, o da regioni **HI** (idrogeno neutro), particolarmente utili per studiare la dinamica delle galassie a spirale. Inoltre le reazioni tra nuclei di idrogeno sono il motore fondamentale che regola la vita delle stelle mentre la molecola di idrogeno **H₂**, come l'atomo omonimo, è la molecola più diffusa nell'universo.

Nel primo capitolo viene spiegata la prima trattazione teorica del modello atomico dell'idrogeno, ovvero l'atomo di Bohr, e le principali righe e serie di assorbimento ed emissione. Il secondo capitolo fa riferimento alla teoria delle transizioni permesse e proibite per questo atomo. Il terzo riguarda la sua presenza e importanza nell'ambiente astrofisico.

Capitolo 1

Righe e serie dell'idrogeno e l'atomo di Bohr

Il modello dell'atomo di Bohr è uno dei primi modelli semi-classici, riguardanti la quantizzazione dell'energia, che descrive la struttura atomica. Sebbene sia un modello ormai superato e inesatto quantisticamente, fornisce comunque dei risultati giusti per quanto riguarda l'atomo di idrogeno ed ha aperto la strada a tutta la formulazione della meccanica quantistica.

1.1 Le serie dell'idrogeno

L'idea di Bohr nasce a seguito dello studio dello spettro di radiazione di un gas di idrogeno. Lo studio degli spettri atomici (la spettroscopia) aveva messo in evidenza il presentarsi di una radiazione non continua, ma solcata da righe luminose e righe scure corrispondenti a determinate frequenze (o lunghezze d'onda) a seconda del materiale emittente osservato.

In particolare nel 1885 il fisico svizzero Balmer, osservando la radiazione emessa da un gas di idrogeno opportunamente scaldato, scoprì che le righe osservate avevano frequenze date dalla serie:

$$\nu_n = cR \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{con} \quad n = 3, 4, 5... \quad (1.1)$$

che venne poi in seguito battezzata serie di Balmer. Nella formula (1.1) n è un numero intero positivo, R è la costante di Rydberg che vale $R = 109677.576 \text{ cm}^{-1}$, ν_n è la frequenza dell'ennesima riga e c è la velocità della luce, dal valore di $c \approx 3 * 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{s}}$.

4CAPITOLO 1. RIGHE E SERIE DELL'IDROGENO E L'ATOMO DI BOHR

Altra peculiarità delle righe di questa serie è che appartengono alla radiazione visibile ($380 \text{ nm} \leq \lambda \leq 760 \text{ nm}$) e vennero catalogate secondo questa classificazione:

- H- α per $n = 3$, $\lambda = 656.3 \text{ nm}$
- H- β per $n = 4$, $\lambda = 486.1 \text{ nm}$
- H- γ per $n = 5$, $\lambda = 434.0 \text{ nm}$, ecc.

Poco tempo dopo vennero trovate altre serie di righe dell'idrogeno, come la serie di Lyman che cade nell'ultravioletto:

$$\nu_n = cR \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{con} \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (1.2)$$

Quella di Paschen nell'infrarosso:

$$\nu_n = cR \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{con} \quad n = 4, 5, 6, \dots \quad (1.3)$$

Quella di Brackett:

$$\nu_n = cR \left(\frac{1}{16} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{con} \quad n = 5, 6, 7, \dots \quad (1.4)$$

E quella di Pfund:

$$\nu_n = cR \left(\frac{1}{25} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{con} \quad n = 6, 7, 8, \dots \quad (1.5)$$

Fino ad ottenere una regola generale valida per tutte le serie:

$$\nu_{m,n} = cR \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{con} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad n = m + 1, m + 2, \dots \quad (1.6)$$

la quale però mancava di una valida interpretazione fisica.

1.2 L'atomo di Bohr

Una possibile interpretazione fisica del fenomeno venne fornita dal fisico danese Niels Bohr nel 1913. Secondo l'idea di Bohr l'atomo di idrogeno sarebbe composto da un nucleo centrale carico positivamente (il protone) e da un

elettrone che gli orbita attorno a seguito del campo elettrico centrale prodotto dal protone (un tipico problema a due corpi). Particolarmente innovativi erano i postulati introdotti da Bohr riguardo una tale struttura:

- L'atomo ha un insieme discreto di livelli di energia con energia $E_1, E_2, E_3 \dots$
- Un elettrone in un livello energetico descrive un'orbita circolare senza perdere energia, contraddicendo la meccanica classica.
- Le orbite stazionarie vengono determinate dalla condizione che il modulo del momento angolare orbitale (l) dell'elettrone sia quantizzato, cioè sia un multiplo intero di \hbar (costante di Planck divisa per 2π).
- Nel passaggio da un'orbita stazionaria (m) ad un'altra (n) l'elettrone assorbe o emette un fotone di energia $h\nu = |E_m - E_n|$

Dunque ogni orbita ha una sua energia e un suo momento angolare dato da $l = n\hbar$. L'elettrone compie queste orbite senza perdere energia e potendo scambiare solo quantità discrete di quest'ultima per cambiare distanza dal centro, contrariamente a quanto afferma la meccanica classica che non prevede una quantizzazione dell'energia. Le righe osservate negli spettri atomici corrispondono alle transizioni elettroniche da un livello all'altro.

Dalla conservazione dell'energia meccanica, della quantizzazione del momento angolare e dalla condizione di orbita stabile:

$$E_n = T_n + V_n = \frac{1}{2}m_e v_n^2 - \frac{e^2}{r_n} \quad \left| \quad v_n = \frac{\hbar}{m_e r_n} \quad \right| \quad m_e v_n^2 = \frac{e^2}{r_n} \quad (1.7)$$

si perviene all'equazione (1.6) che descrive le righe dell'idrogeno:

$$\nu_{m,n} = \frac{E_m - E_n}{h} = cR \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (1.8)$$

Dunque le frequenze osservate nello spettro di emissione dell'idrogeno sono tutte e sole quelle corrispondenti ai salti da un'orbita n -esima ad un'orbita m -esima. Le energie degli stati legati, dove l'elettrone è in orbita attorno al nucleo, sono tutte negative mentre il livello zero di energia è posto pari all'energia di fuga dell'elettrone dall'atomo. Energie positive rappresentano invece elettroni liberi dal nucleo. Nel caso dell'idrogeno l'energia di ionizzazione è pari a $E_{ion} = 13.6 \text{ eV}$.

Con questo modello Bohr era riuscito a spiegare molto bene la natura degli spettri a righe degli atomi, sebbene il modello stesso fosse incompleto, parzialmente incorretto e ancora lungi dall'essere pienamente quantistico.

Capitolo 2

La teoria delle transizioni di riga

Secondo il modello atomico di Bohr l'elettrone dell'atomo di idrogeno orbita attorno al nucleo su orbite circolari senza emettere radiazione. L'emissione o assorbimento di radiazione avviene solo nella transizione elettronica da un'orbita ad un'altra. Ogni orbita corrisponde ad un determinato valore di energia e il complesso forma uno spettro discreto di livelli energetici che vengono identificati mediante opportuni numeri quantici. In questo capitolo si parlerà dei livelli energetici e della teoria di transizione con particolari riferimenti al caso dell'idrogeno.

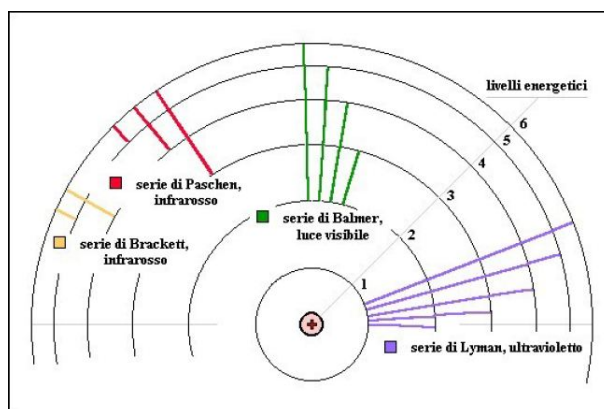


Figura 2.1: Transizioni tra livelli energetici

2.1 I livelli energetici e i numeri quantici

Il sistema dell'atomo di idrogeno rappresenta un tipico problema a due corpi (risolvibile con soluzione esatta analiticamente), che può essere trattato come un sistema a massa ridotta in cui il nucleo centrale è il punto rispetto al quale viene studiato il moto dell'elettrone. Il sistema a massa ridotta dell'atomo di idrogeno può essere descritto in termini di funzioni d'onda sferiche Ψ che soddisfano l'equazione di Schrödinger indipendente dal tempo:

$$H\Psi = E\Psi \quad (2.1)$$

dove H è l'operatore Hamiltoniano ed E è l'energia e le funzioni d'onda sferiche possono essere separate in funzioni angolari e radiali: $\Psi(r, \theta, \phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)$. Gli autovalori o i livelli di energia associati alla funzione d'onda che soddisfa l'equazione di Schrödinger sono quantizzati da tre numeri quantici (n, l, m) che danno luogo in una serie di livelli di energia discreti determinati solo dalla variabile n , che per l'idrogeno sono:

$$E = -13.6 \frac{Z^2}{n^2} \quad (2.2)$$

Questi livelli di energia sono detti degeneri poiché la differenza di energia tra livelli con stesso n è generalmente trascurabile. Solo in atomi complessi con molti elettroni l'interazione spin-orbita di quest'ultimi porta ad una separazione tra livelli con stesso n e diverso l (struttura fine). La stessa cosa avviene nel caso in cui gli atomi sono immersi in un forte campo magnetico che porterebbe alla separazione dei livelli con stesso n ma diverso m (effetto Zeeman). Tuttavia l'idrogeno presenta generalmente livelli fortemente degeneri.

I numeri atomici sono quindi utilizzati per descrivere i livelli energetici e sono generalmente associati a quantità fisiche:

- n è il numero quantico principale, assume valori interi da 1 ad ∞ e definisce l'energia e le dimensioni delle orbite: $a_n = a_0 \frac{n^2}{Z}$ con $a_0 = 0.53 \text{ \AA}$ ovvero il raggio atomico di Bohr.
- l è il numero quantico azimutale, quantizza il modulo quadro del momento angolare orbitale degli elettroni attorno al nucleo e assume valori interi positivi da 0 fino a $n-1$.
- m è il numero quantico magnetico che descrive la componente lungo un asse del momento angolare. Assume valori interi da $-l$ a $+l$ e siccome in simmetria sferica non esistono direzioni privilegiate, livelli energetici con stesso n e diverso m hanno praticamente stessa energia.

- s è il numero quantico di spin che quantizza il momento angolare intrinseco di spin degli elettroni, grandezza quantistica che non ha un analogo classico. Per gli elettroni vale $\frac{1}{2}$.
- m_s è il numero quantico magnetico di spin che è associato ad una componente dello spin. Per gli elettroni assume valori $-\frac{1}{2}$ e $+\frac{1}{2}$.

Inoltre i vari momenti angolari (orbitali e di spin) possono essere combinati tra loro per dare momenti angolari totali (\mathbf{J}) per i vari atomi.

2.2 Transizioni permesse e coefficienti di Einstein

Per capire i tipi di transizione permessi tra livelli atomici basta considerare il caso semplice di due livelli atomici. L'elettrone che passa da un livello più esterno al nucleo (livello eccitato ad energia più alta) ad un livello più interno emette una radiazione con energia pari alla differenza di energia tra i due livelli. Viceversa assorbe radiazione per passare in un'orbita più esterna (ad energia più alta). L'intensità di emissione di radiazione da parte di una carica elettrica accelerata, vincolata in una regione di dimensioni dell'ordine di $a \approx 10^{-8}$ cm, è data da una formula che può essere sviluppata in termini di dipolo, quadrupolo, ecc... elettrici:

$$I = \frac{2e^2}{3c^3} \left(\frac{d^2x}{dt^2} \right)^2 + O((ka)^4) \quad (2.3)$$

valida se $ka \ll 1$ che permette di trattare la transizione stessa come se fosse un oscillatore legato. Essendo a dell'ordine del Å e la lunghezza d'onda generalmente nel visibile (o UV) i termini superiori al dipolo sono spesso trascurati e le righe permesse (più probabili e intense) sono dovute a transizioni di dipolo.

Le transizioni tra livelli sono descritte in termini di probabilità di transizione mediante i coefficienti di Einstein; la forza di transizione è misurata dalla probabilità che un atomo eccitato emetta un fotone nell'unità di tempo. Per esempio se ci sono $N(0)$ atomi nello stato eccitato al tempo $t = 0$ e la probabilità di transizione nell'unità di tempo è A (s^{-1}) allora ad un istante t generico gli atomi eccitati sono: $N(t) = N(0)e^{-At}$.

La probabilità (s^{-1}) di emissione spontanea di un fotone di un atomo eccitato in una transizione tra un livello m ad un livello n (con $m > n$) è:

$$A_{mn} = \left(\frac{64\pi^4}{3hc^3} \right) \frac{\nu_{mn}^3 S_{mn}}{g_m} \quad [s^{-1}] \quad (2.4)$$

A_{mn} prende il nome di coefficiente di Einstein di emissione spontanea, che dipende fortemente dalla frequenza di transizione ν_{mn}^3 ; g_m è il peso statistico di un livello energetico (il numero di stati quantici per ogni livello) e S_{mn} è la forza della riga espressa in termini dell'elemento di matrice di dipolo elettrico mediante la relazione:

$$\mu_{mn}^2 = \frac{S_{mn}}{g_m} = e^2 |\langle \Psi_n | r | \Psi_m \rangle|^2 \quad (2.5)$$

Più A è grande più la transizione è probabile, quindi se l'elettrone ha più livelli in cui decadere predilige quelli con salto maggiore ovvero con grande differenza di frequenza, data la dipendenza di A dal cubo di ν .

Gli elementi della matrice di dipolo elettrico esprimono la probabilità di transizione da un livello ad un altro e possono essere interpretati come forza dell'oscillatore per questa transizione. Se tali elementi sono nulli la transizione si dice proibita.

Oltre all'emissione spontanea un elettrone può assorbire un fotone di opportuna frequenza per passare ad un'orbita più esterna. La probabilità [s^{-1}] di assorbimento di un opportuno fotone per la transizione è $B_{nm}U(\nu_{nm})$ dove $U(\nu_{nm})$ è la densità del campo di radiazione e B_{nm} è il coefficiente di Einstein per l'assorbimento, legato ad A_{mn} attraverso la relazione:

$$A_{mn} = \left(\frac{8\pi h}{c^3} \right) \nu_{nm}^3 B_{nm} \quad [s^{-1}] \quad (2.6)$$

Per simmetria segue che:

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (2.7)$$

dove $B_{mn}U(\nu_{nm})$ è la probabilità che un fotone di opportuna frequenza stimoli l'emissione di un altro fotone, coerente al primo, da parte di un atomo eccitato. Per questo B_{mn} è detto coefficiente di Einstein di emissione stimolata. Quando un fotone ha un'energia pari alla differenza tra due livelli atomici, il più alto dei quali è occupato, allora la probabilità di emissione stimolata risulta massima e a fine processo si ha una radiazione amplificata e diseccitazione atomica. All'equilibrio termico e con una radiazione incidente opportuna, il rapporto tra le popolazioni di due livelli atomici dice quale fenomeno, tra l'assorbimento e l'emissione stimolata, prevale.

Per concludere questa sezione è bene riportare quelle che sono le regole di selezione delle transizioni per le righe permesse. Tali regole derivano dalla meccanica quantistica e tengono conto sia dei principi di conservazione (energia, momento angolare, ecc..) sia della probabilità di transizione per l'approssimazione di dipolo. Queste sono:

Regole	Condizioni
$\Delta n = \text{arbitrario}$	$\Delta n \neq 0$
$\Delta l = \pm 1$	cambio di parità
$\Delta L = 0, \pm 1$	$L = 0 \Rightarrow \bar{L} = 0$ proibita
$\Delta J = 0, \pm 1$	$J = 0 \Rightarrow \bar{J} = 0$ proibita
$\Delta S = 0$	

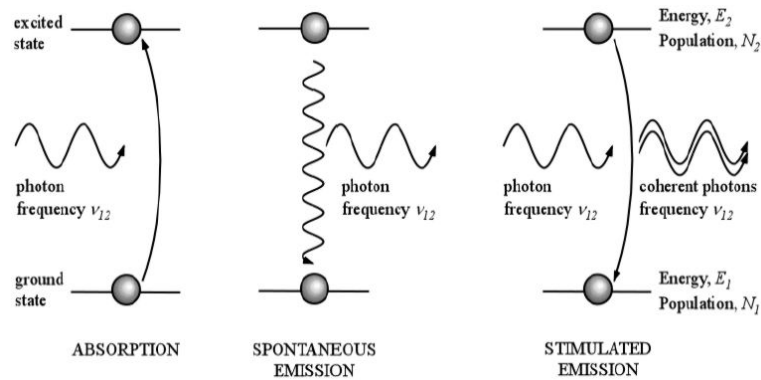


Figura 2.2: Transizioni tra due livelli nei tre casi possibili

2.3 Le righe proibite e la riga 21 cm

Come detto nella sezione precedente, il fatto che una transizione sia detta proibita non implica che non avvenga o che non la si possa osservare. Infatti, per quanto più deboli e improbabili, si possono avere anche transizioni di quadrupolo, di dipolo magnetico, ecc... che portano a particolari osservazioni spesso rilevanti in astrofisica. In questi due casi le regole di selezione sono diverse dal caso del dipolo. Per il quadrupolo elettrico si ha:

Regole	Condizioni
$\Delta n = \text{arbitrario}$	$\Delta n \neq 0$
$\Delta l = 0, \pm 2$	cambio di parità
$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$	$L = 0 \Rightarrow \bar{L} = 0$ proibita
$\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$	$J = 0 \Rightarrow \bar{J} = 0$ proibita
$\Delta S = 0$	

E per il dipolo magnetico:

Regole	Condizioni
$\Delta n, \Delta l = 0$	
$\Delta J = 0, \pm 1$	$J = 0 \Rightarrow J = 0$ proibita
$\Delta S, \Delta L = 0$	

Inoltre il rapporto tra i coefficienti di Einstein nei due casi citati (A_Q, A_M) rispetto al dipolo (A_D) fornisce la predominanza in termini probabilistici del termine che dà la transizione:

$$\frac{A_Q}{A_D} \approx 3 * 10^{-8} \quad \frac{A_M}{A_D} \approx 5 * 10^{-5} \quad (2.8)$$

Dal punto di vista dell'idrogeno la transizione di dipolo magnetico è la più interessante. Infatti l'idrogeno neutro (temperature che vanno da 10^1 a 10^4) si trova generalmente nel suo stato fondamentale e quindi non è in grado di emettere, e assorbe solo la radiazione dell'ordine del UV (serie di Lyman) o superiore. Tuttavia il suo stato fondamentale consiste di due livelli iperfini che corrispondono alle configurazioni con spin dell'elettrone e del protone paralleli (livello superiore n_1) e antiparalleli (livello inferiore n_0) e con differenza di energia, tra i due, corrispondente ad una lunghezza d'onda pari a $\lambda = 21 \text{ cm}$. Il rapporto tra i pesi statistici delle due popolazioni dei livelli è: $\frac{n_2}{n_1} = 3$. La probabilità di transizione tra i due livelli è fortemente proibita con coefficiente di emissione spontanea pari a: $A_H = 2.87 * 10^{-15} [s^{-1}]$, che corrisponde ad una vita media per il livello superiore di $\tau = \frac{1}{A_H} = 10^7 \text{ anni}$. Tale riga risulta dunque inosservabile in laboratorio, ma non in ambiente astrofisico in cui giocano un ruolo fondamentale l'abbondanza di idrogeno e la densità. Le collisioni tra atomi accorciano il tempo di transizione a 300 anni, quindi il rapporto x tra il tempo collisionale e quello radiativo è dato da:

$$x = \frac{a * 10^{-7} T}{n_H} \approx 4 * 10^{-3} \quad (2.9)$$

per valori di $T = 100 \text{ K}$ e $n_H = 10 \text{ cm}^{-3}$ ovvero c'è un prevalenza delle transizioni collisionali.

Inoltre è possibile definire una densità di colonna per l'idrogeno $\mathbf{N}_{\mathbf{H}\mathbf{I}}$ come il prodotto tra lo spessore della nube di idrogeno (\mathbf{l}) e la densità di atomi lungo la linea di vista (n_H) e una temperatura di brillantezza ($\mathbf{T}_{\mathbf{B}\mathbf{H}}$) data da:

$$T_{B_H}(\nu) = T_s(1 - e^{-\tau_H(\nu)}) \approx T_s \tau_H(\nu) \quad \text{se } \tau_H \ll 1 \quad (2.10)$$

dove $\tau_H(\nu)$ è lo spessore ottico ad una data frequenza ν e T_s è la temperatura di spin che coincide con la temperatura cinetica (T_c) quando le collisioni sono

il fattore dominante nel determinare lo stato degli spin.

Si dimostra che:

$$\tau_H(\nu) = 2.58 * 10^{-15} \frac{N_H \phi(\nu)}{T_s} \quad (2.11)$$

con $\phi(\nu)$ profilo della riga. Integrando sul profilo di riga si ottiene:

$$T_{B_H} = 2.58 * 10^{-15} N_H \quad (2.12)$$

ovvero, in queste condizioni, la temperatura di brillantezza non dipende dalla temperatura cinetica T_c ma solo dalla densità di colonna. Quindi una misura della temperatura di brillantezza fornisce una stima del numero totale di atomi di idrogeno che emettono la riga 21 cm in una certa direzione.

Tale riga appartiene alla banda radio e, poiché il mezzo interstellare è completamente trasparente alla radiazione a 21 cm, è possibile esaminare in questo modo la struttura della Galassia anche in regioni che sono troppo lontane per potervi effettuare degli studi ottici o in regioni dove l'assorbimento nell'ottico è molto elevato. Con essa è possibile persino tracciare la struttura delle galassie a spirale, la curva di rotazione e ricavare la relativa scoperta di materia oscura proprio perché la distribuzione di HI si estende ben oltre i confini dell'osservazione ottica e risulta quindi comoda per gli studi dinamici delle galassie.

La larghezza della riga è dovuta principalmente ai moti termici degli atomi che hanno una distribuzione di velocità di tipo Maxwelliano. Dunque, a causa del moto di agitazione termica, il profilo della riga dovrebbe essere gaussiano. Questo è valido per le righe in assorbimento ma non per quelle in emissione; per questo si suppone che lo spessore ottico per l'idrogeno caldo diffuso sia maggiore di 1. La riga si può vedere anche in assorbimento quando una nube di idrogeno si trova interposta sulla linea di vista fra l'osservatore ed una radiosorgente con temperatura di brillantezza T_{B_s} che emette con uno spettro continuo. Se la radiosorgente di sincrotrone è localizzata dietro una nube di idrogeno, alla frequenza ν_H la brillantezza è:

$$T_{B_1} = T_{B_s} e^{-\tau_H(\nu)} + T_c (1 - e^{-\tau_H(\nu)}) \quad (2.13)$$

mentre in una direzione che esclude la radiosorgente ma attraversa ancora la nube è data da:

$$T_{B_2} = T_c (1 - e^{-\tau_H(\nu)}) \quad (2.14)$$

Ad una frequenza ν leggermente diversa da ν_H la nube è completamente trasparente alla radiazione della sorgente di fondo e la temperatura di brillantezza in direzione della sorgente è $T'_{B_1} \approx T_{B_s}$.

Dalla differenza fra le temperature si ha: $T_{B_1} - T'_{B_1} - T_{B_2} = -T_{B_s} (1 - e^{-\tau_H(\nu)})$ da cui si può ricavare τ_H e quindi N_H .

Capitolo 3

Importanza in astrofisica

Come accennato nell'introduzione, l'idrogeno è l'elemento più abbondante nell'universo e si trova in fase neutra, ionizzata o molecolare. Di seguito vengono presentati alcuni dei più interessanti ambienti astrofisici ricchi di idrogeno.

3.1 Le regioni HII

L'idrogeno ionizzato costituisce l'1% della Galassia e per essere tale necessita di meccanismi che portino alla ionizzazione. Come detto in precedenza, l'energia di ionizzazione è circa 13.6 eV il che significa che sono necessari fotoni con energia pari o superiore a tale valore per avere l'idrogeno ionizzato, ossia fotoni ultravioletti o più energetici ($\lambda \leq 916 \text{ \AA}$). Stelle in grado di produrre radiazione con energie simili sono generalmente stelle calde con temperatura superficiale $\geq 5 * 10^4 \text{ K}$ di tipo spettrale **O** e **B**. Quindi l'idrogeno ionizzato è un buon tracciante per la distribuzione delle stelle molto calde di formazione recente, le quali fungono da sorgente di radiazione per la ionizzazione del gas circostante. Il fotone UV ionizza l'idrogeno liberando una coppia elettrone-protone che può perdere energia: per collisione con altre particelle, per irraggiamento di Bremsstrahlung degli elettroni o per ricombinazione della coppia. La ricombinazione porta generalmente ad un atomo eccitato che decade a livelli di energia più bassi emettendo fotoni. L'effetto complessivo dà uno spettro continuo (dovuto alla Bremsstrahlung) solcato da righe (dovute alla ricombinazione e decadimento). Tuttavia le regioni ad idrogeno ionizzato spesso contengono grandi quantità di polveri che ne rendono difficile o impossibile l'osservazione in banda visuale e modificano lo spettro.

Nelle galassie a spirale (nostra compresa) l'idrogeno ionizzato si trova sotto forma di nubi discrete (a temperature di $\approx 10^4$ K), dette regioni HII, lungo i bracci di spirale nelle vicinanze di stelle di recente formazione, le quali, a volte, sono in grado di costituire complessi molto grandi e densi come la Nebulosa di Orione o la Nebulosa dell'Aquila. Le regioni HII sono classificate Warm Ionized Medium (**WIM**) come fase del mezzo interstellare.

Dalla ricombinazione della coppia protone-elettrone è più probabile ottenere un atomo eccitato che non nello stato fondamentale. Dunque per ogni fotone UV che aveva originato la ionizzazione vengono prodotti almeno due fotoni secondari con energia inferiore: uno, di frequenza qualsiasi, dovuto alla cattura elettronica da parte del protone (che contribuisce all'emissione continua) e uno dovuto alla diseccitazione (che contribuisce con una riga di frequenza ben determinata dalla transizione). In questo modo i fotoni UV eccitanti vengono degradati mentre quelli secondari non sono generalmente in grado di eccitare altri atomi. Le righe di ricombinazione generalmente cadono e vengono studiate nell'ottico, come la serie di Balmer, o nell'UV, come la serie di Lyman, che però non è osservabile da Terra a causa dell'opacità atmosferica. Tuttavia la ricombinazione può produrre anche righe nella banda radio se l'atomo si diseccita mediante transizioni fra livelli energetici elevati e quindi aventi piccola differenza di energia.

Infine lo studio del rapporto fra l'intensità delle righe di ricombinazione e l'emissione termica del continuo fornisce una misura del rapporto fra elettroni legati ed elettroni liberi nel gas e permette quindi di analizzare le variazioni della temperatura delle regioni HII nella Galassia. Gli spettri ottici delle regioni HII, conosciuta la temperatura, permettono di calcolare la metallicità che risulta decrescere dal centro della Galassia verso la periferia. Ciò suggerisce che nelle regioni periferiche si ha minor formazione stellare. Il rapporto $\frac{He^+}{H^+}$, invece, è uniforme su tutta la Galassia, sintomo che la quantità di elio non è stata sensibilmente alterata dai processi di formazione stellare, e quindi è presumibilmente rappresentativa di quella primordiale.

3.2 L'idrogeno e le atmosfere stellari

L'idrogeno è anche l'elemento principale che costituisce le stelle; è il carburante utilizzato per le reazioni termonucleari nella prima fase evolutiva del nucleo stellare ed è abbondante nell'atmosfera stessa. Per tale motivo le prime classificazioni spettrali delle stelle vennero costruite valutando la presenza e intensità delle righe di assorbimento dell'idrogeno nello spettro continuo di corpo nero delle stelle. La classificazione attuale si basa sulla temperatura superficiale della stella, la quale influisce sulle righe di assorbi-

mento degli elementi nell'atmosfera, agendo sull'allargamento delle righe e determinando il grado di eccitazione e ionizzazione degli elementi (descritto dall'equazione di Boltzmann e di Saha). Inoltre la temperatura determina il massimo di emissione nel profilo di corpo nero.

In particolare è possibile valutare la temperatura stellare osservando le righe dello spettro e sapendo che esse dipendono dallo stato di eccitazione atomico. Per esempio, se la temperatura dell'atmosfera di una stella è tale da portare gli atomi di idrogeno al primo stato eccitato, lo spettro continuo subisce un calo di intensità, detto Balmer Jump, nelle lunghezze del visibile a seguito dell'assorbimento dei fotoni visibili da parte dell'idrogeno stesso. Dall'intensità del Balmer Jump è possibile ricavare la frazione di idrogeno nel primo livello eccitato e dunque la temperatura (mediante la formula di Boltzmann).

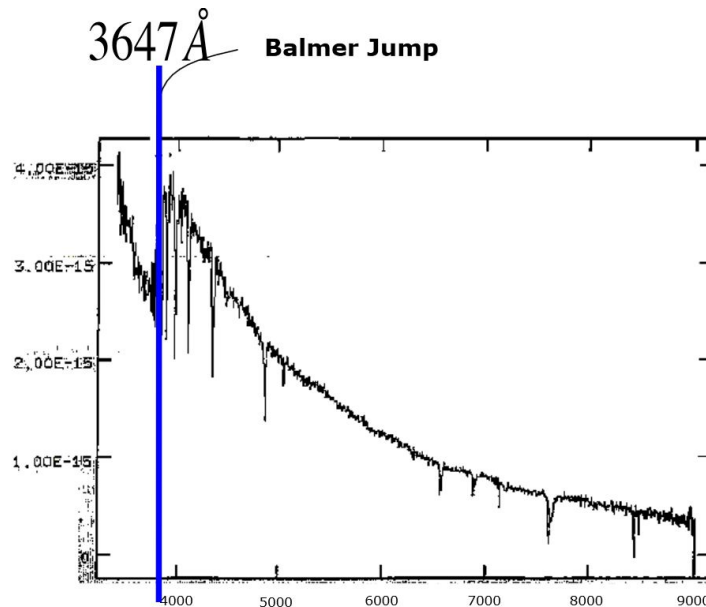


Figura 3.1: Un esempio di spettro con Balmer Jump (Corso di Astrofisica Stellare, Prof. Ferraro)

Stelle di tipo A ed F presentano forti righe dell'idrogeno mentre stelle più calde di 10^4 K lo ionizzano impedendone l'assorbimento di riga e stelle troppo fredde non sono in grado di eccitarlo in quantità rilevante.

3.3 L'idrogeno atomico HI

Caratteristico di due fasi del mezzo interstellare (il Warm Neutral Medium [WNM] e il Cold Neutral Medium [CNM]), l'idrogeno atomico, citato nel paragrafo 2.3, è diffuso più o meno ovunque sul piano galattico delle galassie a spirale, in regioni in cui la temperatura oscilla tra 10^1 K e 10^2 K (CNM) e tra 10^3 K e 10^4 (WNM).

Presenta bassa densità nel WNM pari a 0.1 cm^{-3} e superiore nel CNM dove oscilla tra i 1 e 10 cm^{-3} ed è quest'ultima a fare da discriminante per la temperatura del mezzo: regioni con densità di colonna superiore ad un certo valore critico ($N_{HI} = 2 * 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) sono in grado di raffreddarsi e diventare CNM, se invece hanno N_{HI} inferiore non ci riescono. Una possibile spiegazione di questo fatto puramente sperimentale potrebbe derivare dalla autoschermatura da parte degli atomi stessi. I processi di riscaldamento del HI sono principalmente dovuti alla radiazione UV e X diffusa, per quanto riguarda il WNM. Dunque, a basse densità di colonna, i fotoni UV possono penetrare nelle nubi e riscaldarle e, volendo, ionizzare l'idrogeno. Solo le nubi che riescono ad autoschermarsi contro la radiazione UV efficientemente possono rimanere a basse temperature e fare parte del CNM. Per poter fare ciò necessitano di una densità di colonna che è stata misurata sperimentalmente (mediante il Westerbork Synthesis Radio Telescope) pari a $N_{HI} = 2 * 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Al di sotto di tale valore sufficienti fotoni UV penetrano negli interni delle nubi e inibiscono la formazione del CNM. Tuttavia questa scoperta e relativa ipotesi di spiegazione sono piuttosto recenti e da sviluppare.

Sicuramente il ruolo schermante da parte delle nubi è di vitale importanza soprattutto per la formazione delle molecole, che verrebbero distrutte dalla radiazione UV se non fossero immerse nel CNM. Tra queste troviamo la molecola più diffusa, l'idrogeno molecolare (\mathbf{H}_2). Su tale molecola ci sarebbe molto da dire ma è ancora in fase di studio intenso, proprio perché non è sempre possibile studiarla direttamente; l'idrogeno molecolare infatti irradia debolmente nell'UV (non osservabile da terra) per transizioni elettroniche e nell'infrarosso per transizioni roto-vibrazionali. Risulta più facile studiare la molecola del CO che fa da tracciante dell'idrogeno molecolare in quanto la sua principale sorgente di eccitazione è costituita proprio dalle collisioni con l' \mathbf{H}_2 . Tuttavia, con l'avvento dello studio della radiazione ad IR mediante satelliti in orbita, l'idrogeno molecolare potrebbe aprire un nuovo grande futuro sulle osservazioni astrofisiche.

Bibliografia

- [1] M. A. Dopita, R. S. Sutherland, *Astrophysics of the Diffuse Universe*, Springer, 2003.
- [2] G. B. Rybicki, A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, WILEY-VCH, 2004.
- [3] H. Bradt. *Astrophysics Processes*, Cambridge University Press, 2008.
- [4] C. Fanti, R. Fanti, *Lezioni di Radioastronomia*, Appunti, 2012.
- [5] D. Dallacasa, *Processi di radiazione e MHD*, Dispense.
- [6] F. Ravanini, *Istituzioni di fisica teorica*, Appunti.
- [7] F. R. Ferraro, *Astrofisica stellare*, Dispense.
- [8] N. Kanekar, R. Braun, N. Roy, *An H_I Column Density Threshold for Cold Gas Formation in the Galaxy*, *Articolo di Astrophysical Journal*, 2011.