

Aula 9

- Excitação no MI – Equilíbrio estatístico
- Referências
 - Maciel – Cap. 5
 - Spitzer – Cap. 4
 - Scheffler & Elsässer – Seções 5.1.2

9-1

Introdução

- No equilíbrio termodinâmico (ET), as populações dos níveis são dadas pela equação de Boltzmann, que é função de:
 - temperatura;
 - parâmetros atômicos.

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

g_j e g_k : pesos estatísticos dos níveis j e k ;
 E_j e E_k : energia dos níveis j e k .

- Para situações fora do ET, podemos introduzir os coeficientes de desvio, b_k e b_j . De modo que a eq. de Boltzmann modificada torna-se:

$$\frac{n_j}{n_k} = \frac{b_k}{b_j} \frac{g_j}{g_k} \exp \left(-\frac{E_j - E_k}{kT} \right)$$

9-2

Equilíbrio estatístico

- No estado estacionário, temos:

$$\frac{dn_j}{dt} = 0 \Rightarrow n_j(t) = n_j$$

- Se chamamos de $(R_{jk})_y$, [s⁻¹], a probabilidade por unidade de tempo de transição do nível j para o k através do processo y , temos que:

$$\frac{dn_j}{dt} = -n_j \sum_y \sum_k (R_{jk})_y + \sum_y \sum_k n_k (R_{kj})_y = 0 \quad \longrightarrow \quad \text{Equação de equilíbrio estatístico}$$

onde j e k são estados ligados. Isto é, as recombinações e ionizações não são consideradas. Isso é uma aproximação razoável, pois esses processos são menos frequentes que as transições ligadas.

9-4

- a razão entre as populações dos níveis de energia j e k podem ser obtidas se considerarmos todos os processos de povoamento e depovoamento de cada um dos níveis
- Nesta aula, estudaremos como obter as populações dos níveis de energia no caso de **equilíbrio estatístico**
- Faremos aplicações aos casos de átomos simplificados como um sistema de 2 ou 3 níveis

9-3

- Se um dado átomo possui m estados de energia, existirão (m-1) equações linearmente independentes.

- **A solução desse sistema fornece as densidades relativas entre todos os níveis.**

- é necessário o conhecimento das taxas associadas a cada um dos processos que promovem transição entre níveis
- Exemplo: espécie com dois níveis de energia (j e k) e apenas um processo de transição

$$-n_j R_{jk} + n_k R_{kj} = 0$$

$$\frac{n_k}{n_j} = \frac{R_{jk}}{R_{kj}}$$

9-5

Processos puramente colisionais

- Quando o único processo de povoamento e despovoamento de níveis é a colisão, temos que as populações dos níveis são dadas pela eq. de Boltzmann:

$$\frac{n_j^*}{n_k} = \frac{g_j}{g_k} \exp \left(-\frac{E_{jk}}{kT} \right)$$

onde as densidade n^* referem-se, então, aos valores em ET

9-6

Excitação colisional/radiativa

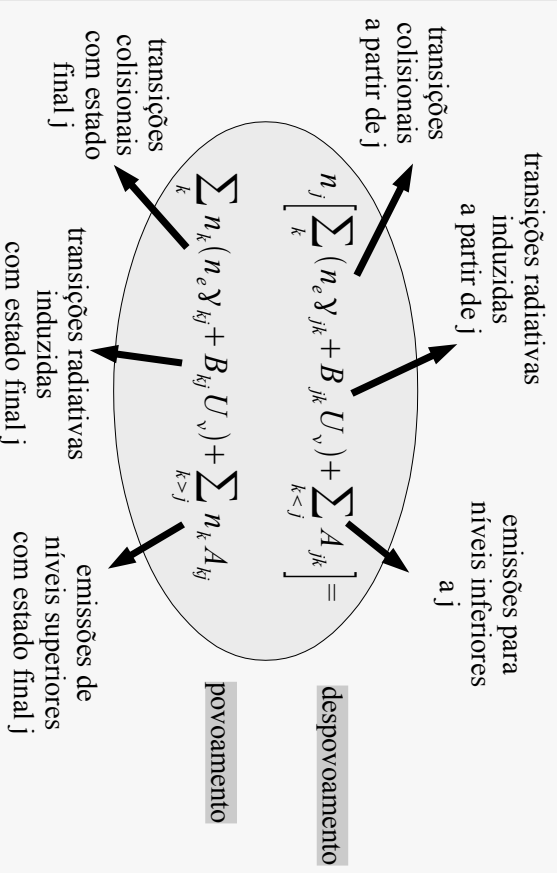
- Vamos agora verificar a forma da eq. de equilíbrio estatístico no caso em que processos colisionais E radiativos são importantes
- Probabilidades de processos
 - excitação e desexcitação colisionais, $(R_{jk})_c$ e $(R_{kj})_c$, $[s^{-1}]$
 - transições espontâneas – emissão -, A_{kj} , $[s^{-1}]$
 - transições induzidas – absorção -, B_{jk}
- Taxa ou coeficiente de excitação colisional, γ_{jk}

$$\gamma_{jk} = \frac{(R_{jk})_c}{n_e} \quad [cm^3 s^{-1}]$$

- onde n_e é usualmente elétrons ou átomos ou moléculas de hidrogênio, de acordo com as características físicas da região de interesse. E a partícula com a qual as colisões são mais frequentes

9-7

- Assim, considerando, por exemplo, colisões com elétrons, a equação de equilíbrio estatístico do nível j torna-se:



9-8

Balanceamento detalhado

- A condição de balanceamento detalhado é aquela onde um dado processo γ possui exatamente a mesma probabilidade de ocorrer nos dois sentidos
- Exemplo:
 - a probabilidade de excitação colisional do nível j para o k é a mesma do decaimento colisional de k para j

9-9

Relação entre γ_{jk} e γ_{kj}

- Em ET, existe equilíbrio estatístico considerando-se apenas colisões e balanceamento detalhado. Assim, temos que:

$$n_j \sum_k n_e \gamma_{jk} = \sum_k n_k \sum_e n_e \gamma_{kj}^*$$

que considerando apenas dois níveis (= balanceamento detalhado) torna-se

$$n_j^* n_e \gamma_{jk} = n_k^* n_e \gamma_{kj}$$

Usando a eq. de Boltzmann, temos:

$$g_j \gamma_{jk} = g_k \gamma_{kj} e^{-\frac{E_{jk}}{kT}}$$

9-10

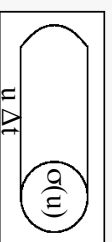
Taxa de excitação colisional

- taxas de colisões dependem de:
 - formas de potenciais elétricos
 - velocidades relativas

seção de choque de colisão

$$P(u) dt = n_e u \sigma(u) dt$$

↓
velocidade relativa



Probabilidade de colisão de 1 partícula teste com uma partícula de campo por unidade de tempo

9-11

- Relação entre taxa de colisão e seção de choque de colisão:

$$\gamma_{jk} = \langle u \sigma_{jk} \rangle$$

- Distribuição de Maxwell para velocidades é válida se colisões forem perfeitamente elásticas. Mas, esse não é estritamente o caso...
 - colisões inelásticas: excitação
 - colisões superelásticas: decaimento
- Porém, colisões não-elásticas são pouco prováveis (próximo slide)
 - Assim, distribuição de Maxwell pode ser aplicada

$$\gamma_{jk} = \frac{\int u \sigma_{jk}(u) f(u) du}{\int f(u) du}$$

9-12

Table 5.1. Rate coefficients for de-exciting collisions by H atoms and H₂ molecules. For comparison the last column gives the values of $\bar{v} \cdot \bar{\sigma}$ for elastic collisions between H atoms, in which the total kinetic energy of the collision partners is the same before and after the collision. [After Spitzer (1978, 1966)]

T [K]	Q_{nm} [cm ³ s ⁻¹]	$\bar{v} \cdot \bar{\sigma}$ [cm ³ s ⁻¹]			
		H-C ⁺	H-H ₂	H ₂ -CO	H-H
		(Hypersfine structure levels $n = 1$)	($J = 2$ of H ₂)	($J = 1$ of CO)	
10	2.3×10^{-12}	7.7×10^{-10}	6.6×10^{-13}	1.8×10^{-12}	9.5×10^{-11}
100	9.5×10^{-11}	8.0×10^{-10}	3.0×10^{-12}	3.7×10^{-12}	3.2×10^{-10}
1000	2.5×10^{-10}	9.7×10^{-10}	4.2×10^{-11}		8.0×10^{-10}

Scheffler & Elsässer - Tab. 5.1 - pág. 254

Relações entre seções de choque

- Considerando:
 - balanceamento detalhado
 - diferença de energias cinéticas = diferença de energia entre estados
 - distribuição de Maxwell
 - distribuição de Boltzmann

$$g_j \sigma_{jk} u_j^2 = g_k \sigma_{kj} u_k^2$$

$$y_{jk} = \frac{4 l^3}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} u^3 \sigma_{jk}(u) \exp(-l^2 u^2) du$$

onde:

$$l^2 = \frac{m_r}{2 k T}$$

$$m_r = \frac{m_e m_i}{m_e + m_i}$$

onde f(u) foi substituída pela distribuição de Maxwell das velocidades relativas

Seção de choque e força de colisão

- excitação só ocorre se energia cinética é maior que diferença de energia entre níveis
 - assim, σ_{kj} tem um valor nulo desde velocidades nulas até quando a energia cinética iguala E_{jk} , a partir de onde passa a ter um valor diferente de zero
 - Como varia a seção de choque com u?
 - se as duas partículas são carregadas, a dependência com u é grande
 - se uma das partículas é neutra, a dependência é pequena
- ↪ $u_k \sigma_{kj}(u_k) \sim \text{cte.}$ ou pouco dependente de u

- No caso de colisões entre elétrons e íons, temos:

$$\sigma_{jk}(v_j) = \frac{\pi}{g_j} \left(\frac{h}{2\pi m_e v_j} \right)^2 \Omega(j, k) \quad \text{força de colisão (adimensional)}$$

- v_j é a velocidade do elétron, considerando que a velocidade do íon é desprezível
- Relação entre as forças de colisões em cada um dos sentidos:

$$\Omega(j, k) = \Omega(k, j)$$

- Relação entre força e taxa de colisão

$$\gamma_{jk}(v_j) = \frac{h^2}{g_k (2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{1/2}} \Omega(j, k)$$

9-17

OII e OIII em nebulosas fotoionizadas

- Por que o oxigênio é importante em nebulosas?
 - é abundante: $n_O \sim 10^{-4} n_H$
 - transições envolvem energias próximas nas disponíveis nesses ambientes
 - $E_{exc} \sim 5 \text{ eV} \sim$ velocidade média de um gás a 10.000 K
- Estrutura atômica dos íons mais abundantes
 - Fig. 5.1 – Maciel – p. 131
 - NIII tem estrutura dos níveis similar a do OIII
- valores da seção de choque de colisão dependem da velocidade e precisam ser calculados por teorias quânticas
 - em astrofísica considera-se valores médios para as forças de colisão considerando-se uma distribuição maxwelliana de v

9-19

APLICAÇÕES

Site com dados atômicos para cálculos:
<http://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/>

9-18

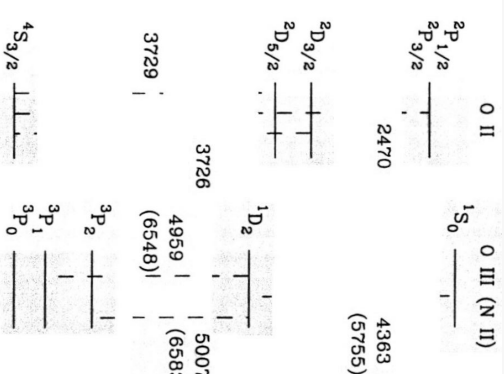


Figura 5.1

Fig. 5.1 – Maciel – p. 131

9-20

Colisão ou emissão?

- Considerando

- transição $3P_{1,2} - 1D_2$ do OIII (4959/5007 Å)
- $T = 10.000\text{ K}$
- $n_e \sim 10^4\text{ cm}^{-3}$
- $\gamma_{kj} \sim 3.7 \cdot 10^{-8}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1}$
- $n_e \gamma_{kj} \sim 3.7 \cdot 10^{-4}\text{ s}^{-1}$
- $A_{kj} \sim 0.027\text{ s}^{-1}$

Portanto, desexcitação sera radiativa!

A maior parte da emissão das nebulosas fotoionizadas dá-se em linhas nebulares
Fig. 5.2 – Maciel – p. 133

Fig. 5.2 – Maciel – p. 133

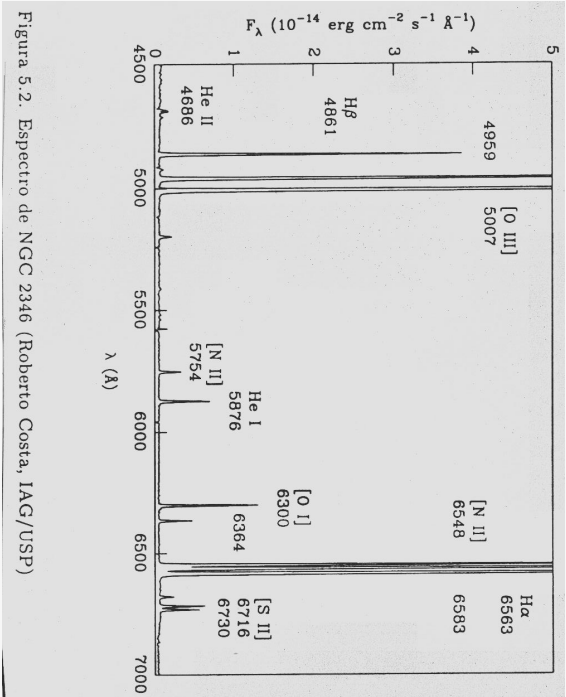


Figura 5.2. Espectro de NGC 2346 (Roberto Costa, IAG/USP)

Tabela 5.1

nível	λ_{jk} (Å)	E_{jk} (eV)	$\Omega(j,k)$	A_{kj} (s^{-1})
O II				
$4S_{3/2} - 2D_{5/2}$	3728,8	3,325	0,80	$3,6 \times 10^{-5}$
$4S_{3/2} - 2D_{3/2}$	3726,0	3,328	0,55	$1,8 \times 10^{-4}$
$2D_{3/2} - 2D_{5/2}$	—	0,0025	1,17	$1,3 \times 10^{-7}$
$4S_{3/2} - 2P_{1/2}$	2470,2	5,019	0,40	$2,4 \times 10^{-2}$
$4S_{3/2} - 2P_{3/2}$	2470,3	5,019	total	$5,8 \times 10^{-2}$
$2D_{3/2} - 2P_{1/2}$	7329,6	1,692	0,28	$9,4 \times 10^{-2}$
$2D_{3/2} - 2P_{3/2}$	7318,8	1,694	0,30	$5,6 \times 10^{-2}$
$2D_{3/2} - 2F_{3/2}$	7330,7	1,691	0,41	$5,8 \times 10^{-2}$
$2D_{3/2} - 2F_{5/2}$	7319,9	1,694	0,73	$1,1 \times 10^{-1}$
O III				
$3P_2 - 3P_1$	88,4 μm	0,014	0,54	$2,6 \times 10^{-5}$
$3P_2 - 3P_2$	32,7 μm	0,038	0,27	$3,0 \times 10^{-11}$
$3P_1 - 3P_2$	51,8 μm	0,024	1,29	$9,8 \times 10^{-5}$
$3P_0 - 1D_2$	4931,0	2,515	2,17	$2,7 \times 10^{-6}$
$3P_1 - 1D_2$	4958,9	2,500	total	$6,7 \times 10^{-3}$
$3P_2 - 1D_2$	5006,9	2,476	total	$2,0 \times 10^{-2}$
$3P_1 - 1S_0$	2321,0	5,342	0,28	$2,2 \times 10^{-1}$
$3P_2 - 1S_0$	2331,4	5,318	total	$7,8 \times 10^{-4}$
$1D_2 - 1S_0$	4383,2	2,842	0,62	$1,8$
N II				
$3P_2 - 3P_1$	204 μm	0,006	0,40	$2,1 \times 10^{-6}$
$3P_2 - 3P_2$	76 μm	0,016	0,28	$1,2 \times 10^{-12}$
$3P_1 - 3P_2$	122 μm	0,010	1,13	$7,5 \times 10^{-6}$
$3P_0 - 1D_2$	6527,1	1,900	2,68	$5,4 \times 10^{-7}$
$3P_1 - 1D_2$	6548,1	1,894	total	$1,0 \times 10^{-3}$
$3P_2 - 1D_2$	6583,4	1,883	total	$3,0 \times 10^{-3}$
$3P_1 - 1S_0$	3062,8	4,048	0,35	$3,4 \times 10^{-2}$
$3P_2 - 1S_0$	3070,8	4,038	total	$1,5 \times 10^{-4}$
$1D_2 - 1S_0$	5754,6	2,155	0,41	$1,1$

Tab. 5.1 – Maciel – p. 130

Excitação colisional do H em regiões HI Linha de 21cm

- excitação dos níveis hiperfinos do H
- em regiões HI colisão com H é mais importante que com e-
- coeficientes de desexcitação (Tab. 5.3 – Maciel – p. 134)
- $\gamma_{jk} = 2.2 \cdot 10^{-10}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1}$
 - calculado a partir da relação entre taxas
- $n_H \gamma_{kj} \sim 10^{-10} - 10^{-8}\text{ s}^{-1}$
 - considerando n_H entre 1 e 100 cm^{-3} (típicos de região HI)
- $A_{kj} \sim 10^{-15}\text{ s}^{-1}$
- Assim, $n_H \gamma_{kj} \gg A_{kj}$
 - um exemplo de processo onde colisão é importante

Nesse caso, podemos considerar as populações dadas pela eq. de Boltzmann?

Tabela 5.3

Tab. 5.3 – Maciel – p. 134

T (K)	γ_{kj} (cm ³ /s)
10	$2,3 \times 10^{-12}$
30	$3,0 \times 10^{-11}$
100	$9,5 \times 10^{-11}$
300	$1,6 \times 10^{-10}$
1000	$2,5 \times 10^{-10}$

9-25

Átomos com 2 níveis

- Como fica a equação de equilíbrio estatístico para:
 - um átomo de 2 níveis: 1 (inferior) e 2 (superior);
 - colisões com e- (se a colisão mais importante for com outra partícula, apenas se muda a densidade correspondente)

$$n_1(n_e \gamma_{12} + B_{12} U_\nu) = n_2(n_e \gamma_{21} + B_{21} U_\nu) + n_2 A_{21}$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_e \gamma_{12} + B_{12} U_\nu}{n_e \gamma_{21} + B_{21} U_\nu + A_{21}}$$

9-28

A equação de equilíbrio estatístico pode ser usada para determinar os coeficientes de desvio do ET

9-27

- Usando a eq. de Boltzmann com os coeficientes de desvio e relação entre os coeficientes de Einstein, temos que:

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{\frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} + \frac{e^{h\nu/kT} c^3 U_\nu}{8\pi h\nu^3}}{1 + \frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} + \frac{c^3 U_\nu}{8\pi h\nu^3}}$$

- Assim, b_2/b_1 depende de:
 - U_ν
 - A_{21}
 - γ_{21}
 - n_e

9-29

Aplicação para um campo de radiação de Planck

- Considerando um campo de radiação dado por

- $W B(T_f) \longleftrightarrow$ corpo negro diluído pelo fator W

$$U_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{W}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Assim:

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{\left(\frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} + \frac{W e^{h\nu/kT}}{e^{h\nu/kT} - 1} \right)}{1 + \frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} + \frac{W}{e^{h\nu/kT} - 1}}$$

9-30

Transições no óptico

- Para transições ópticas e em nuvens difusas, o campo de radiação no MI pode ser expresso pelos coeficientes:

$$W = 10^{-14} \text{ e } T_f = 10.000 \text{ K (W: fator de diluição)}$$

- Nesse caso, os termos envolvendo U_ν são desprezíveis e:

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{1}{1 + \frac{A_{21}}{n_e \gamma_{21}}}$$

- Se $\gamma_{21} n_e \gg A_{21}$ (colisões dominam)

$$\frac{b_2}{b_1} = 1 \longrightarrow \text{ETE}$$

- Se $\gamma_{21} n_e \ll A_{21}$ (decaimento radiativo domina)

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} \propto n_e \quad (<< 1)$$

9-32

- Valores típicos para taxas de colisões em regiões com T entre 100 e 10.000 K são:

$$\gamma_{21} \sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$n_e < 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ (regiões internuvem, difusas e HII)}$$

se transições são permitidas ($A_{21} \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$), temos:

$$\gamma_{21} n_e \ll A_{21}$$

nesse caso, poucos átomos estão no nível superior ($b_2 \ll b_1$) e cada excitação colisional corresponde a um decaimento radiativo

9-31

se transições são proibidas ($A_{21} \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ s}^{-1}$), temos:

$$\frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} \approx 0.01 - 0.1$$

nesse caso, população do nível superior atinge valores da ordem de 1 a 10% do caso ET

9-33

Transições em rádio

- Campo de radiação no MI em rádio:
 - $W = 1$ e $T_b = 2.7$ K
 - considerando $h\nu/kT \ll 1$

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{\frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} + \frac{1 + h\nu/kT_b}{h\nu/kT_b}}{1 + \frac{n_e \gamma_{21}}{A_{21}} + \frac{1}{h\nu/kT_b}}$$

- que permite expressar a relação das populações dos níveis como:

$$\frac{n_l}{n_k} = \frac{g_l}{g_k} \exp\left(-\frac{E_{jk}}{kT_{ex}}\right) \quad T_{ex} = \frac{T + xT_b}{1 + x}$$

$$com x = \frac{A_{21}}{n_e \gamma_{21}} \frac{kT}{h\nu}$$

9-34

- Linha do H em 21cm

- $x \sim 4 \cdot 10^{-4} T/n_H$
- em nuvens frias
 - $T < 100$ K e $n_H > 0.1 \text{ cm}^{-3}$
 - assim, $x \ll 1$
 - $T_{ex} = T$
- em nuvens quentes
 - $T \sim 10.000$ K
 - assim, $x \sim 1$
 - $T_{ex} \neq T$

9-35

Átomos com 3 níveis

- níveis de energia: 1, 2 e 3
- transições entre 2 e 3 desprezadas
- transições radiativas induzidas desprezadas
- colisões apenas com elétrons

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_3 A_{31} h\nu_{31}}{n_2 A_{21} h\nu_{21}}$$

permite determinar
 n_e e T

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{g_3 A_{31} \nu_{31}}{g_2 A_{21} \nu_{21}} \left[\frac{1 + \frac{A_{21}}{n_e \gamma_{21}}}{1 + \frac{A_{31}}{n_e \gamma_{31}}} \right] e^{-E_{23}/kT}$$



9-37

- Linha do CO em 2.6mm
 - $x \sim 1 \cdot 10^3 T/n_{H2}$
 - assim, so em nuvens densas $T_{ex} = T$
- população do nível fundamental que dá origem a linha interestelar de absorção do CN
 - $x \gg 1$
 - $T_{ex} = T_b = 2.7$ K

9-36

- Com relação às densidades eletrônicas, temos dois casos:

$$- n_e \gg 1$$

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{n_3^*}{n_2^*} \frac{A_{13}}{A_{12}} \frac{\gamma_{31}}{\gamma_{21}}$$

$$- n_e \ll 1$$

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{\gamma_{13}}{\gamma_{12}} \frac{\gamma_{31}}{\gamma_{21}}$$

9-38

SII em nebulosas planetárias

- Diagrama de energia energia $\sim$ a OII (Fig. 5.1 – Maciel – p. 131)
- Considerando:
 - equação sem aproximação em n_e
 - $\lambda(2,1) = 6730.8 \text{ \AA}$ e $\lambda(3,1) = 6716.4 \text{ \AA}$
 - $A_{21} = 8.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ e $A_{31} = 2.6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
 - calcula-se as taxas de colisão a partir da força de colisão
 - $T = 10.000 \text{ K}$
- É possível calcular n_e !
 - No caso de NGC 3132, onde a razão de linhas é 0.89, temos
 - $n_e = 620 \text{ cm}^{-3}$

9-39

Ver aula 5 de Michel Hogerheijde

Ele apresenta gráficos e expressões finais para algumas situações.

http://home.stw.leidenuniv.nl/~michiel/ismclass_files/ism10_lectures5.pdf

9-40

Outros processos de excitação

- Além de excitações colisional e radiativa, vista nos slides anteriores, podemos excitar níveis pelos seguintes processos
 - recombinação radiativa
 - recombinação eletrônica
 - ✓ íon + elétron $\rightarrow$ átomo com 1e- em nível excitado
 - ✓ energia em excesso excita elétron
 - ✓ cascadeamento para níveis inferiores
 - ✓ importante se $T > 10.000 \text{ K}$
 - ✓ se $T < 10.000 \text{ K}$, energia cinética não é suficiente para excitar e- interno

9-41

- Povoamento por emissão de 2 fótons
 - ✓ quando a transição para um nível inferior não é possível, pode ocorrer a emissão de dois fótons cuja soma de energias seja E_{jk}
 - ✓ Ex.: recombinação do H
 - ✓ importante em NP
- Excitação por bombeamento de fótons
 - ✓ Ex.: molécula do H_2
- Excitação por reações de troca de carga
 - ✓ $A + B^+ \rightarrow A^+ + B^* \rightarrow A^+ + B + h\nu$

9-42

Auroral x nebular lines

Determinations of electron temperatures from RRLs should be far more accurate than from the traditional methods that use the forbidden **auroral** and **nebular** emission lines² of nitrogen and oxygen. The problem is that the optical techniques require a high temperature to excite the **auroral lines**, creating a temperature threshold of about 7,000 K that applies only to certain objects such as hot, bright H II regions. These techniques cannot be used for cooler material in the interstellar medium.

No such limitation obtains for electron temperatures determined from RRLs.

²The terminology comes from early spectroscopy. "Auroral" transitions are named after the emission **lines** in the Earth's permanent aurora. They violate the LaForte parity rule for electric dipole transitions of $\Delta l = \pm 1$. Instead, **auroral lines** involve electric quadrupole transitions where $\Delta l = \pm 2$ or 0 as in the oxygen line $[O\text{I}] \ ^1D_2 \rightarrow \ ^1S_0$ at 45577 Å. For this reason, they are called "forbidden" **lines** and are designated by enclosing the atomic symbol in square brackets. "Nebular" **lines** are so named because they are found in gaseous nebula as well as in the Earth's aurora. **Nebular lines** involve electric quadrupole and magnetic dipole contributions, resulting in changes in the electron configuration forbidden by the normal spectroscopic selection rules. An example is the jump from a triplet to a singlet configuration in neutral oxygen, $[O\text{I}] \ ^3P_0 \rightarrow \ ^1D_2$ at 46300 Å. In both types of transitions, the energy levels involved are called "metastable" because the transition probabilities between them are small and the lifetimes of the levels may be correspondingly long. Accordingly, the intensities of forbidden **lines** are sensitive to ambient temperature and density through collisions, and can be used to determine the physical conditions of their environment.

Radio Recombination Lines: Their Physics and Astronomical Applications
Mark Gordon, Roman L. Sorooshen

9-43