

Bloco 4

Processos radiativos no MI

Linhas espectrais no MI: teoria

- Referências
 - Maciel – Cap. 3
- formulário e teoria
 - Spitzer, *Physical Processes in the ISM* – Cap. 2 e 3
 - explicação e teoria de forma mais aprofundada
 - Dyson & Williams – Cap. 2
 - material de forma resumida

4-1

Quais são os responsáveis pelas linhas?

- UV e visível
 - ◊ átomos e íons
 - ✓ Na: 589 e 589.6 nm (dubleto ressonante – absorção)
 - ✓ Ca: 422.7 nm
 - ✓ Cal: 393.4 e 396.8 nm
 - ✓ H
- rádio
 - ◊ átomos, íons e moléculas
 - ✓ H: 21 cm
 - ✓ diferença de energia devido aos dois estados possíveis do spin do elétron
 - ✓ H: recombinação
 - ✓ energia equivalente a comprimentos de onda em rádio se $n > \sim 100$

4-2

- rádio

◊ moléculas

- ✓ transições rotacionais
 - ✓ $E = B J (J+1)$
 - ✓ $\Delta J = \pm 1$
 - ✓ B : relacionado ao momento de inércia da molécula

4-3

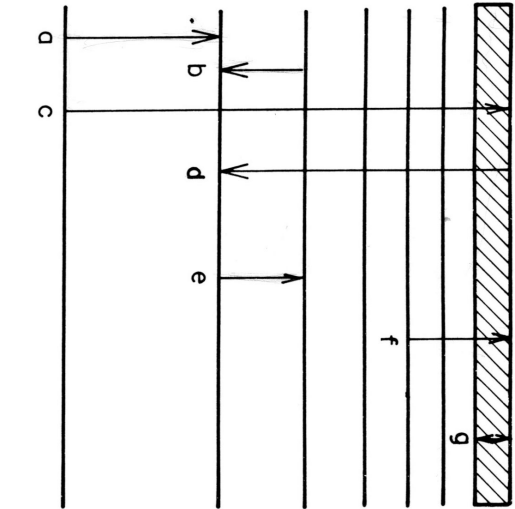
Transições

- Transições atômicas (moleculares) podem produzir linhas (bandas) de emissão ou absorção, além de semi-contínuos de absorção
 - ◊ figura do A&A/IAG (próxima página)
 - ✓ ganho e perda de energia por átomos
- As linhas são caracterizadas por sua posição, largura e intensidade que dependem:
 - ◊ dos níveis existentes em um átomo ou molécula (esta aula)
 - ◊ das populações dos níveis (esta aula)
 - ◊ dos coeficientes de decaimento (esta aula)
 - ◊ dos mecanismos físicos que regem alargamento das linhas

4-4

Tipos de transições

Apostila do curso
de introdução a A&A
do IAG



- a. linha ressonante (absorção)
- b. emissão
- c. ligado-livre (ionização)
- d. recombinação
- e. ligado-ligado (absorção)
- g. livre-livre

Figura 9.7

Energia dos níveis principais

- Átomo de Bohr

$$E_n = -13.6 \frac{Z^2}{n^2} eV$$

- Linhas de Lyman**: transições envolvendo o nível $n = 1$
- Linhas de Balmer**: transições envolvendo o nível $n = 2$
- $\text{H}\alpha$ 2 - 3 656.273 nm
- $\text{H}\beta$ 2 - 4 486.133 nm
- $\text{H}\gamma$ 2 - 5 434.047 nm
- $\text{H}\delta$ 2 - 6 410.174 nm
- Linhas de Paschen**: transições envolvendo o nível $n = 3$

Átomo de Hidrogênio

Níveis de energia

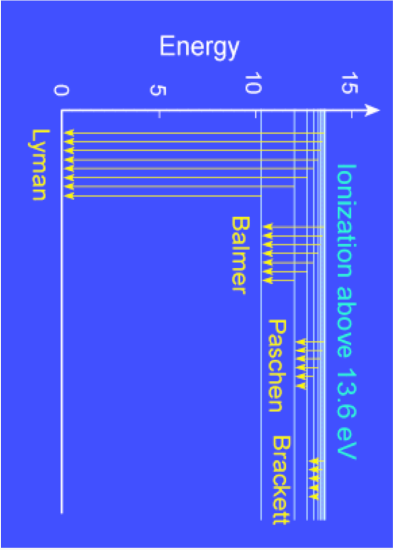
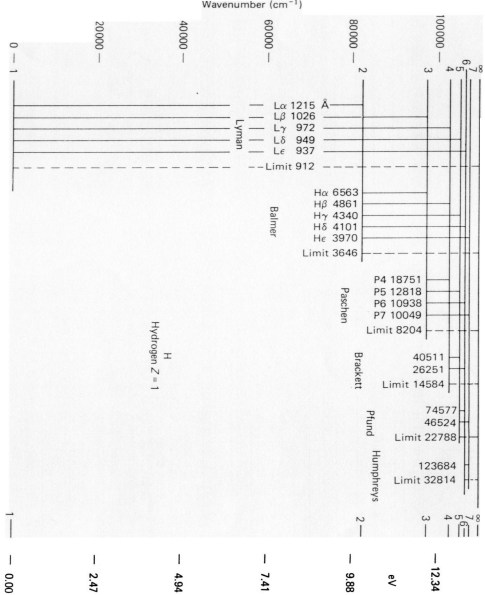


Fig. 1.12. Schematic diagram of energy levels of hydrogen with various series identified. From Merrill, P. W. (1956). *Lines of the Chemical Elements in Astronomical Spectra*. Carnegie Institute of Washington Publication 610.



Estrutura do H
Ref.?

Números quânticos

- ◊ Número quântico principal n 1, 2, 3, 4, ...
- ◊ número quântico angular l 0, 1, 2, $n-1$
- ◊ número quântico magnético m $-l, -(l-1), \dots, 0, \dots, (l-1), l$
- ◊ número quântico de spin m_s $-1/2$ $+1/2$
- As transições possíveis são definidas pelos níveis e pelas **regras de transição**
 - ◊ em n : qualquer transição possível
 - ◊ $\Delta l = +1, -1$
 - ◊ $\Delta m = 0, +1, -1$
- Ver excelente resumo (e muito mais completo, sem ser longo) em:
 - ◊ <http://www.astro.sunysb.edu/fwalter/AST341/qn.html> 4-9

- As transições consistem em troca de energia que pode ocorrer de forma radiativa ou colisional
- Já vimos que o MI não está em equilíbrio termodinâmico
- Porém, podemos considerar o **equilíbrio termodinâmico equivalente (ETE)**
 - ◊ transições colisionais dominam sobre as transições radiativas
 - ◊ $T = T_c$
- ◊ nesse caso, as populações são determinadas pela temperatura cinética

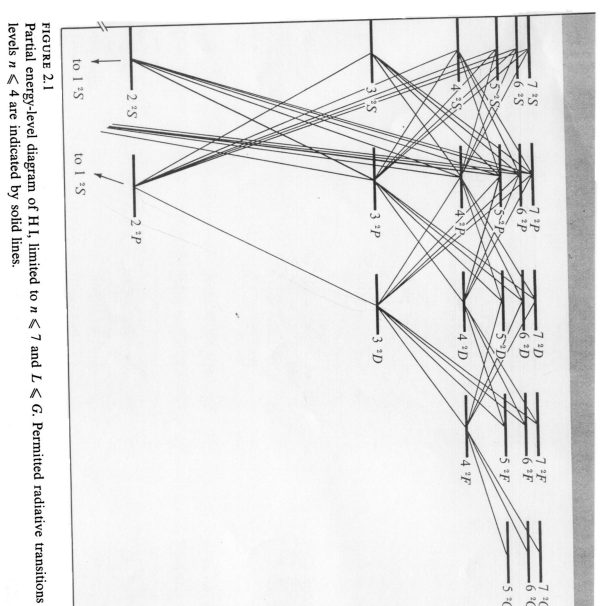


FIGURE 2.1
Partial energy-level diagram of H I, limited to $n \leq 7$ and $l \leq 6$. Permitted radiative transitions to levels $n \leq 4$ are indicated by solid lines.

Estrutura do H
Ref.?

- Uma aproximação útil em alguns casos é o **equilíbrio termodinâmico local (ETL)**
- Nesse caso:
 - ◊ $b_j = 1$ para todos os níveis. Ele quantifica a diferença de uma população com relação ao valor esperado em ET (vide a seguir)
 - ◊ colisões dominam as excitações e desexcitações
 - ◊ isso ocorre em altas densidades, quando os estados são metaestáveis ou estáveis
 - ◊ Equação de Saha pode não ser válida
 - ◊ radiação não é de corpo negro

População de um nível

Daqui para frente, sempre que usarmos T,

estaremos nos referindo a temperatura cinética.

Quando o T tiver uma interpretação diferente, isso será explicitado.

4-13

- Equação de Boltzmann, onde $T = T_{\text{exc}} = T_c$

- Vamos considerar um dado átomo (X) em um dado nível de ionização (r), X^r

$$n_j = n_k \frac{g_j}{g_k} \exp \left(-\frac{E_j - E_k}{k T} \right)$$

degenerescência do nível de energia

g_j e g_k : pesos estatísticos dos níveis j e k ;

E_j e E_k : energia dos níveis j e k .

$E_j > E_k$; $j > k$.

$E_0 = 0$

4-14

- Vamos considerar todos os níveis de energia possíveis e definir a função de partição, f_r

$$n = \sum_k n_k$$

$$f(X^r) = f_r = \sum_k g_k \exp \left(-\frac{E_k}{k T} \right)$$

$$n_j = n \frac{g_j}{f_r} \exp \left(-\frac{E_j}{k T} \right)$$

4-15

- E se ETE não é a melhor aproximação?
- ◊ Considerar os **coeficientes de desvio**, b_j :

$$b_j = \frac{n_j (\text{distribuição verdadeira})}{n_j (\text{distribuição ET})}$$

◊ Assim, a população dos níveis pode ser expressa como:

$$n_j = n_k \frac{b_j g_j}{b_k g_k} \exp \left(-\frac{E_j - E_k}{k T} \right) \quad \text{ou}$$

$$n_j = n b_j \frac{g_j}{f_r} \exp \left(-\frac{E_j}{k T} \right)$$

4-16

População dos estados de ionização

- Equação de Saha

$$\frac{n(X^{r+1})n_e}{n(X^r)}=\frac{f_{r+1}f_e}{f_r}$$

$$f_e=e^{\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{3/2}}$$

Aproximação comum:
considerar apenas o primeiro nível nas funções partição

4-17

Transporte radiativo: linhas

$$\frac{dI_\nu}{ds}=j_\nu-\kappa_\nu I_\nu$$

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu}=\frac{j_\nu}{\kappa_\nu}-I_\nu, \text{ onde } d\tau_\nu=\kappa_\nu dz$$

A solução para a equação acima é:

$$I(\nu)=I_{\nu_0}e^{-\tau_\nu}+\int_0^{\tau_\nu}\frac{j(\nu)}{\kappa(\nu)}\exp\left[-(\tau_\nu-\tau'_\nu)\right]d\tau'_\nu \quad (1)$$

onde $s = 0$ ($\tau = 0$) está na fonte (figura do DW) e cresce para a direção do observador (notação do DW – Spitzer e Maciel usam notação diferente)

4-18

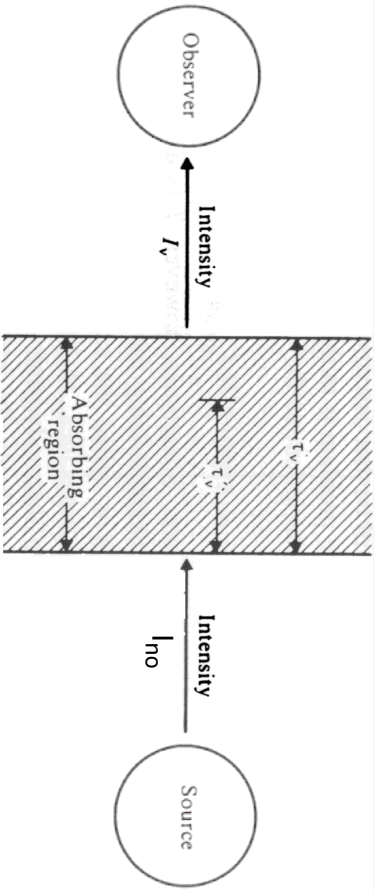


Figure 2.3. Schematic diagram defining intensities after absorption.

Dyson & Williams

4-19

Coefficientes de Einstein

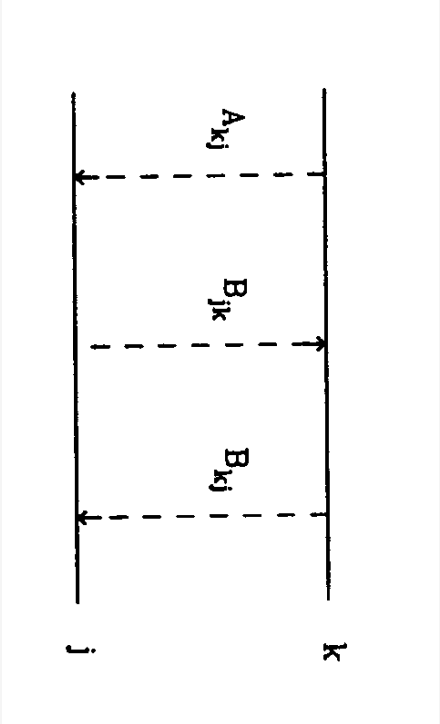


Fig. 3.2 – Maciel

4-20

Emissão

- Os coeficientes de Einstein, A_{kj} [s⁻¹], quantificam a probabilidade por unidade de tempo de um átomo X^i no estado de excitação k sofrer espontaneamente uma transição $k \rightarrow j$ com emissão de um fóton (decaimento)
- A_{kj}^{-1} : tempo de vida no nível k

$$n_k(X^r) A_{kj} : \frac{\text{numero de emissões espontâneas}}{\text{cm}^3 \text{ s}}$$

$$E_{\text{emitida}} = \int_{\text{linha}} j_\nu d\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu_{jk} n_k(X^r) A_{kj}$$

essa energia é por unidade de ângulo sólido:
erg cm⁻³ s⁻¹ sr⁻¹

4-21

Qual é o nível mais excitado, k ou j ?

- Em ET, são válidas as seguintes relações entre os coeficientes de Einstein

$$g_j B_{jk} = g_k B_{kj}$$

$$A_{kj} = \frac{8\pi h\nu_{jk}^3}{c^3} B_{kj}$$

$$A_{kj} = \frac{8\pi h\nu_{jk}^3}{c^3} \frac{g_j}{g_k} B_{jk}$$

4-23

Absorção

- Coefficientes de absorção de Einstein, B_{jk}
- Coefficientes de emissão induzida (ou absorção negativa) de Einstein, B_{kj}

$$\int_{\text{linha}} I(\nu) \kappa_\nu d\nu = I(\nu_{jk}) \left\{ \frac{h\nu_{jk} [n_j(X^r) B_{jk} - n_k(X^r) B_{kj}]}{c} \right\} \quad \text{Unidade: erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

U: densidade de energia $\rightarrow U_\nu [n_j(X^r) B_{jk} - n_k(X^r) B_{kj}] : \frac{\text{numero de absorções}}{\text{cm}^3 \text{ s}}$

- Unidades
 - $\Phi \kappa_\nu$: cm⁻¹
 - Φ intensidade: erg cm⁻² s⁻¹ Hz⁻¹ sr⁻¹
 - Φ densidade de energia: erg cm⁻³ Hz⁻¹

4-22

Seção de choque de absorção integrada, σ

$$\int_{\text{linha}} \kappa_\nu d\nu = \frac{h\nu_{jk} [n_j(X^r) B_{jk} - n_k(X^r) B_{kj}]}{c}$$

$$\kappa_\nu = n_j(X^r) \sigma_\nu$$

relação entre coeficiente e seção de choque de absorção

$$\sigma = \int_{\text{linha}} \sigma_\nu d\nu$$

$$\sigma = \sigma_u \left[1 - \frac{b_k}{b_j} e^{(-h\nu_{jk})/(kT)} \right] \quad (2)$$

$$\text{onde } \sigma_u = \frac{h\nu_{jk} B_{jk}}{c} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{jk}$$

f_{jk} : força de oscilador

4-24

Óptico – $h\nu/kT \gg 1$ $\sigma \simeq \sigma_u$

Rádio – $h\nu/kT \ll 1$

$$\sigma = \sigma_u \frac{h\nu_{jk}}{kT} \chi$$

$$\text{onde, } \chi = \frac{b_k}{b_j} + \frac{kT}{h\nu_{jk}} \left(1 - \frac{b_k}{b_j} \right)$$

4-25

Função fonte

- Se considerarmos que os perfis de emissão e absorção de uma dada linha são iguais, podemos escrever a função fonte como:

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = \frac{h\nu_{jk} n_k A_{kj}}{4\pi n_j \sigma}$$

- Essa expressão pode ser escrita como:

$$S_\nu = \frac{2 h \nu_{jk}^3}{c^2} \left[\frac{b_j}{b_k} e^{\frac{h\nu_{jk}}{kT}} - 1 \right]^{-1}$$

4-26

Perfil de uma linha espectral

Coefficiente de absorção [cm^{-1}] $\kappa_\nu = n_j (X') \sigma_\nu$
integrando ao longo da linha espectral

$$\sigma_\nu = \sigma \phi(\Delta\nu) \text{ perfil da linha}$$

$$\text{onde } \sigma = \int_{\text{linha}} \sigma_\nu d\nu \text{ e}$$

$$\Delta\nu = \nu - \nu_{jk} \\ \int \phi(\Delta\nu) d\nu = 1$$

O que determina a forma de uma linha interestelar, $f(\Delta\nu)$?

- ▷ alargamento natural
- ▷ alargamento Doppler (movimento microscópico das partículas)

4-27

Calculando $\tau_{\nu,r}$, profundidade óptica integrada na região de interesse

$$\tau_{\nu,r} = \int_0^L \kappa_\nu ds \xrightarrow{\text{coeficiente de absorção}} \text{Definição de profundidade óptica}$$

densidade volumétrica $\kappa_\nu = n \sigma_\nu$ **seção de choque de absorção**

$$\tau_{\nu,r} = \int_0^L n \sigma_\nu ds = \sigma_\nu \left[\int_0^L n ds \right] \xrightarrow{\text{densidade colunar, } N}$$

$$\sigma_\nu = \sigma \phi(\Delta\nu) \quad \text{lembrando que } \int \phi(\Delta\nu) d\nu = 1$$

Assim: $\tau_{\nu,r} = N \sigma \phi(\Delta\nu)$

$$\int \tau_{\nu,r} d\nu = N \sigma$$

4-28

Alargamento natural

O alargamento natural de uma linha – resultado da incerteza quântica do valor da frequência de transição – segue o perfil de Lorentz. É dado por:

$$\phi(\Delta\nu) = \frac{\Gamma_k / 4\pi^2}{(\nu - \nu_{jk})^2 + (\Gamma_k / 4\pi)^2}$$

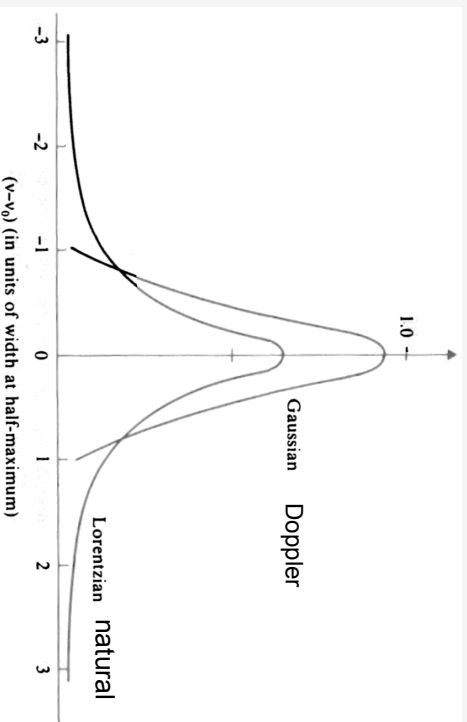
onde Γ_k é o coeficiente de dissipação quântico ou constante de amortecimento

$$\Gamma_k = \sum_j A_{kj}$$

$$FWHM = \frac{\Gamma_k}{2\pi}$$

- Modelo possível: oscilador harmônico forçado (pela radiação incidente)

4-29



Dyson & Williams – Fig. 2.1

4-31

Alargamento Doppler

- O alargamento Doppler é causado pela distribuição de velocidades das partículas: térmica e turbulenta

$$\frac{\nu - \nu_o}{\nu_o} = \frac{V_z}{c}$$

onde ν_o : frequência de emissão

V_z : velocidade da partícula

Se distribuição de velocidade é Maxwelliana

$$\phi(\Delta\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} e^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2}$$

$$\text{onde } \Delta\nu_D = \left[\left(\frac{2kT}{m} \right) + \langle V_{turb}^2 \rangle \right]^{1/2} \frac{1}{\lambda_{jk}}$$

4-30

Perfil de Voigt

- Importante no MI
 - o centro da linha é definido pelo alargamento Doppler
 - as asas da linha são dominadas pelo alargamento natural

4-32

- A linha como um todo pode ser deslocada caso a região possua um movimento macroscópico relativo ao observador
- esse deslocamento NÃO é o alargamento Doppler
 - ◊ o alargamento Doppler resulta dos movimentos microscópicos das partículas dentro da nuvem (agitação térmica)