

Bloco 6

Processos radiativos no MI

Linhas espectrais no MI: absorção e efeito Zeeman

- Referências
 - Macieli – Cap. 4
 - **Spitzer, *Physical Processes in the ISM* – Cap. 3**
 - Dyson & Williams – Cap. 2
 - Scheffler & Elsässer, *Physics of the Galaxy and Interstellar Matter* – Cap. 4 e 5 (4.1.4, 5.2.5)
 - **Pogge, R. - curso de MI – Cap. 2**

Atualizado: Abril/2015

6-1

Linhas de absorção

Linha de 21cm

- Existem ao se observar uma fonte extragaláctica na qual a Galáxia (Via Láctea) seja um *foreground*
 - $T_B(\text{fonte}) \gg T_B(\text{MI})$
- Linha de absorção permite obter densidade e temperatura da região interveniente na nossa Galáxia

6-3

Esta aula

- Nesta aula, vamos apresentar algumas linhas de absorção que ocorrem no MI e como obter informações físicas do MI a partir delas
- A parte sobre largura equivalente e curva de crescimento tem aplicações em espectroscopia estelar também
- Vamos também discutir rapidamente o efeito Zeeman que pode aparecer tanto em linhas de emissão como absorção

6-2

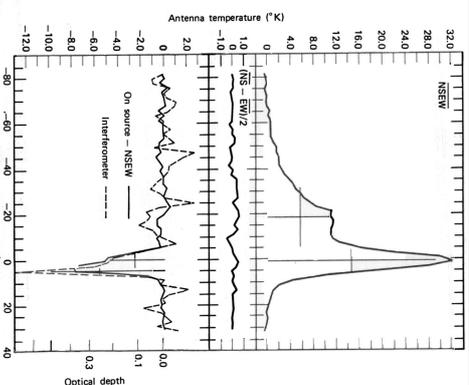


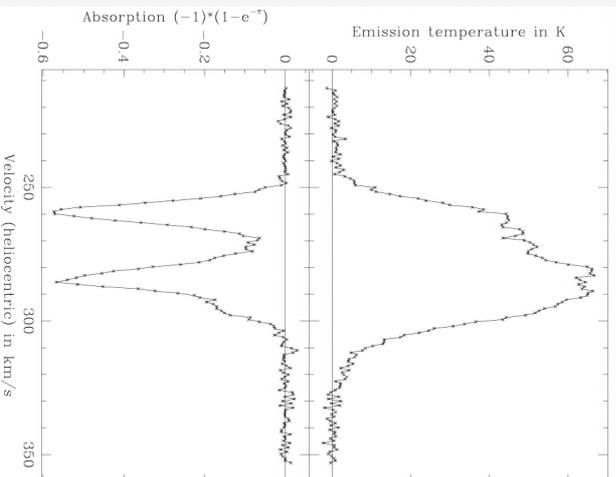
Figure 3.1 Sample 21 cm emission and absorption line profiles [22]. The lower curve gives the difference of measured antenna temperature (equal to 0.8 Jy) between the 21-cm emission from the extragalactic radio source 1610+60 plotted against the solid velocity (the radial velocity) of the source and the 21-cm emission from the local interstellar medium. The right hand vertical scale shows the optical depth computed from the line profiles. The upper plot gives the average antenna temperature of the emission observed one beamwidth (15'') away from the source in the north, south, east, and west directions, while the middle plot gives the difference between the means of the north-south and east-west measures. The line profiles have been fitted by Gaussian components at the indicated velocities; the horizontal lines show for each component the full width at one-half of the maximum τ or antenna temperature.

Emissão: de região em torno da fonte extragaláctica. Esta emissão é da nossa Galáxia

Absorção: contínuo de emissão extragaláctico absorvido pelo HI da nossa Galáxia

Spitzer

6-4



Linha do H21cm em emissão (acima) e absorção (abaixo) na direção da remanescente da SN 30 Dorados na Grande Nuvem de Magalhães

Mebold et al. (1997) do livro do Lequeux

6-5

- Uma boa referência de como obter informação nesse caso é o cap. II do curso do R. Pogge. A seguir reproduzo o que ele apresenta como método 1, que está de certa forma também no Spitzer.
- Considere um fonte de *background* (bg) atravessando um região Galáctica (RG) com profundidade óptica τ_ν e temperatura T_s . A temperatura de antena observada é:

$$T_b(\nu) = T_{bg} e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} T_s e^{-\tau'} d\tau'$$

- que no caso de uma nuvem simples, se torna:

$$T_b(\nu) = T_{bg} e^{-\tau_\nu} + T_s (1 - e^{-\tau_\nu})$$

6-6

$T_b(\nu)$ is measured at two positions: on and off the source. The background source is also measured at adjacent line-free frequencies and interpolated to get T_{bg} at the line frequencies (“measuring the baseline”).

In the on-source beam, we measure

$$\begin{aligned} \Delta T_B(\nu)_{ON} &= [T_{bg} e^{-\tau_\nu} + T_s (1 - e^{-\tau_\nu})] - T_{bg} \\ &= T_s - T_{bg} \end{aligned}$$

In the off-source beam, we measure

$$\Delta T_B(\nu)_{OFF} = T_s (1 - e^{-\tau_\nu})$$

We can then solve these two equations for T_s and τ_ν :

$$\begin{aligned} \tau_\nu &= -\ln \left[1 - \frac{\Delta T_B(\nu)_{OFF} - \Delta T_B(\nu)_{ON}}{T_{bg}} \right] \\ T_s &= T_{bg} \left[\frac{\Delta T_B(\nu)_{OFF}}{\Delta T_B(\nu)_{OFF} - \Delta T_B(\nu)_{ON}} \right] \end{aligned}$$

The success of this beam-switching technique depends on the absorption region varying smoothly over very small scales, so that T_s and τ_ν are not substantially different on the on- and off-source beams.

6-7

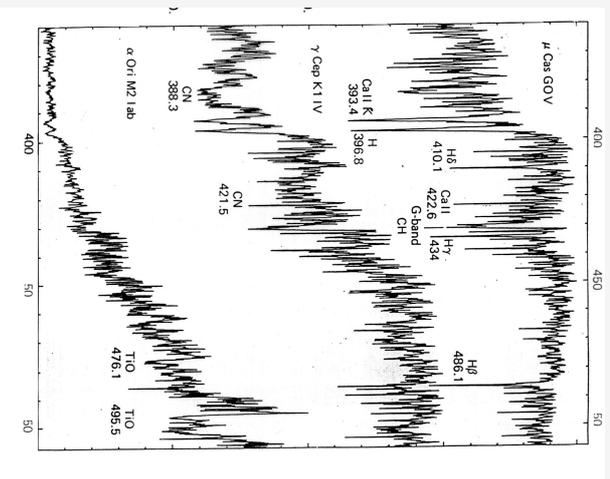
- Emissão em 21cm está presente em todas as linhas de visada, mas não a absorção.
- Cold neutral medium
 - nuvens ou filamentos (filling factor 1-4%)
 - $T \sim 60-70$ K (com alta dispersão, entre 15 e 250 K)
 - $n = 20-60$ cm⁻³
 - turbulento e supersônico (Mach number ~ 3)
- Warm neutral medium
 - fundo difuso (filling factor $\sim 30\%$)
 - $T \sim 5000$ K
 - $n \sim 0.3$ cm⁻³

6-8

Linhas de absorção de outros elementos

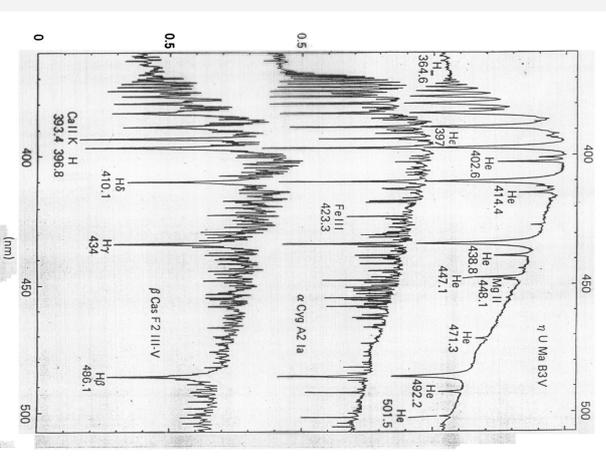
- Ao se observar espectros na direção de estrelas, pode-se identificar linhas que são originadas no MI
 - não compartilham possíveis movimentos em sistemas binários e podem ter diversas componentes, devido à origem em regiões de diferentes velocidades com relação ao observador
- Linhas de absorção do MI são estudadas através de estrelas quentes, pois as de tipo tardio possuem muitas linhas que dificultam o estudo das do MI, além do contínuo azul ser menor (ver figura)
- São observadas principalmente no óptico e no UV (=transições eletrônicas)
 - óptico: NaI (D), CaII (H&K), TiII, CaI, KI, CH, NH, CN, CH+, C2
 - UV: MgII, HI, OI-OIV, CI a CIV
- Diffuse interstellar bands (DIBs)
 - linhas produzidas no MI, mais largas que as demais linhas do MI, e SEM identificação definida
 - a mais forte aparece em 4430Å
- Dois tipos de linhas interestelares
 - linhas largas do H e He
 - linhas estreitas (mais estreitas que estelares) de outros átomos

6-9



Notar a ausência de contínuo no azul nas estrelas frias. Assim, essas estrelas não são as mais adequadas para observações de linhas interestelares.

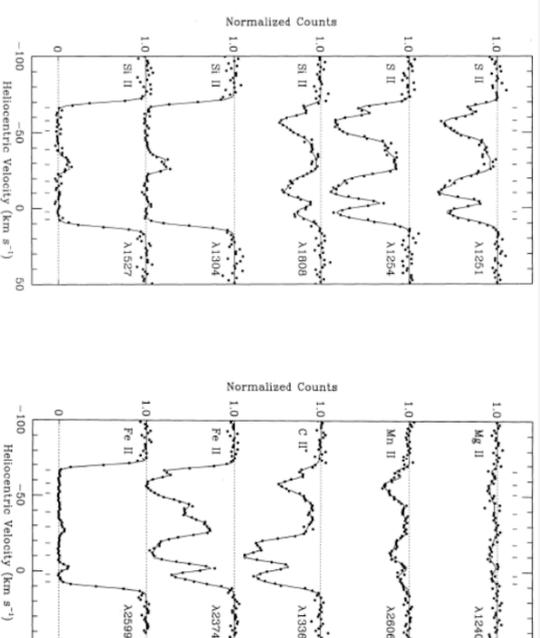
6-11



Espectros estelares

Note que o espectro superior tem muito menos linhas que os inferiores (mais frios)

6-10



Interstellar absorption lines towards the halo star HD93521 observed by Spitzer & Fitzpatrick [1993, ApJ, 409, 299] with HST and the Goddard High-Resolution Spectrograph (GHRS). These spectra show multiple velocity components and effects of line saturation in different species.

<http://www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/As871/Notes/Neutral.pdf>

6-12

Largura equivalente

Para continuarmos o estudo das linhas de absorção do MI, é adequado que definamos a largura equivalente, W_λ :

$$W_\lambda = \int_{\text{linha}} \left(1 - \frac{I_\lambda}{I_0} \right) d\lambda, \quad (1)$$

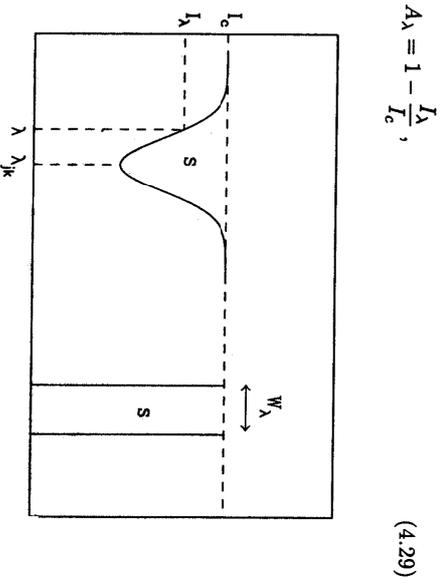
onde I_0 é o contínuo e I_λ é a intensidade do espectro na linha.

A largura equivalente pode ser obtida com relativa facilidade das observações, mesmo em situações em que o perfil da linha não possa ser determinado com precisão – o que é comum para as linhas interestelares que são bastante estreitas.

Desprezando a emissão, temos:

$$W_\lambda = \int_{\text{linha}} \left[1 - \exp(-\tau_{\nu,r}) \right] d\lambda = \frac{\lambda_{jk}^2}{c} \int_{\text{linha}} \left[1 - \exp(-\tau_{\nu,r}) \right] d\nu \quad (2)$$

6-13



Maciel – Fig. 4.2

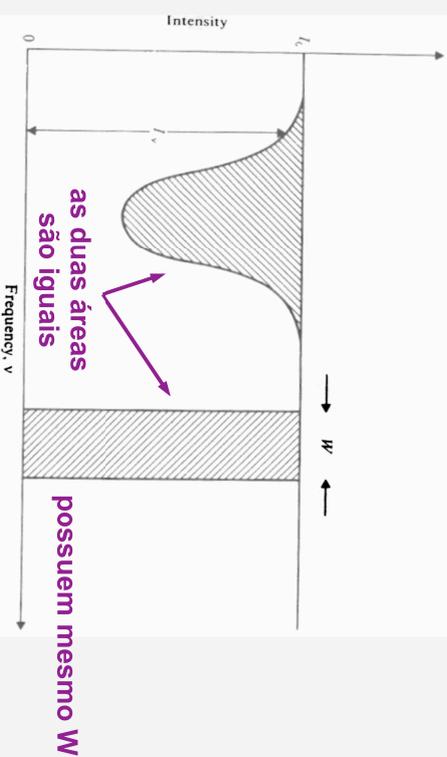
Linhas de emissão tem largura equivalente negativa

6-15

$$W = \int (1 - e^{-\tau_\nu}) d\nu$$

(the optically thin case),

$$W = \int \tau_\nu d\nu.$$



Dyson & Williams
Fig: 2.2

6-14

Curva de crescimento

- A curva de crescimento relaciona a largura equivalente com a densidade em número da espécie responsável pela linha **abundância química**
- Forma da função $f(N_j)$ pode ser obtida com a resolução da equação de transporte radiativo **curva de crescimento**

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{\lambda_{jk}}{c} \int_{\text{linha}} \left[1 - \exp(-\tau_{\nu,r}) \right] d\nu$$

e depende do perfil de alargamento da linha através de τ_ν

$$\tau_{\nu,r} = N_j \sigma_f(\Delta\nu) \quad \text{vide aula de teoria}$$

6-16

- Para **linhas fracas** ($\tau_\nu \ll 1$), podemos considerar o transporte opticamente fino de modo que:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{\lambda_{jk}}{c} \int \tau_{\nu,r} d\nu$$

- Considerando a seção de choque de absorção integrada (σ) e desprezando emissões induzidas, temos que:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} N_j f_{jk} \lambda_{jk}$$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} \propto N_j$$

- Assim, para pequenas densidades, temos a curva de crescimento linear. Nesse caso, cada átomo não vê a intensidade atenuada, assim a taxa de absorção é proporcional ao número de absorvedores

6-17

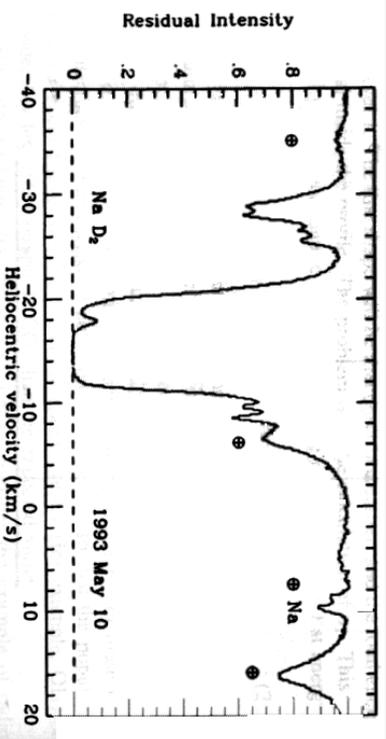


Fig. 2.5 – Dyson & Williams

6-19

- **Linhas moderadamente fortes com perfil Doppler**

- $\tau_0 \gg 1$ – centro da linha
- $\tau_\nu \sim 1$ – asas da linha \Leftarrow as asas de amortecimento não são expressivas

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{2b}{c} \sqrt{\ln \tau_0}$$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{2b}{c} \left[\ln \left(N_j \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{jk} \frac{\lambda_{jk}}{b \sqrt{\pi}} \right) \right]^{1/2}$$

$$b = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

- linha está **saturada** (ver fig.): centro da linha possui fluxo próximo a zero, mas asas não tem τ alto o suficiente para serem importantes. Assim, W varia pouco...
- Quando densidade aumenta ainda mais, asas passam a ser importantes. Daí, W volta a crescer (muda-se o regime da curva de crescimento)

6-18

- **Linhas muito fortes** (Fig. 4.12 de SE)

- $\tau_0 \gg 1$ – centro da linha
- $\tau_\nu \gg 1$ – asas (radiativas) da linha

$$\tau_{\nu,r} = \frac{N_j \sigma \Gamma_k}{4\pi^2 \Delta \nu^2}$$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{\lambda_{jk}}{c} \left[\frac{N_j \sigma \Gamma_k}{\pi} \right]^{1/2}$$

regime de raiz quadrada

6-20

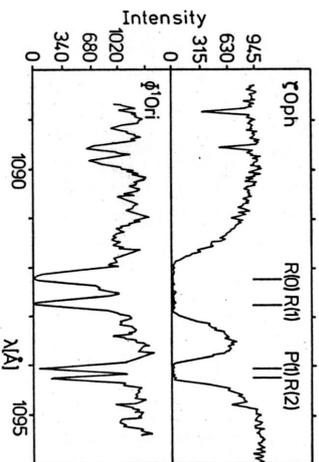


Fig. 4.12. Spectra of the stars ϕ^1 Ori (O 9.5 V, $E_B - V = 0.32$) and ϕ^1 Ori (B 0.5 IV - V, $E_B - V = 0.11$) in the region of the (1, 0) Lyman band of the H_2 molecule from observations with the ultraviolet telescope of the Copernicus Satellite. The star with the higher interstellar extinction shows essentially stronger H_2 lines. (By permission of Savage, Bohlin, Drake, and Budch, 1977)

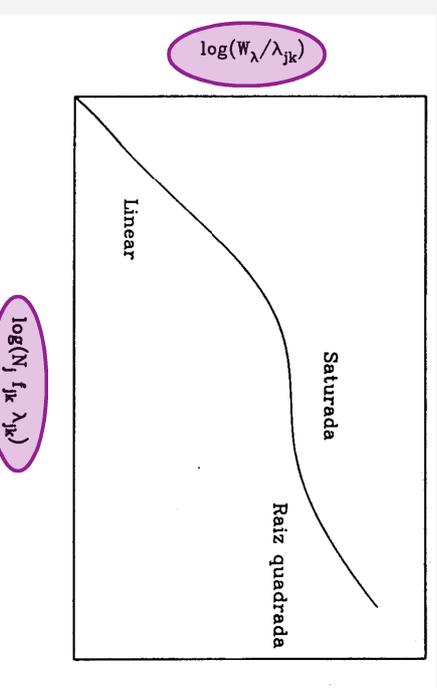
Scheffler & Elsässer

6-22

Linhas largas do H e H₂

- Se a densidade de uma dada espécie é alta o suficiente, o centro da linha será dominado pelo perfil Doppler e as asas pelo alargamento natural (perfil de Voigt): asas de amortecimento radiativo. Esse é o caso para o hidrogênio atômico e o molecular
- O Hidrogênio atômico e o molecular possuem suas linhas de ressonância em comprimentos de onda ultravioletas
- Essas linhas podem ser estudadas através do perfil das asas e também através da curva de crescimento.

6-24



Maciel – Fig. 4.4

6-23

Linhas largas do H e H₂

- Podemos calcular o perfil nas asas, considerando:
 - equação de transporte sem emissão;
 - seção de choque de absorção integrada sem emissão induzida, σ_u ;
 - alargamento natural

$$\frac{I_\nu}{I_\nu(0)} = \exp \left[- \frac{e^2 \lambda^4 f_{jk} N_j I_k}{4 \pi m_e c^3 (\Delta \lambda)^2} \right] \Rightarrow \text{que só depende de } N_j \quad (3)$$

6-25

Para usar as larguras equivalentes, usamos o regime de raiz quadrada:

$$W_\lambda = \frac{\lambda_{jk}^2}{c} \left[\frac{N_j e^2 f_{jk} \Gamma_k}{4\pi m_e c} \right]^{1/2} \sqrt{\pi} \quad (4)$$

Se considerarmos um átomo de dois níveis apenas, temos:

$$W_\lambda = \frac{2\pi e^2}{m_e c^2} f_{jk} \lambda_{jk} \sqrt{2 \frac{g_l}{g_k} N_j}$$

que, para Lyman- α , resulta em:

$$N_j = 1,9 \cdot 10^{18} W_\lambda^2$$

6-26

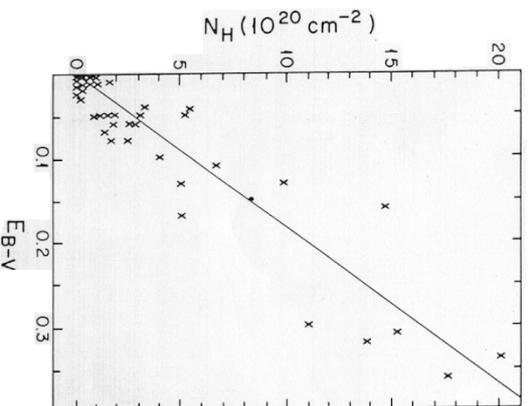


Figure 1.1 Correlation of N_H with E_{B-V} . The column density of H atoms per cm^2 in the line of sight to various stars is plotted against the color excess E_{B-V} , which measures the total amount of dust in each line of sight. Each plotted point, taken from ref. [32] of Chapter 3, represents a sum of $N(\text{H I})$ found from $L\alpha$ absorption and $2N(\text{H}_2)$ from the H_2 molecular lines; $N(\text{H II})$, the column density of ionized H, is ignored.

Spitzer

6-28

• Com esse método, estima-se valores da seguinte ordem para o MI:

- $N(\text{HI}): 10^{19} - 10^{21} \text{ cm}^{-2}$

- $n(\text{HI}): 0.01 - 2 \text{ cm}^{-3}$

• Relação entre $E(B-V)$ e $N(\text{H})$ – ver fig.

- $N(\text{H}) \sim 6 \cdot 10^{21} E(B-V)$

onde $N(\text{H}) = N(\text{HI}) + 2N(\text{H}_2)$

• Densidade colunar de H_2

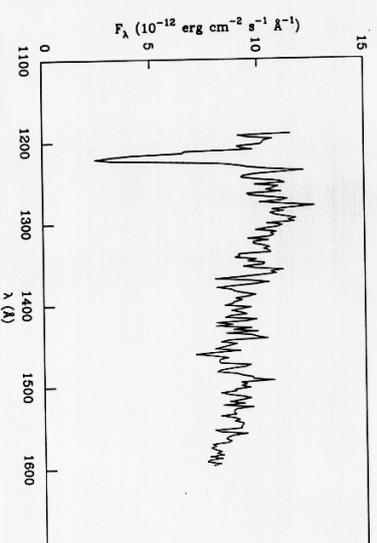
- abundância: entre 10 e 70% da abundância de H

- algumas transições são obtidas de níveis cujas populações são descritas pela eq. de Boltzmann

• $T \sim 80 \text{ K}$

• $N(\text{H}) \sim 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$

6-27



Maciel – Fig. 4.3:
Exemplo de
Lyman- α interestelar

$$W \sim 10 \text{ \AA} \Rightarrow N(\text{HI}) \sim 1,9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$$

Se $d \sim 1,0 \text{ kpc}$, $N(\text{HI})/d \sim 0,1 \text{ cm}^{-3}$ - uniformemente distribuído

$d \sim 10 \text{ pc}$ (dimensão típica de 1 nuvem), $N(\text{HI})/d \sim 6 \text{ cm}^{-3}$

6-29

Linhas de absorção estreitas

- Os átomos e moléculas no MI estão usualmente em seus estados fundamentais \Rightarrow linhas ressonantes
- Assim, as detecções iniciais (aula 1) de linhas interestelares referiam-se a elementos (e moléculas) menos abundantes que o hidrogênio, com linhas mais estreitas portanto
- Essas linhas de ressonância estão localizadas no óptico (ver Tabela 4.1 do Maciel -anexa- e Tab. 4.2 de SS – p. 168 – mais completa)

6-30

Tabela 4.1

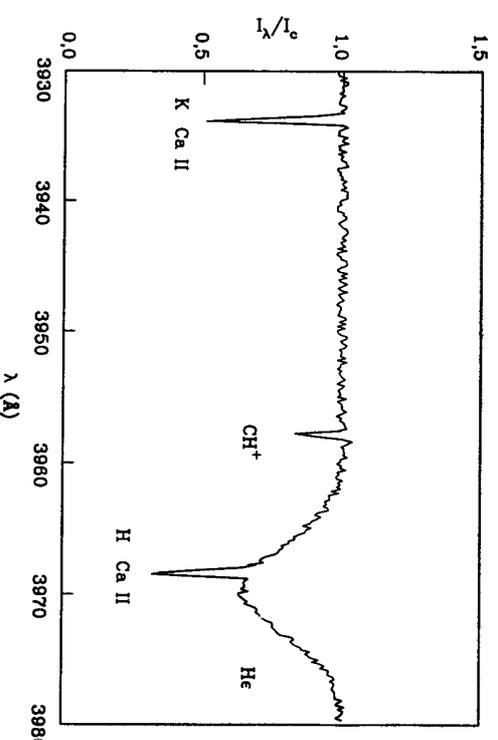
íon/molécula	λ (Å)	transição
Na I	(D2) 5889, 95	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}^0$
Na I	(D1) 5895, 92	$3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}^0$
Ca II	(K) 3933, 66	$4^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}^0$
Ca II	(H) 3968, 47	$4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}^0$
CN	3874, 61	$B^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Sigma^+(0, 0) R(0)$
CH	4300, 31	$A^2\Delta \leftarrow X^2\Pi(0, 0) R_2(1)$
CH ⁺	4232, 58	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+(0, 0) R(0)$
CH ⁺	3957, 74	$A^1\Pi \leftarrow X^1\Sigma^+(1, 0) R(0)$

Maciel

6-31

- Linhas do MI
 - determinação de abundâncias
 - Linhas do CaII
 - não é saturada \Rightarrow boa determinação de Nj ($W \propto Nj$)
 - largura efetiva do disco Galáctico
 - $\sim 2H \sim 240$ pc
- medida de dens. $\leftarrow N_j \approx n_j H$
 \hookrightarrow média da dens. volumétrica no plano colunar polo-a-polo

6-32



Maciel – Fig. 4.6
 ζ Oph - $E(B-V) = 0.32$

6-33

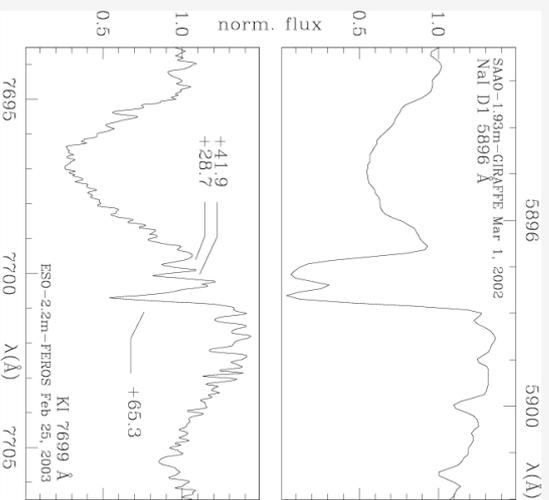
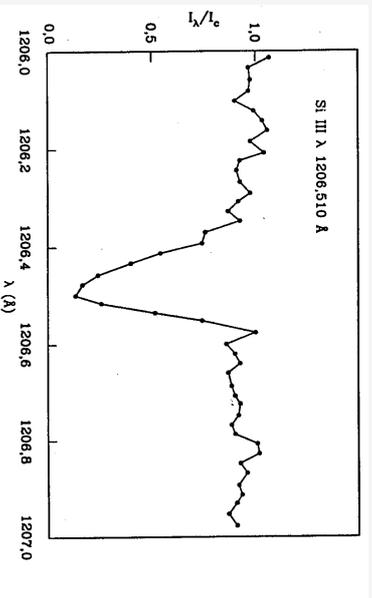


Figure 6: Interstellar lines in the high resolution optical spectra of V838 Mon. The upper panel shows the profile of the Na I D1 line superimposed on the broad P-Cygni stellar line. The profile is composed of a narrow red component and a blue unresolved blend. The blue blend is resolved in a higher resolution FEROS observations of the KI 7699 Å line of V838 Mon on the lower panel.

Munari et al. 2005, A&A 434, 1107-1116 (2005)

6-34



Maciel – Fig. 4.7
 ζ Oph - $E(B-V) = 0.32$

6-36

- Linhas ultravioletas

Tabela 4.2 do Maciel – pag. 113

Tabela 4.2

íon	λ (Å)	íon	λ (Å)
HI	1215,67	Mg I	2852,13
HI	1025,72	Mg II	2795,53
CI	1328,83	Si I	2514,32
CI	1277,24	Si II	1193,29
CII	1334,53	Si II	1260,42
CIV	1548,20	Si III	1206,51
NI	1200,71	S II	1259,52
NII	1134,17	S III	1190,21
O I	1302,17	Fe II	2599,40
O I	1039,23	Fe II	2382,03

6-35

Complicações em estudos usando a curva de crescimento

- O alargamento do perfil não depende apenas da temperatura, mas também da turbulência
- Uma linha interestelar pode ser composta pela superposição de linhas originadas em diferentes regiões/núvens

6-37

Turbulência

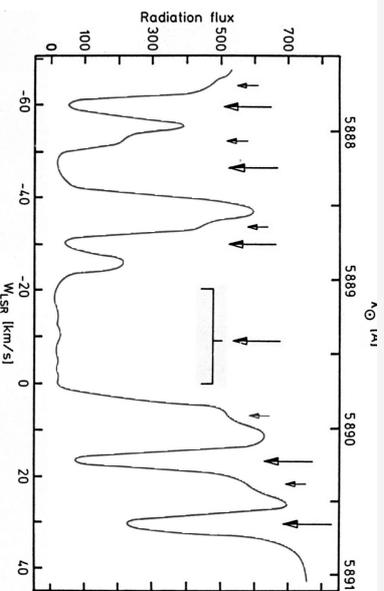
- A análise da curva de crescimento de linhas de absorção estreitas possui algumas complicações
 - a turbulência modifica o perfil da linha de modo que ele continua Doppler, mas a largura da linha não depende apenas da temperatura, mas também da velocidade de turbulência

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

onde
$$\Delta\nu_D = \left(\frac{2kT}{m} + \langle v_t^2 \rangle \right)^{1/2} \frac{\nu_0}{c}$$

turbulência

6-38



Scheffler & Elsässer

Fig. 4.13. Structure of interstellar absorption lines in the spectra of very distant stars. Top: Photographic spectrogram of the interstellar Na I lines D_1 and D_2 with a resolution of 7 km s^{-1} for the star HD 14134 (Per), left, and HD 12953 (Cas) at distances of 3.0 and 2.5 kpc, respectively. Each line is split into two relatively broad components with a separation distance in radial velocity of 30 km s^{-1} . The stronger component is only slightly violet shifted and is caused by the local spiral arm, the weaker component is caused by the Perseus arm (cf. Fig. 4.14). Observations of very distant stars in these directions with very high spectral resolution show that each of the two components is again split into several individual lines. As an example is shown below the photoelectrically measured profile of the D_2 line in the spectrum of the star θ Cas with a resolution of 2 km s^{-1} . It was obtained with an interferometric spectrometer at the Coude focus of the 2.2 m telescope of the Calar Alto Observatory. $\lambda_0 = 4235 \text{ \AA}$. The broad trough around $W_{LSR} = -10 \text{ km s}^{-1}$ corresponds to the stronger component in the photographic spectrum. The line groups from -30 to -63 km s^{-1} correspond to the weaker component. The separation between the two groups is 33 km s^{-1} and cannot be explained by the effect of the differential Galactocentric rotation but correspond to high peculiar velocities relative to the local standard of rest at the position of this cloud. (After Minnhub)

6-40

Linhas formadas em diferentes regiões

- Várias componentes (nuvens) podem contribuir para o perfil total da linha
 - velocidades de 10 a 100 km/s
 - componentes mais densas (e mais lentas) são correlacionadas às observadas em 21cm, o que não ocorre para as componentes mais tênues
 - 4 a 8 componentes kpc^{-1}
- consequências para a curva de crescimento
 - duas nuvens de diferentes velocidades de deslocamento produzem linhas igualmente intensas, não superpostas, mas não resolvidas (Fig. 5.13 – SE). Assim, a saturação ocorre para densidades maiores, pois não são de uma mesma região.

6-39

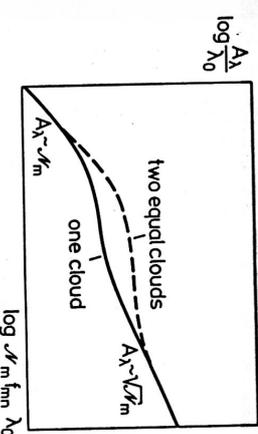


Fig. 5.13. Curves of growth for a single cloud with the column density N_m (continuous curve) and for two clouds equal to one another, which together also have a column density N_m , and whose line profiles do not overlap owing to different radial velocities, but which are not resolved by the spectrograph and so appear as one line (dashed). Explanation in text

SE - Fig. 5.13 – p. 311

6-41

Curva de crescimento empírica

- Forma da curva de crescimento "teórica" não representa necessariamente o observado: a forma do alargamento da linha não é necessariamente Doppler
- Porém, podemos esperar que alguns íons (caracterizados pela mesma função de distribuição de velocidades) possuam a mesma forma da curva de crescimento (parte linear e saturada)
- criar curvas de crescimento observacionais para íons em estágios de ionização dominantes e não-dominantes
- ver Fig. 5.14 – SS – p. 312
 - parte linear: não depende de $b(T)$
 - parte saturada: depende de b , mas não de Γ_k
 - parte de raiz quadrada: depende de Γ_k (portanto da espécie)

6-42

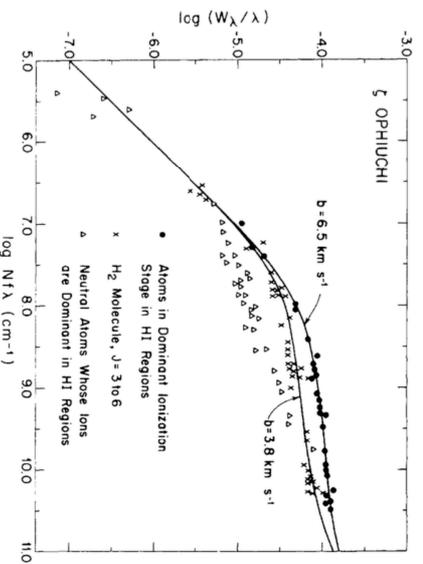


Figure 3.2 Curves of growth for interstellar lines in ζ Oph [34]. The filled circles represent lines produced by Al I, Ar I, Mg II, Si II, S II, and Fe II, representing for each element the dominant stage of ionization in an H I region. The triangles represent C I, Na I, Mg I, S I, K I, and Fe I; these are neutral atoms of elements which are mainly singly ionized in H I regions. The crosses represent H₂ Lyman lines from the levels with rotational quantum number J between 3 and 6. The two solid lines represent theoretical curves for a Maxwellian velocity distribution with the indicated values of b , equal to $2^{1/2}$ times the dispersion of radial velocities.

Spitzer

6-44

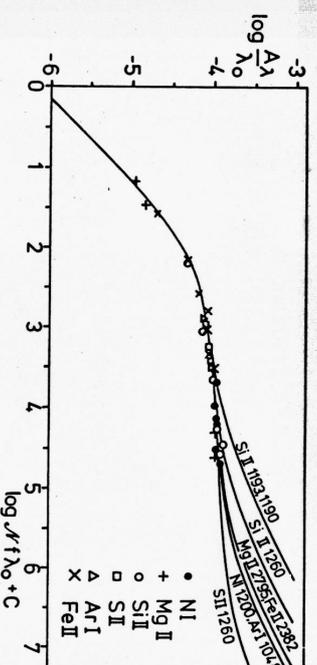


Fig.5.14. Empirical curves of growth for interstellar absorption lines of the dominant ionization stages of a few elements in the spectrum of the star ζ Ophiuchi. The family of curves was calculated for $b = 6.5 \text{ km s}^{-1}$ with the damping constants γ_{rad} for each of the plotted lines. [By permission of Morton (1975)]

SE - Fig. 5.14

6-43

Linhas de elementos altamente ionizados

- linhas de elementos altamente ionizados associadas a estrelas quentes
 - ↪ O VI: 1031.9 1037.6 Å
 - ↪ Si IV: 1400 Å
 - ↪ C IV: 1550 Å
- linhas largas (asas de amortecimento)
- gás coronal: $T \sim 10^6 \text{ K}$
- densidade: 10^{-4} do MI "comum"
- ionização por colisões

6-45

Efeito Zeeman

- a degenerescência de linhas pode ser quebrada pelo campo magnético do MI.
- quebra de degenerescência ocorre para níveis com
 - $J = L + S \neq 0$
 - número de níveis, M : $2J + 1$
- a energia de cada nível é dada por:

$$E_{J, M_j} = E_{J, 0} + \mu_B B g_j M_j$$

onde

$$\mu_B = \frac{h e}{4 \pi m_e c}$$

$$M_j = J, J-1, \dots, -J$$

$$g_j = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L-1)}{2J(J+1)}$$

Fator de Landé

6-46

Resumo

- Quais são, então, as informações que o estudo das linhas espectrais formadas no MI podem fornecer?
 - movimento próprio com relação à Terra (deslocamento Doppler total da linha)
 - grau de turbulência (alargamento Doppler)
 - densidade colunar de matéria (curva de crescimento e temperatura de brilho)
 - temperaturas e densidades locais (análise da largura equivalente e razões de linha)
 - abundâncias químicas no MI
 - intensidade do campo magnético

6-48

- Regras de transição

- $\Delta M_j = 0$ - componentes p - polarização linear
- $\Delta M_j = \pm 1$ - componentes s - polarização circular

- Assim, a diferença de frequência entre as linhas é:

$$\Delta \nu_B = \frac{e B}{2 \pi m_e c} = 2.8 \cdot 10^6 \text{ B Hz}$$
$$B \leq 10 \mu\text{G}$$

- O deslocamento em energia das linhas desdobradas é muito pequeno, praticamente imensurável no MI difuso
- Pode funcionar, porém, no MI denso
- Em muitos casos, as componentes podem ser distinguidas via polarimetria

6-47

Apêndice

- Mais sobre largura equivalente para os interessados

6-49

- No caso geral, a largura equivalente depende do perfil de alargamento escolhido
- Considerando o alargamento Doppler, temos a profundidade óptica dada por:

$$\tau_{\nu_j} = N_j \sigma \phi(\Delta \nu)$$

$$\tau_{\nu_j} = N_j \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f_{jk} \frac{\lambda_{jk}}{b \sqrt{\pi}} e^{-\nu_j/b^2}$$

$$\text{onde } b = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$$

6-50

- Assim, a largura equivalente resulta em:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{\lambda_{jk}}{c} \int_{\text{linha}} \left\{ 1 - \exp \left[-N_j \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f_{jk} \frac{\lambda_{jk}}{b \sqrt{\pi}} e^{-\nu_j/b^2} \right] \right\} d\nu$$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{\lambda_{jk}}{c} \int_{\text{linha}} \left\{ 1 - \exp \left[-\tau_o e^{-\nu_j/b^2} \right] \right\} d\nu$$

$$\text{onde } \tau_o = N_j f_{jk} \lambda_{jk} b \frac{\pi e^2}{\sqrt{\pi} m_e c^2} \leftarrow \text{profundidade óptica no centro da linha}$$

6-51

- Definindo:

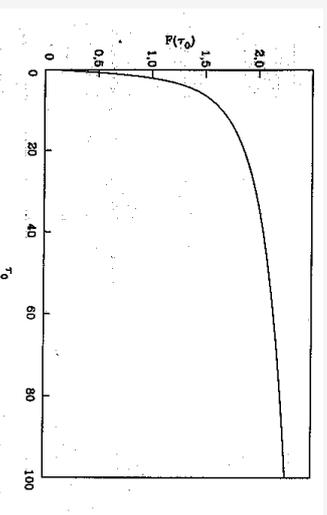
$$F(\tau_o) = \int_0^\infty \left(1 - \exp \tau_o e^{-x^2} \right) dx$$

Temos que:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda_{jk}} = \frac{2bF(\tau_o)}{c}$$

← alargamento Doppler

Maciel – Fig. 4.5



6-52