

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Astronomia

Marcelo Tucci Maia

**Gêmeas Solares: assinatura de planetas rochosos,  
evolução estelar e evolução química da Galáxia**

São Paulo

2016



Marcelo Tucci Maia

**Gêmeas Solares: assinatura de planetas rochosos,  
evolução estelar e evolução química da Galáxia**

Tese/Dissertação apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências. Versão Corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

Área de Concentração: Astronomia.

Orientador(a): Prof. Dr. Jorge Meléndez

São Paulo

2016



# Agradecimentos

À minha família, que sempre me apoiou em todos os meus passos;

À Luciana, que sempre esteve comigo, dividindo os bons e maus momentos;

Ao Professor Jorge Meléndez, pelo apoio e dedicação;

Aos meus colegas de grupo pelo suporte;

Ao CNPq, pelo apoio financeiro, sob o projeto n<sup>o</sup>: (142437/2014-0).



## Resumo

Neste trabalho apresentamos os resultados do estudo desenvolvido durante o período de doutoramento no Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo, que deram origem à três artigos nos quais o autor da tese é o principal investigador. No primeiro trabalho buscamos indícios de uma assinatura espectral de formação de planetas rochosos através da análise do conteúdo químico do sistema binário 16 Cygni, onde a componente B tem um planeta detectado de massa mínima  $1.5 M_{Jup}$ . Para isso, foi usado o método de determinação de abundâncias de modo diferencial, usando espectros de alta resolução. No estudo seguinte medimos e inferimos a evolução da abundância de berílio em uma amostra de gêmeas solares com idades abrangendo 0.5 a 8.2 Gyr, usando o método de síntese espectral. Encontramos que o conteúdo de Be não mostra nenhuma significativa variação com a idade, trazendo novos vínculos para modelos que utilizam processos de mistura extra para descrever a estrutura do interior solar. No terceiro trabalho estudamos a forte correlação entre o conteúdo de ítrio, magnésio e a idade estelar para uma amostra de 88 gêmeas solares, explorando o efeito da evolução química da Galáxia em diferentes populações do disco. Apresentamos a razão  $[Y/Mg]$  como um novo e promissor método para estimar a idade de estrelas gêmeas e análogas solares. Também discutimos as abundâncias do elemento-s Ba e do elemento-r Eu. Finalmente, descrevemos outros sete artigos publicados em colaborações durante o doutorado.





# Abstract

In this thesis we present the results of the work developed during the PhD at the Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo, that resulted in three papers with the PhD candidate as the main author. In the first one we explored the chemical content of the binary system 16 Cygni, where only the B component has a giant planet with minimum mass of  $1.5 M_{Jup}$ , in search of evidence of spectral signatures of planets formation. For this we obtained differential abundances using high resolution spectra. In the next study we measured and inferred the evolution of beryllium abundances in a sample of solar twins with ages covering 0.5 to 8.2 Gyr, using the spectral synthesis method. We found that the Be content does not show any significant variation with age, bringing new constrains to models of the interior structure and evolution of the Sun. On the third paper, we studied the strong correlation of yttrium and magnesium content as a function of stellar age for a sample of 88 solar twins, exploring the effect of the chemical evolution of the Galaxy in different disk populations. We present the  $[Y/Mg]$  ratio as a promising new method to estimating the age of solar twins and solar analogs stars. We also discuss the abundance of the s-process element Ba and the r-process element Eu. Finally, we describe other seven papers published in collaborations along the PhD.



# Lista de Figuras

1.1	Espectros de gêmeas solares comparadas com o Sol. Retirado de Meléndez et al. (2009). . . . .	30
1.2	Representação da definição de largura equivalente. Retirado de Carrol et al. (1996). . . . .	32
1.3	Exemplo de curva de crescimento (painel superior) e os respectivos perfis de linha em diferentes regimes (referentes aos pontos no gráfico superior) na curva de crescimento. Retirado de Gray (2005). . . . .	34
1.4	Exemplo de alargamento devido ao desdobramento hiperfino em uma linha de MnI. Os círculos abertos representam a estrutura hiperfina do perfil observado no Sol, enquanto que a linha contínua representa o espectro sintético usando apenas uma componente. Retirado de Meléndez (2001). . . . .	36
1.5	Estrutura hiperfina do Mn I em 1297.6 nm. O espectro solar é respresentado por círculos, enquanto o espectro sintético pela linha contínua. As componentes hiperfinas são mostradas como barras, em seus respectivos comprimentos de onda. Retirado de Meléndez (2001). . . . .	37
1.6	Esquema óptico típico para um espectrografo (Gray , 2005). . . . .	38
1.7	Distribuições de probabilidade para a idade (painel superior) e para a massa (painel inferior) para a gêmea solar HIP 108158. . . . .	41
1.8	Exemplo de síntese espectral para a região do berílio para a gêmea solar HIP 77883. . . . .	43

2.1	Escala de tempo de estrelas de massa $M$ desde o período de formação do caroço hidrostático até o momento de entrada na ZAMS. Também é mostrado o tempo de duração do disco de acreção para protoestrelas de diferentes massas. Estas estrelas ionizam o gás em sua volta e forma-se uma região de HII ao seu redor. TAMS significa sequência principal de idade terminal. Figura retirada de Maeder (2009). . . . .	48
2.2	Esquema representando os quatro estágios da evolução de uma proto-estrela e de seu disco de acreção. Figura retirada de Maeder (2009). . . . .	49
2.3	Diferenças nas abundâncias $[X/Fe]$ do Sol e as abundâncias médias de 11 gêmeas solares em função da temperatura de condensação. O padrão de abundâncias mostra uma quebra em $T_{\text{cond}} \sim 1200$ K. A linha sólida é o ajuste para o padrão de abundância, enquanto que as linhas pontilhadas são os desvios padrões para os ajustes (Meléndez et al., 2009). . . . .	56
2.4	Abundâncias médias de 22 gêmeas solares em função da temperatura de condensação. Os círculos cinzas representam abundâncias individuais, enquanto os círculos abertos com barras de erros representam a abundância ponderada e desvio padrão de todas as estrelas para cada elemento. O círculo aberto sem barra de erro corresponde à abundância de Fe. A linha pontilhada é o ajuste linear para as abundâncias dos elementos refratários (Ramírez et al., 2009). . . . .	57
2.5	Representação da evolução da região radiativa dividida pela massa total da estrela (painel superior) em função do tempo produzindo uma estrela de $1M_{\odot}$ . O mesmo é visto para a abundância de Li dividida pela sua abundância inicial (painel inferior). A curva tracejada-longa (azul) refere-se à: $M_{\text{int}} = 10M_{\text{Jup}}$ (massa inicial do disco de acreção), $M_{\text{burst}} = 5 \times 10^{-4}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ (taxa de acreção de cada burst), $N_{\text{burst}} = 20$ (número de bursts de acreção); a curva tracejada e pontilhada (magenta) representa $M_{\text{int}} = 30M_{\text{Jup}}$ , $M_{\text{burst}} = 5 \times 10^{-4}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ , $N_{\text{burst}} = 20$ ; a curva pontilhada (vermelha) representa $M_{\text{int}} = 0.1M_{\odot}$ , $M_{\text{burst}} = 5 \times 10^{-4}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ , $N_{\text{burst}} = 18$ . A linha contínua (em preto) representa o modelo padrão de evolução da zona radiativa (sem acreção episódica) para uma estrela de $1M_{\odot}$ . Todos os cálculos foram feitos usando um $\Delta t_{\text{burst}} = 100$ yr (duração dos bursts de acreção) e um $\Delta t_{\text{quiet}} = 1000$ yr (tempo de quiescência entre os bursts). Retirado de Baraffe & Chabrier (2010). . . . .	59

- 2.6 Nos painéis (da esquerda para a direita) estão as colunas de densidade do gás produzidas por simulações hidrodinâmicas (que mostram bolsões de gás no disco de acreção); as simulações da luz proveniente da banda H em uma imagem *face on*; e para uma inclinação de  $45^\circ$ . O tamanho das imagens são de 1000 AU x 1000 AU. Retirado de Liu et al. (2016). . . . . 60
- 2.7 As linhas sólidas representam a massa da zona convectiva  $M_{CZ}$  em função da massa da estrela  $M_{star}$  necessária para explicar a diferença de metalicidade encontrada entre 16 Cyg A e B em função da metalicidade do planeta 16 Cyg Bb, este em um intervalo de massa entre 1.5-9.5  $M_J$ , em incrementos de 1.0  $M_J$ . As linhas tracejadas representam a massa do envelope convectivo de 16 Cyg B para idades entre 5 e > 30 Myr, de acordo com o modelo padrão estelar de Serenelli et al. (2011). As linhas pontilhadas representam uma evolução similar para a massa da zona convectiva, em uma escala de tempo entre 0 a 10 Myr, usando o modelo de acreção episódica de Baraffe & Chabrier (2010). Retirado de Ramírez et al. (2011) . . . . . 61
- 2.8 Composição da fotosfera solar quando 4  $M_\oplus$  de material rochoso é adicionada na zona convectiva do Sol. A linha sólida representa o ajuste linear do padrão de abundâncias do Sol em comparação às 11 gêmeas solares estudadas por Meléndez et al. (2009) (Chambers, 2010). . . . . 63
- 2.9 Ajuste linear para uma simulação de abundâncias em função da temperatura de condensação para os modelos de acreção de material terrestre (5 a 20 vezes a massa da Terra (Mack et al., 2014) por uma estrela de composição solar. No painel da esquerda a acreção acontece em uma estrela de  $1M_\odot$ , enquanto que no painel da direita para uma de  $0.9M_\odot$ . Retirado de Mack et al. (2014). . . . . 64
- 2.10 Abundâncias das estrelas 16 Cyg A e 16 Cyg B relativas à abundância solar em função da temperatura de condensação para elementos leves ( $Z < 30$ ). A linha sólida representa o padrão de abundância médio para as gêmeas solares de Meléndez et al. (2009) mas deslocado verticalmente para corresponder aos valores de abundância média dos elementos voláteis ( $T_C < 900$  K). Os círculos abertos correspondem ao Mn, Co e Sc II. Retirado de Ramírez et al. (2011). . . . 66

2.11	Diferenças na abundância entre 16 Cyg A e B em função da temperatura de condensação. Os círculos abertos representam os mais discrepantes da média (ScI, Mn e Co). A linha tracejada refere-se à diferença na metalicidade encontrada por Ramírez et al. (2011) de +0.041 dex, enquanto as linhas contínuas representam o padrão médio de abundâncias de Meléndez et al. (2009) em duas posições arbitrárias. A linha pontilhada e tracejada corresponde ao slope encontrado por Laws & Gonzalez (2001) de $1.4 \times 10^{-5}$ dex $K^{-1}$ . Retirado de Ramírez et al. (2011). . . . .	67
2.12	Abundâncias diferenciais entre 16 Cyg A e B plotadas em função do número atômico (Z). Retirado de Schuler et al. (2011). . . . .	68
2.13	Exemplo do critério de avaliação para a normalização. Na figura a parte referente 6300 a 6400 Å do espectro de 16 Cyg A é dividida pela parte equivalente do espectro de Vesta. . . . .	69
2.14	Exemplos de medição de larguras equivalentes através da determinação do contínuo local, usando a sobreposição de outras estrelas obtidas na mesma configuração instrumental. Neste exemplo são utilizados 3 espectros do Sol, dois espectros de Vesta (linhas pretas e verdes) e um de Iris (azul), obtidos com o espectrógrafo MIKE. A linha vermelha representa o perfil gaussiano e a linha vermelha pontilhada representa a extrapolação do contínuo local. Retirado de Bedell et al. (2014). . . . .	70
2.15	Abundâncias diferenciais de Fe I (16 Cyg A - Sol) em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior). . . . .	71
2.16	Abundâncias diferenciais de Fe I (16 Cyg B - Sol) em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior). . . . .	72
2.17	Abundâncias diferenciais de Fe I (16 Cyg A - B) em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior). . . . .	73
2.18	Abundâncias de 16 Cyg A em relação ao Sol em função do número atômico Z. . . . .	78
2.19	Abundâncias de 16 Cyg B em relação ao Sol em função do número atômico Z. . . . .	79

2.20	Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A - Sol (painel superior) e 16 Cyg B - Sol (painel inferior) em função da temperatura de condensação. As linhas sólidas representa o padrão médio encontrado por Meléndez et al. (2009) para 11 gêmeas solares comparadas ao Sol. Um deslocamento vertical foi feito para que a curva correspondesse às abundâncias das estrelas do sistema 16 Cygni. . . . .	80
2.21	Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A - 16 Cyg B em função da temperatura de condensação. A linha tracejada é a média dos elementos voláteis e a linha sólida representa o padrão de abundâncias para os elementos refratários. A linha pontilhada e tracejada é o padrão de abundância encontrado por Meléndez et al. (2009) depois de um deslocamento vertical para que haja correspondência com as abundâncias dos elementos refratários em A-B. . . . .	81
2.22	Estimativa da variação da composição química na zona convectiva ( $0.02 M_{\odot}$ ) da estrela 16 Cyg B (usando-se abundâncias solares) depois da adição de uma mistura contendo $1M_{\oplus}$ de material com composição química terrestre e $1M_{\oplus}$ de material com a composição química dos CM condritos. . . . .	84
2.23	Estimativa da quantidade de material que seria necessário para reproduzir o padrão de abundâncias de 16 Cyg B para zonas convectivas com $0.023M_{\odot}$ , $0.1M_{\odot}$ e $0.5M_{\odot}$ . . . . .	85
2.24	Figura representando a variação das abundâncias elementais de 16 Cyg B que foram usadas para a formação do envelope gasoso e do núcleo rochoso do planeta 16 Cyg B. . . . .	86
3.1	Abundâncias de Be em função da temperatura efetiva (painel superior) para a amostra de Santos et al. (2004). Os círculos preenchidos são 6 estrelas sub-gigantes. O painel inferior é similar ao de cima, mas em relação ao Li. Retirado de Santos et al. (2004). . . . .	90
3.2	Abundância de Be em função da temperatura efetiva de estrelas em IC 2391 (quadrados abertos), e IC 2602 (círculos abertos) de idades 50 Myr e 46 Myr, respectivamente. (Smiljanic et al. (2011). . . . .	92
3.3	Modelo solar padrão mostrando a variação da temperatura e fluxo convectivo em função da pressão. A temperatura de queima de Li ( $2.5 \times 10^6$ K) e Be ( $3.5 \times 10^6$ K) estão indicadas (Takeda et al., 2011). . . . .	94

3.4	Abundância de Li e Be em função do tempo para três modelos diferentes apenas em seus momentos angulares iniciais $J_0$ . O conjunto superior de linhas (começando em 3.3) representam as abundâncias de ${}^7\text{Li}$ . O conjunto de linhas inferior (começando em 2.0) representam as abundâncias de ${}^9\text{Be}$ . A linha sólida é o modelo solar de referência, com $J_0 = 5 \times 10^{49} \text{ g cm}^2\text{s}^{-1}$ . A linha tracejada longa é um modelo com $J_0 = 1.63 \times 10^{50} \text{ g cm}^2\text{s}^{-1}$ . E finalmente, a linha tracejada curta é um modelo com $J_0 = 5 \times 10^{50} \text{ g cm}^2\text{s}^{-1}$ . Retirado de Pinsonneault et al. (1989). . . . .	97
3.5	Abundâncias de lítio (painel superior) e de berílio (painel inferior) em função da idade dos modelos de Richard et al. (1996). . . . .	98
3.6	Abundâncias de Li em função da temperatura efetiva para o aglomerado $\alpha$ Per. O tamanho dos círculos representa a velocidade de rotação. Retirado de Balachandran et al. (1988). . . . .	99
3.7	Representação de uma pluma na zona convectiva. Retirado de Montalbán & Schatzman (2000) . . . . .	100
3.8	Evolução das abundâncias de Li entre $10^8$ yrs até 4.5 Gyrs para massas de 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1 e $1.2 M_{\odot}$ . Retirado de Montalbán & Schatzman (2000) . . . . .	101
3.9	Abundâncias de Li (a) e Be (b) como função da idade estelar para modelos evolucionários de diferentes massas. A linha sólida e pontilhada são para $[\text{Fe}/\text{H}]=0$ e 0.10 dex respectivamente. Retirado de Xiong & Deng (2007). . . . .	102
3.10	Comparação entre o espectro observado (pontos pretos) e o sintético (linha contínua vermelha) para a gêmea solar HIP 102152 na região do Be II (painel superior). No painel inferior é mostrada a região das linhas de Be ampliada. A linha tracejada azul representa a linha de Be sem a influência dos <i>blends</i> . . . . .	103
3.11	Comparação entre o espectro de HIP 10725 e o Sol. No painel superior são mostradas as linhas de BeII na região de 313 nm. Note a extrema depleção de Be comparado com o conteúdo deste elemento no Sol. No Painel inferior é mostrado um excesso de Nd em HIP 10725; o elemento é produzido por captura de nêutrons. Retirado de Schirbel et al. (2015). . . . .	104
3.12	Comparação da síntese espectral e o espectro observado após o ajuste de <i>vsini</i> para a gêmea solar HIP 77883, usando a linha de Fe I 6027.050 Å. . . . .	106



3.13	Exemplo da distribuição de probabilidade usado para a estimativa de idade para a gêmea solar HIP30502. . . . .	107
3.14	Abundâncias de Be (painel superior) e Li (painel inferior) em função da idade estelar. Para os modelos de depleção do berílio foi adotada uma abundancia inicial meteorítica de 1.45 dex (ver texto). Os modelos de depleção do Li foram normalizados na abundância solar de lítio. A linha verde contínua representa o modelo de Pinsonneault et al. (1989); a linha vermelha pontilhada o modelo de do Nascimento et al. (2009), a linha tracejada azul o modelo de do Nascimento et al. (2009) modificado (ver texto); e a linha roxa tracejada longa são as previsões de Xiong & Deng (2009). A linha pontilhada e tracejada da cor teal (no painel superior) é o mesmo modelo de depleção de berílio de do Nascimento et al. (2009) modificado, mas com uma abundância inicial de 1.50 dex (ver texto) (Tucci Maia et al., 2015). . . . .	108
4.1	Caminho típico para as reações do processo-s na região do Cs e Ba. É dado também o tempo de meia vida em laboratório para os isótopos de Cs. Retirado de Kippenhahn et al. (2012). . . . .	115
4.2	Representação da estrutura interna de uma estrela AGB. Envolvendo o núcleo de CO degenerado está a camada onde ocorre a queima do He e logo acima a região de queima de H. Separando estas duas camadas está uma região constituída de elementos provenientes da queima parcial do He. Envolvendo tudo isto existe um grande envelope convectivo. . . . .	117
4.3	Esquema representando os processos de mistura no interior de uma estrela AGB entre seus pulsos térmicos (ver texto). Retirado de Kippenhahn et al. (2012). . . .	119
4.4	Abundâncias superficiais finais relativas ao Fe para elementos mais pesados que o Mn. No painel superior são mostrados os resultados para modelos AGBs de baixa massa, enquanto que no painel inferior são mostrados os modelos de massa intermediária. Os elementos estão ordenados em função da massa atômica. Retirado de Fishlock et al. (2014). . . . .	120

4.5	Caminhos evolutivos para estrelas de diferentes massas. $M_H$ , $M_{He}$ , $M_{up}$ , $M_n$ e $M_{SN}$ correspondem a massa estelar inicial mínima para a ignição do hidrogênio, hélio e carbono, a formação de uma estrela de nêutrons, e para estrelas no processo de explosão de SNII. Retirado de Kippenhahn et al. (2012) . . . . .	120
4.6	Esquema mostrando a estrutura de "cebola" no interior de uma estrela massiva muito evoluída. Retirado de Kippenhahn et al. (2012). . . . .	123
4.7	Esquema de um núcleo colapsante de estrelas massivas. As setas pequenas representam o sentido de movimento do campo de velocidade. Também é mostrada uma neutrinosfera, aonde neutrinos são presos. Retirado de Kippenhahn et al. (2012). . . . .	124
4.8	Gráfico de $[\alpha/Fe]$ vs. $[Fe/H]$ . Estrelas do disco espesso são representadas por círculos preenchidos, enquanto estrelas do disco fino são representadas por círculos vazios. Retirado de Haywood et al. (2013). . . . .	125
4.9	Histogramas de separação de estrelas pobres e ricas em elementos $\alpha$ . Retirado de Adibekyan et al. (2011). . . . .	126
4.10	Gráfico de $[\alpha/Fe]$ vs. $[Fe/H]$ . Os asteriscos representam o halo, pontos representam o disco fino, quadrados o disco espesso, e triângulos representam estrelas $\alpha$ mr. Retirado de Adibekyan et al. (2013). . . . .	127
4.11	Diagrama Toomre, usado para identificação de diferentes populações estelares na amostra de Bensby et al. (2003). As linhas pontilhadas indicam espaços constantes de velocidade em intervalos de $50 \text{ km s}^{-1}$ . Estrelas do disco fino estão representados por círculos vazios e as estrelas do disco espesso por círculos preenchidos. Retirado de Bensby et al. (2003). . . . .	128
4.12	Gráfico de $[\alpha/Fe]$ em função da idade. A linha contínua separa as populações do disco fino das do disco espesso. Retirado de Haywood et al. (2013). . . . .	129
4.13	Isócronas de Yonsei-Yale de 4.6 Gyr (linha tracejada) e de Dartmouth de 4.5 Gyr (linha pontilhada e tracejada) deslocadas em $[Fe/H]$ por -0.04 dex e +0.08 dex, respectivamente. As linhas sólidas mostram as isócronas originais. Note o bom acordo com o Sol depois da mudança. . . . .	132
4.14	Distribuição de idades da nossa amostra usando as isócronas de Yonsei-Yale (linha tracejada) e Dartmouth (linha pontilhada e tracejada). . . . .	132

4.15	No painel superior a comparação de idades para as isócronas de Yonsei-Yale e Darmouth para a amostra de gêmeas solares. No painel inferior é mostrada a diferença entre as idades das isócronas de Yonsei-Yale e Darmouth. . . . .	133
4.16	Linha de YII em 488.3 nm da estrela HIP 10175 (linha contínua) com a sobreposição de HIP 14501 (linha tracejada). . . . .	135
4.17	Linhas de MgI em torno de 631.9 nm mostrando as linhas telúricas desta região. Nesta figura foram usados os espectros de HIP 64713 (pontos) e HIP 89650 (linha).	136
4.18	[Y/Fe] (painel superior), [Mg/Fe] (painel do meio) e [Fe/H] (painel inferior) em função da idade. Os círculos abertos vermelhos são binárias espectroscópicas e os triângulos verdes são binárias visuais. . . . .	137
4.19	[Mg/Fe] vs. [Fe/H] proveniente dos dados de Adibekyan et al. (2012) (símbolos preenchidos) no correspondente limite de metalicidade do nosso trabalho (pontos vazios). Os círculos representam estrelas do disco fino e os triângulos estrelas h̄mr. . . . .	139
4.20	Diagrama Toomre para a nossa amostra. Os círculos abertos são estrelas h̄mr. . . . .	140
4.21	Histograma de idade de toda a mostra evidenciando dois tipos de populações estelares: o disco fino (linha contínua vermelha) e a população h̄mr (linha tracejada azul) que é provavelmente do disco espesso. . . . .	141
4.22	[Y/Mg] em função da idade estelar para a amostra de 88 gêmeas solares. Os círculos abertos são binárias espectroscópicas, os triângulos verdes são binárias visuais. . . . .	142
4.23	Abundâncias diferenciais de [Ba/H] em função da idade estelar. . . . .	145
4.24	Abundâncias diferenciais de [Eu/H] em função da idade estelar. . . . .	146
4.25	Abundâncias diferenciais de [Y/Mg] separadas em dois grupos: pobres em metais com $-0.14 \geq [\text{Fe}/\text{H}] < 0$ dex (círculos vazios) e ricas em metais com $0 \geq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.14$ dex (círculos preenchidos). . . . .	147
5.1	Magnitudes V para estrelas pobres em metais com $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ . A estrela 2MASS J1808-5104 é a mais brilhante UMP. Figura de Meléndez et al. (2016). . . . .	150

5.2	Comparação entre o espectro de HIP 10725 com o Sol. No painel superior são mostradas as linhas de BeII na região de 313 nm. Note a extrema depleção de Be comparado com o conteúdo deste elemento no Sol. No painel inferior é mostrado um excesso de Nd em HIP 10725, um elemento produzido por captura de nêutrons. Retirado de Schirbel et al. (2015). . . . .	152
5.3	Abundância diferencial de HIP 10725 em relação ao Sol. Os elementos de captura de nêutrons (círculos cheios) têm bom acordo com o modelo de transferência de massa de uma AGB de $2 M_{\odot}$ (linha sólida). Retirado de Schirbel et al. (2015).	153
5.4	Melhor ajuste orbital para o planeta HIP 11915b. Retirado de Bedell et al. (2015).	154
5.5	Os círculos preenchidos são as razões $[X/H]$ em 18 Sco depois de terem sido subtraídas pelo padrão de temperatura de condensação. Elementos com $Z \leq 30$ apresentam uma razão de abundância perto de zero, enquanto os elementos de captura de nêutrons estão enriquecidos. Os triângulos representam o padrão de enriquecimento devido a contaminação por uma estrela AGB. Retirado de Meléndez et al. (2014b). . . . .	156
5.6	Abundâncias diferenciais para a HIP 102152 (círculos preenchidos) e para 18 Sco (círculos vazios) em função da temperatura de condensação. São também mostrados ajustes lineares para ambas as estrelas. Retirado de Monroe et al. (2013).	158
5.7	Abundâncias NLTE de Li em função da idade isocronal para o Sol e para gêmeas solares. Retirado de Monroe et al. (2013). . . . .	159
5.8	Temperatura efetiva em função das cores fotométricas da amostra de 80 gêmeas solares. Os círculos abertos representam metalicidades entre $-0.05 < [Fe/H] < +0.05$ . Os triângulos invertidos e triângulos normais representam estrelas no intervalo de metalicidade de $[Fe/H] < -0.05$ e $[Fe/H] > 0.05$ , respectivamente. Uma barra de erro média é mostrada no canto de cada painel. Retirado de Ramírez et al. (2012). . . . .	160
A.1	Representação das coordenadas esféricas. Retirado de Gray (2005). . . . .	178
B.1	Exemplo de um arquivo de parâmetros utilizado no cálculo de síntese espectral para a linha de Li na estrela 16 Cyg A. . . . .	185
B.2	Exemplo de uma lista de linhas, arquivo de entrada no código MOOG. . . . .	190
B.3	Exemplo de um arquivo de modelo atmosférico de tipo Kurucz. . . . .	191

B.4	Curva de crescimento para linhas FeII mostrando a sensibilidade com a gravidade. Retirado de Gray (2005). . . . .	193
B.5	Curva de crescimento mostrando a sensibilidade com a microturbulência para 0, 2 e 5 km s <sup>-1</sup> . Retirado de Gray (2005). . . . .	193
B.6	Exemplo de gráfico de abundância de Fe em função da largura equivalente reduzida para a determinação da velocidade de microturbulência no Sol. Neste caso, o valor encontrado foi $v_t = 0.86 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	194
B.7	Gráficos de A(Fe) (calculados usando o modelo solar) para 16 Cyg A em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior). Note que nem a temperatura e nem a microturbulência do Sol correspondem aos valores destes parâmetros atmosféricos para esta estrela. . . . .	195
B.8	Plots de A(Fe) para 16 Cyg A (usando as abundâncias do Sol como referência) em função do potencial de excitação e da largura equivalente reduzida usando o modelo atmosférico de $T_{eff} = 5830 \text{ K}$ , $\log g = 4.30 \text{ dex}$ , $v_t = 0.98 \text{ km s}^{-1}$ e $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.1 \text{ dex}$ . . . . .	196
E.1	Evolução das abundâncias dos elementos primordiais (com exceção do H) no modelo padrão para o Big Bang. A linha pontilhada representa o <sup>4</sup> He, a linha sólida o D, a linha tracejada e pontilhada o <sup>3</sup> He, a linha tracejada longa o <sup>7</sup> Li e a linha tracejada curta representa <sup>7</sup> Be (Boesgaard & Steigman, 1985). . . . .	215
E.2	Abundâncias previstas pelo modelo padrão para a nucleossíntese em função da razão entre bárions e fótons (eixo inferior) e também em função da densidade de massa (eixo superior), dividido pelo cubo da temperatura em unidades de 2.7 K. Os resultados de D, <sup>3</sup> He e <sup>7</sup> Li são plotados em relação ao H. Retirado de Boesgaard & Steigman (1985). . . . .	218
G.1	Curva simplificada da energia de ligação $E_B$ em função da massa atômica $A$ . Retirado de Kippenhahn et al. (2012). . . . .	236
G.2	Reações da cadeia <i>pp</i> . Retirado de Kippenhahn et al. (2012). . . . .	238
G.3	Ciclo CNO. Retirado de Kippenhahn et al. (2012). . . . .	239



# Lista de Tabelas

1.1	Abundâncias fotosféricas e meteoríticas do Sol. De Asplund et al. (2009). . . . .	44
2.1	Parâmetros atmosféricos de 16 Cygni encontrados na literatura. . . . .	68
2.2	Cores para 16 Cyg A e B em 13 sistemas fotométricos e suas temperaturas efetivas estimadas usando as calibrações de Ramírez & Meléndez (2005). . . . .	74
2.3	Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A e B e seus respectivos erros usando o Sol como referência. . . . .	76
2.4	Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A - B e seus respectivos erros. . . . .	77
3.1	Abundância de Be para as 8 gêmeas solares e o Sol, seguido de suas respectivas macroturbulência, <i>vsini</i> , erros e idade. . . . .	111
4.1	Parâmetros revisados para HIP 108158, HIP 55409 and HIP 68468. . . . .	134
4.2	Abundâncias de [Ba/H], [Eu/H] e idade junto com seus respectivos erros para uma amostra de 20 gêmeas solares. . . . .	144
5.1	Parâmetros para a melhor solução e suas respectivas incertezas para o planeta HIP 11915b. De Bedell et al. (2015). . . . .	155
D.1	Lista de linhas usada na determinação de abundâncias do sistema binário 16 Cyg, como usado no MOOG. . . . .	202
F.1	Lista de linhas usada no cálculo do espectro sintético de Be, como usado no MOOG. . . . .	222
H.1	Abundâncias de [Y/H], [Mg/H], [Fe/H] e parâmetros estelares para a amostra de 88 estrelas. As estrelas binárias estão indicadas por *. . . . .	244





# Sumário

1. Introdução . . . . .	27
1.1 Introdução . . . . .	27
1.2 Gêmeas solares . . . . .	29
1.3 Espectroscopia . . . . .	29
1.4 Determinação de abundâncias . . . . .	31
1.5 Abundâncias diferenciais . . . . .	33
1.6 Alargamento colisional . . . . .	35
1.7 Estrutura hiperfina . . . . .	36
1.8 Espectrógrafos utilizados neste trabalho . . . . .	37
1.8.1 UVES . . . . .	38
1.8.2 ESPaDOnS . . . . .	38
1.8.3 MIKE . . . . .	39
1.9 Determinação de idades . . . . .	39
1.10 O código q <sup>2</sup> . . . . .	40
1.11 Síntese espectral . . . . .	42
2. Formação planetária e assinatura espectral . . . . .	45
2.1 Introdução . . . . .	45
2.2 Nebulosa protoplanetária . . . . .	46
2.2.1 Planetas rochosos . . . . .	50
2.2.2 Planetas gigantes gasosos . . . . .	52
2.2.3 Meteoritos condritos . . . . .	54
2.3 Assinatura espectroscópica devido à formação planetária . . . . .	54

2.4	Sistema binário 16 Cyg . . . . .	62
2.4.1	Observações e redução dos dados . . . . .	66
2.4.2	Determinação de abundâncias . . . . .	68
2.4.3	Resultados . . . . .	78
2.5	Estimativa de massa do núcleo rochoso do planeta gigante gasoso 16 Cyg Bb . . . . .	82
2.6	Considerações finais . . . . .	83
3.	<i>Processos de Mistura no Interior Estelar Inferidas através das Abundâncias de Berílio</i> . . . . .	89
3.1	Abundâncias de Li e Be relacionadas à zona convectiva . . . . .	89
3.2	Queima de Li e Be no interior estelar . . . . .	93
3.2.1	Modelos de depleção de lítio e berílio . . . . .	95
3.2.1.1	Rotação . . . . .	96
3.2.1.2	Ondas internas e difusão microscópica . . . . .	100
3.2.1.3	<i>Overshooting</i> convectivo . . . . .	100
3.3	Determinação da abundância de Be . . . . .	101
3.3.1	Determinação de idades . . . . .	105
3.3.2	Depleção de berílio em gêmeas solares em função da idade estelar . . . . .	106
3.3.3	Considerações finais . . . . .	110
4.	<i>Evolução Química da Galáxia</i> . . . . .	113
4.1	Nucleossíntese além do Fe . . . . .	114
4.2	Nucleossíntese em AGBs . . . . .	116
4.3	Supernovas . . . . .	120
4.3.1	Supernovas tipo Ia . . . . .	121
4.3.2	Supernovas tipo II . . . . .	122
4.4	Populações do disco Galáctico . . . . .	124
4.5	O relógio de [Y/Mg] . . . . .	128
4.5.1	Observações . . . . .	129
4.5.2	Determinação dos parâmetros estelares . . . . .	130
4.5.3	Análise de abundâncias . . . . .	135
4.5.4	Resultados . . . . .	136
4.6	Explorando o conteúdo de Ba e Eu . . . . .	143
4.7	Considerações finais . . . . .	143

5. <i>Colaborações em outros trabalhos</i> . . . . .	149
5.1 2MASS J18082002-5104378: The Brightest (V=11.9) Ultra Metal-Poor Star (Meléndez et al., 2016) . . . . .	149
5.2 HIP 10725: the first solar twin/analogue field blue straggler (Schirbel et al., 2015)	150
5.3 The solar twin planet search. II. A Jupiter twin around a solar twin (Bedell et al., 2015) . . . . .	152
5.4 The solar twin planet search I. Fundamental parameters of the stellar sample (Ramírez et al., 2014) . . . . .	153
5.5 18 Sco: a solar twin rich in refractory and neutron-capture elements. Implica- tions for chemical tagging (Meléndez et al., 2014) . . . . .	155
5.6 High precision abundances of the old solar twin HIP 102152: Insights on Li depletion from the oldest Sun (Monroe et al., 2013) . . . . .	157
5.7 The UBV(RI)C colors of the Sun (Ramírez et al., 2012) . . . . .	157
6. <i>Conclusões e perspectivas futuras</i> . . . . .	161
<i>Referências</i> . . . . .	163
<i>Apêndice</i> . . . . .	175
A. <i>Solução de transporte radiativo</i> . . . . .	177
A.0.1 Formação do espectro . . . . .	177
B. <i>Código MOOG e determinação de parâmetros atmosféricos</i> . . . . .	183
B.1 MOOG . . . . .	183
B.1.1 Arquivos de parâmetro . . . . .	183
B.1.2 Lista de linhas . . . . .	189
B.1.3 Modelos atmosféricos . . . . .	189
B.2 Determinação de Parâmetros Atmosféricos . . . . .	190
B.2.1 Exemplo de determinação de parâmetros . . . . .	192
B.2.2 Erros . . . . .	196
C. <i>Critério de instabilidade da zona convectiva</i> . . . . .	197
C.1 Zona Convectiva . . . . .	197

<i>D. Lista de linhas para 16 Cygni . . . . .</i>	<i>201</i>
<i>E. Formação dos elementos leves . . . . .</i>	<i>213</i>
E.0.1 Nucleossíntese Primordial . . . . .	213
E.0.2 Produção de nêutrons . . . . .	216
E.0.3 Produção de deutério . . . . .	216
E.0.4 Produção além do hélio . . . . .	217
<i>F. Lista de linhas para a síntese espectral do Be . . . . .</i>	<i>221</i>
<i>G. Nucleossíntese estelar . . . . .</i>	<i>235</i>
G.1 Queima até o Fe . . . . .	235
G.1.1 Queima de hidrogênio . . . . .	237
G.1.2 Queima de hélio . . . . .	238
G.1.3 Queima de carbono . . . . .	240
G.1.4 Queima de oxigênio . . . . .	240
<i>H. Abundâncias de Y, Mg e parâmetros atmosféricos para a amostra de 88 gêmeas solares.</i>	<i>243</i>

## Introdução

### 1.1 Introdução

O Sol é a estrela mais estudada. Devido a sua proximidade, podemos analisá-lo melhor do que qualquer outra estrela. Podemos dizer que foi através do Sol que aprendemos a observar e caracterizar outras estrelas. Praticamente todos os modelos (sejam do interior ou da atmosfera estelar) foram testados inicialmente para o caso solar. Até mesmo a física que nos permite determinar as abundâncias químicas em atmosferas estelares foi testada com observações do Sol, sendo ele então, uma grande âncora para diversos parâmetros usados na Astronomia.

Nossa estrela é a única na qual todos os parâmetros físicos fundamentais são conhecidos com grande acurácia, sendo eles: massa, composição química, idade, temperatura efetiva, raio e luminosidade. Entretanto, estando o Sol tão perto e por isso tão brilhante, torna-se difícil uma comparação direta de sua luz com a de outras estrelas, sendo elas fontes mais fracas daqui da Terra. Ou seja, devido ao seu grande brilho ( $V \sim -27$ ) e diâmetro aparente, não podemos observar o Sol usando a mesma instrumentação que usamos para observar as demais estrelas.

Seria o Sol uma estrela típica no Universo? E, se sim, poderíamos encontrar estrelas que são muito semelhantes e usá-las para colocar a nossa estrela no mesmo contexto das demais? Foi dessa necessidade que surgiu a busca por estrelas que são muito semelhantes ao Sol, as chamadas gêmeas solares.

Como descrito por Cayrel de Strobel (1996), uma seleção de candidatas para gêmeas do Sol começa com uma análise de suas cores em um determinado sistema fotométrico. Como as cores fotométricas têm uma correspondência com os parâmetros atmosféricos, estrelas que possuem cores próximas à solar são grandes candidatas à serem gêmeas solares. Além disso, a magnitude absoluta destas estrelas deve ser também próxima à do Sol, e com isso torna-se necessário con-

hecemos as suas paralaxes trigonométricas para que possamos obter um cálculo preciso de suas distâncias. As estrelas que passam por essa seleção inicial devem ser observadas espectroscopicamente em alta resolução, para então terem seus parâmetros atmosféricos determinados com uma maior precisão.

Atualmente são conhecidas um grande número de gêmeas solares (e.g., Meléndez et al., 2009; Ramírez et al., 2014; Porto de Mello et al., 2014), e através de seu estudo chegamos à conclusão que o Sol não é uma estrela típica, ao contrário do que se imaginava anteriormente. Quando comparado com gêmeas solares, nossa estrela apresenta um conteúdo químico anômalo, com uma deficiência em elementos refratários, como encontrado por Meléndez et al. (2009), o que pode ser uma marca deixado na sua zona convectiva como consequência da formação do Sistema Solar, como será discutido no Capítulo 2.

Estrelas gêmeas solares servem também para o estudo da própria evolução do Sol. Como temos observado o Sol por apenas um curto intervalo de sua vida, usamos a teoria de evolução estelar para conhecer seu passado e futuro. Apesar de bem fundamentada, como é comprovado pela observação de aglomerados de diferentes idades, alguns aspectos de evolução estelar ainda não são devidamente conhecidos. Como por exemplo, como funcionam os processos de mistura extra em seu interior e como isso afeta a abundância de elementos leves como Li e Be (como discutido no capítulo 3).

Temas referentes à evolução química da Galáxia (Capítulo 4) também pode ser inferidos através do estudo de gêmeas solares de diferentes idades, e com isso podemos medir melhor a influência da poluição de elementos provenientes de supernovas e AGBs.

Também, ao se buscar por gêmeas solares indiretamente procuramos por um planeta gêmeo da Terra. Uma hipótese interessante é a de que, como o Sol teve um papel fundamental no aparecimento e manutenção da vida em nosso planeta, se encontrarmos um planeta semelhante à Terra (na zona habitável) de uma estrela gêmea solar, talvez este planeta teria alcançado as mesmas condições para o aparecimento de vida.

Fica evidente que estudos de como o Sol se encaixa no contexto das outras estrelas são de extrema relevância para diversas áreas da Astronomia, desde calibrações fundamentais até a evolução química da Galáxia. Além disso, o estudo de gêmeas solares pode vir a ter também grande impacto sobre o nosso conhecimento de formação planetária e até mesmo sobre o aparecimento da vida em nosso planeta (e possivelmente em outros planetas), através da descoberta de outras Terras orbitando gêmeas solares.

## 1.2 Gêmeas solares

Podemos classificar as estrelas por sua semelhança com o Sol como sendo do tipo solar, análoga solar ou gêmea solar. As estrelas do tipo solar englobam o tipo espectral F tardio até o tipo espectral K cedo, enquanto as estrelas análogas solares são estrelas anãs com temperaturas dentro do intervalo de 500 K do Sol e com metalicidade entre um valor de  $\pm 2$  vezes da metalicidade solar (Soderblom & King, 1998).

Já as gêmeas solares são um restrito grupo de estrelas que têm espectros muito similares ao do Sol, resultando também na similaridade de seus parâmetros atmosféricos temperatura efetiva (dentre  $\pm 100$  K), gravidade superficial (dentre  $\pm 0.1$  dex), metalicidade (dentre  $\pm 0.1$  dex) e massa (em um intervalo de  $\sim 5\%$  da massa solar). Na Figura 1.1 é mostrada uma comparação entre vários espectros de gêmeas solares e do Sol (Meléndez et al., 2009). A semelhança entre eles é notável.

A busca inicial de gêmeas solares é relatada por Cayrel de Strobel (1996), no entanto a primeira gêmea solar, 18 Sco, foi encontrada por um grupo brasileiro (Porto de Mello & da Silva, 1997). Hoje em dia existem várias dezenas de estrelas gêmeas solares detectadas (e.g., Meléndez et al., 2009; Takeda & Tajitsu, 2009b; Datson et al., 2012; Ramírez et al., 2014; Porto de Mello et al., 2014; do Nascimento et al., 2014a,b; Mahdi et al., 2016). Uma das vantagens da similaridade entre estas estrelas e o Sol, é a possibilidade de uma abordagem estritamente diferencial de suas abundâncias químicas, como será discutido na Seção 1.7.

## 1.3 Espectroscopia

Historicamente é reportado que em 1666 Isaac Newton observou o espectro contínuo de um raio de luz solar ao atravessar um prisma, e que posteriormente iniciou seus estudos sobre os efeitos da refração da luz. Em 1800 William Herschel descobriu que o espectro solar vai além da nossa percepção ótica, identificando a radiação infravermelha ao colocar um termômetro depois do final da luz vermelha no espectro visível.

Foi somente em 1814 que Joseph von Fraunhofer inventou o primeiro espectrógrafo e em seus experimentos ele descobriu 574 linhas escuras fixas (linhas de absorção) ao observar a luz solar. Curioso com este resultado, Fraunhofer analisou a luz de algumas estrelas brilhantes usando o mesmo instrumento e relata três listras escuras alargadas no espectro de Sirius, que aparentemente não tinham nenhuma relação com o espectro solar; uma destas listras se encontrava na

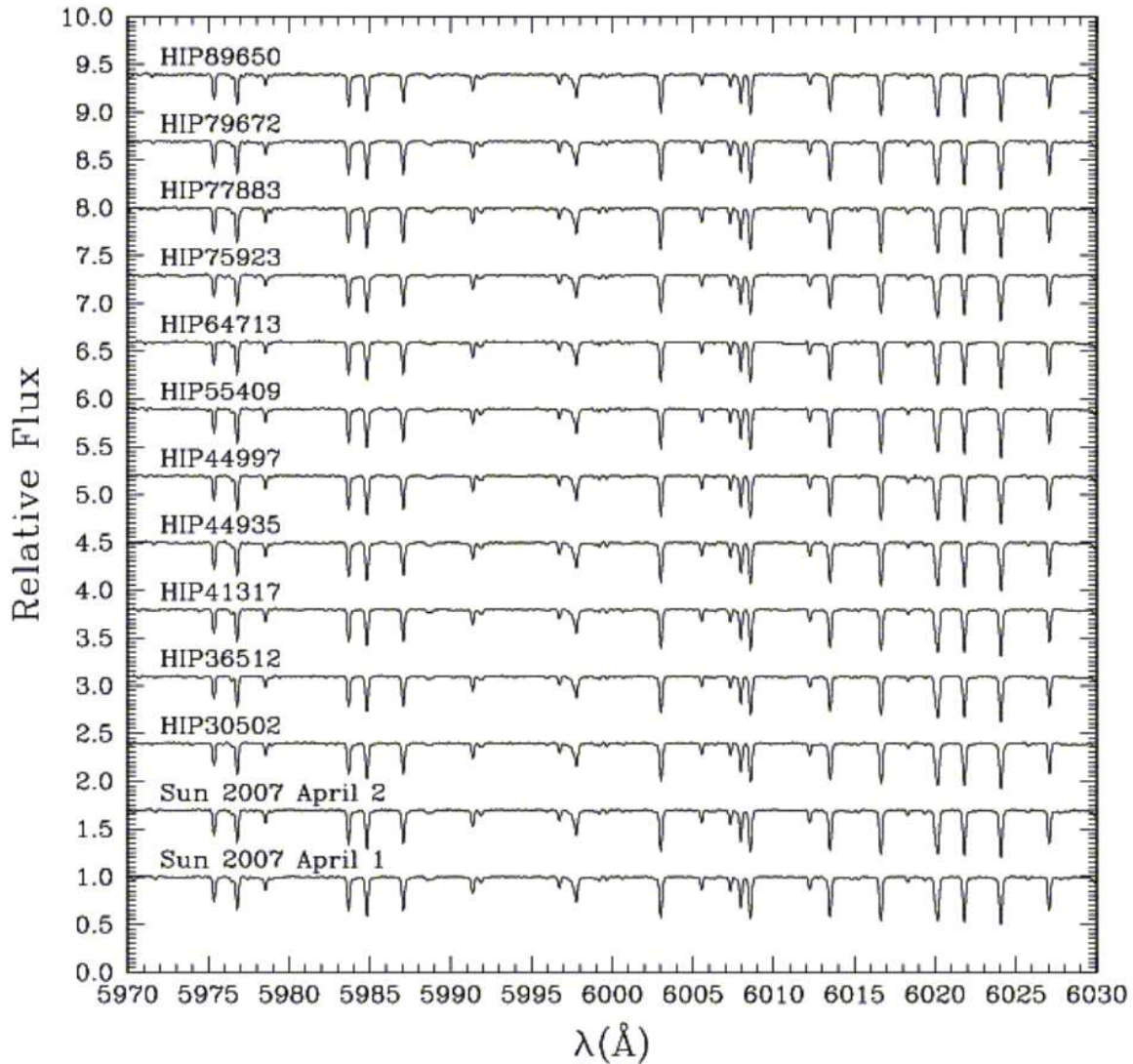


Figura 1.1: Espectros de gêmeas solares comparadas com o Sol. Retirado de Meléndez et al. (2009).

região da cor verde, enquanto as outras duas se encontravam na região do azul. Hoje sabemos que as duas linhas no azul são as linhas H e K do cálcio (em  $3934\text{\AA}$  e  $3968\text{\AA}$ , respectivamente) e a linha na região verde é  $H\beta$ , em  $4861\text{\AA}$ . É relatado que estas mesmas linhas foram detectadas em outras estrelas brilhantes, mas que a posição destas diferiam entre elas. Isto se deve ao deslocamento Doppler das linhas espectrais, até então desconhecido por Fraunhofer, mas que foi descrito pela primeira vez em 1848 pelo físico francês Hippolyte Fizeau (Becker, 2011). O deslocamento Doppler diz respeito a variações na frequência (e conseqüentemente em seu comprimento de onda) de uma onda (seja ela mecânica ou eletromagnética) regidas pela velocidade da fonte emissora em relação ao observador. Com este método o astrônomo William Huggins foi capaz de determinar pela primeira vez a velocidade de uma estrela se distanciando da Terra e em 1871 o próprio Fraunhofer pôde confirmar o fenômeno do deslocamento Doppler, devido a



rotação, ao observar as duas extremidades opostas do Sol (Becker, 2011).

Fraunhofer teria também observado linhas brilhantes no espectro de luz proveniente do brilho de uma chama, mas foi em 1826 que Henry Fox Talbot e John Herschel (que também fizeram grandes contribuições na área da fotografia) avançaram nos estudos sobre essas linhas brilhantes (linhas de emissão). Eles mostraram que o espectro de cada elemento químico era único e que era possível identifica-los através de suas linhas espectrais.

Mas o grande avanço da espectroscopia em astrofísica estelar se deu graças ao trabalho de Cecilia Helena Payne. Em sua tese de doutorado em 1925, intitulado *Stellar Atmospheres, A Contribution to the Observational Study of High Temperature in the Reversing Layers of Stars*, Payne pôde relacionar os tipos espectrais das estrelas com suas temperaturas ao aplicar as equações de Saha para a ionização. Ela concluiu também que o H e He são os principais constituintes de uma estrela e que as abundâncias de outros elementos podem ser calculadas através de suas linhas de absorção em termos das abundâncias relativas de hidrogênio. Outro achado foi que Si, C e outros metais comuns na Terra estão presentes no espectro solar e que estes possuem as abundâncias relativas similares às encontradas na Terra, concluindo então que o Sol possui a mesma abundância elemental que a Terra (não levando em conta H e He). Este é um resultado muito interessante, pois já naquela época se discutia, de certo modo, a relação entre a formação planetária e a abundância química de sua estrela hospedeira, o que é a base para grande parte do trabalho descrito no Capítulo 2.

Nas próximas seções será discutido como são determinadas as abundâncias químicas, incluindo o método diferencial, enquanto o processo de formação do espectro é mostrado no Apêndice A.

## 1.4 Determinação de abundâncias

A abundância química de um elemento é definida por Mihalas (1970) e Gray (2005):

$$A = \log \left( \frac{N_X}{N_H} \right) + 12 \quad (1.1)$$

Onde  $N_X$  é o número de átomos por unidade de volume de um determinado elemento X. Deste modo a abundância de H nesta escala é igual a 12, como pode ser visto na Tabela 1.1.

É muito comum na Astronomia definir a abundância de um determinado elemento em uma estrela em relação à abundância solar deste mesmo elemento (a notação  $[X/H]$ , entre colchetes é

usada nestes casos), que é dada por:

$$[X/H] = \log\left(\frac{N_X}{N_H}\right)_{estrela} - \log\left(\frac{N_X}{N_H}\right)_{Sol} \quad (1.2)$$

Outra definição bastante usada é a da metalicidade, que consiste na razão de abundâncias de metais em função de H, em relação ao Sol. A notação de metalicidade mais usada é a  $[Fe/H]$ , que diz respeito à abundância de Fe em relação ao Sol. Também podemos usar a abundância de um elemento X em relação a um outro elemento Y:

$$[X/Y] = [X/H] - [Y/H] \quad (1.3)$$

Na Tabela 1.1 são mostradas as abundâncias na atmosfera solar e em meteoritos, publicadas em Asplund et al. (2009).

A composição química de uma estrela pode ser determinada de duas formas: pela síntese espectral, na qual é calculado um espectro sintético usando uma lista de linhas (contendo informações como  $\lambda$ ,  $\log gf$ , etc) e comparada com o espectro real (observado), como mostrado na Seção 1.11, e através do método das larguras equivalentes (EW), onde estas são comparadas com curvas de crescimento. A definição de EW é dada por (Figura 1.2):

$$W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda \quad (1.4)$$

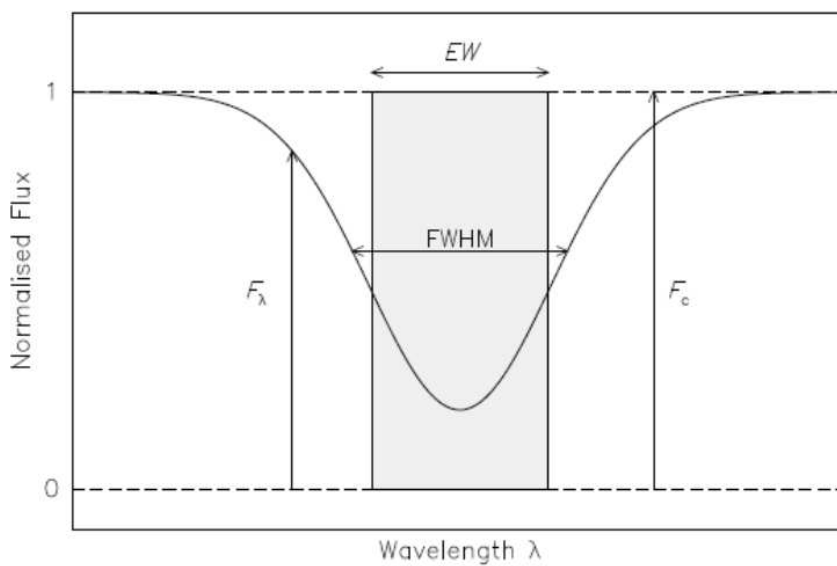


Figura 1.2: Representação da definição de largura equivalente. Retirado de Carrol et al. (1996).

As abundâncias são estimadas usando modelos atmosféricos, criados com base nos parâmetros estelares  $T_{eff}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e  $v_t$ , que contém soluções para a opacidade em função da profundidade óptica (que será melhor detalhado na Seção 1.7.3). É demonstrado por Gray (2005) que a abundância para linhas fracas pode ser obtida através da largura equivalente (usando as equações 16.1-16.4) de modo que:

$$\log\left(\frac{W}{\lambda}\right) = \log C + \log A_X + \log gf + \log \lambda - \theta_{\chi_{exc}} - \log \kappa_{cont}, \quad (1.5)$$

onde  $\log C$  é uma constante associada à abundância da estrela e  $A_X = n_X/n_H$ . Se definirmos  $A$  como  $A_X = \log(n_X/n_H) + 12$  a equação anterior é escrita na forma:

$$\log\left(\frac{W}{\lambda}\right) = B + A_X + \log gf + \log \lambda - \theta_{\chi_{exc}} - \log \kappa_{cont}. \quad (1.6)$$

Devido à mudança na definição de  $A$  a constante  $C$  é redefinida como  $B = \log C - 12$ .

O que é importante notar é que mudanças em  $\log A_X$ , são equivalentes a mudanças em  $\log gf$ ,  $\lambda$ ,  $\chi_{exc}$  e  $\kappa_{cont}$ . Com isso, podemos criar uma *curva de crescimento* apenas mudando os valores de  $A_X$  em função da largura equivalente reduzida  $\log(W/\lambda)$ . Um exemplo de curva de crescimento é dado pela Figura 1.3.

Nos trabalhos descritos nos capítulos 2, 3 e 4 as abundâncias químicas foram calculadas usando o código MOOG. Um tutorial de como utilizar este programa, assim como um exemplo de determinação de parâmetros atmosféricos pode ser encontrado no Apêndice B.

## 1.5 Abundâncias diferenciais

Existem várias fontes de incerteza associadas à determinação de abundâncias estelares absolutas, tais como problemas envolvendo os modelos atmosféricos e incertezas nos valores de  $gf$ . Quando usamos o método de determinação de abundâncias estritamente diferencial, analisando linha por linha, conseguimos cancelar estes efeitos. Com a Eq. 1.6 podemos determinar a abundância diferencial de uma mesma linha  $i$  entre duas estrelas, de modo que:

$$\log\left(\frac{W_{1,i}}{W_{2,i}}\right) = A_{X,i}^1 - A_{X,i}^2 - (\theta^1 - \theta^2)_{\chi_{exc}} - \log\left(\frac{\kappa_{cont}^1}{\kappa_{cont}^2}\right). \quad (1.7)$$

Note que, como estamos analisando a mesma linha  $i$  nestas estrelas, temos que  $(\log gf^1 - \log gf^2) = 0$  e que  $(\log \lambda^1 - \log \lambda^2) = 0$ .

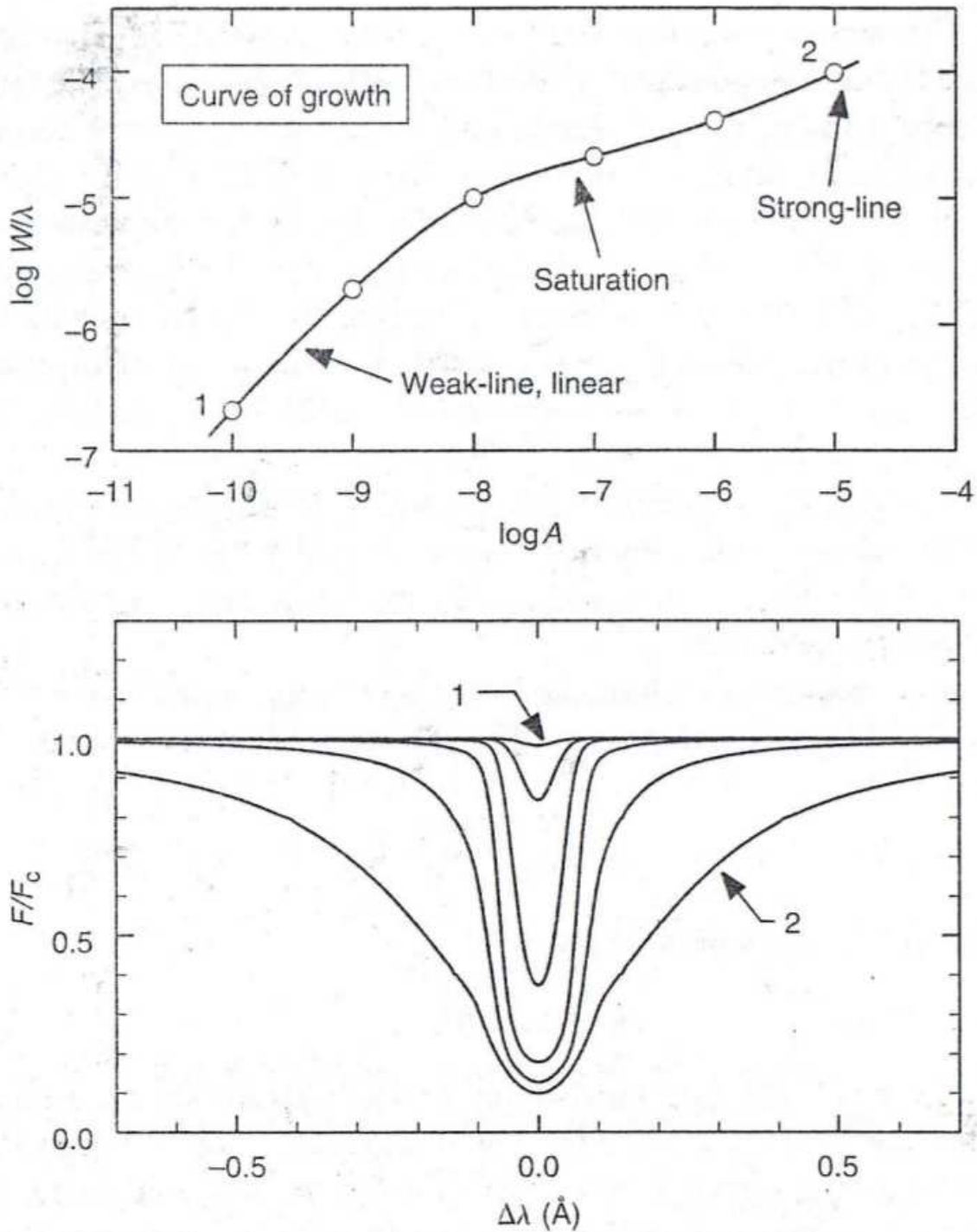


Figura 1.3: Exemplo de curva de crescimento (painel superior) e os respectivos perfis de linha em diferentes regimes (referentes aos pontos no gráfico superior) na curva de crescimento. Retirado de Gray (2005).

Se estamos calculando abundâncias diferenciais de estrelas que são muito similares entre si, os coeficientes de absorção no contínuo destas estrelas também serão muito similares. Deste modo, o último termo da Eq. 1.7 será  $\log(\kappa_{cont}^1/\kappa_{cont}^2) \sim 0$ .

Como trabalhamos com gêmeas solares, o Sol é geralmente usado como estrela de referência.

Com isso, a abundância diferencial  $\delta A_{X,i}$  para a linha  $i$  do elemento  $X$ , é dada como:

$$\delta A_{X,i} = A_{X,i} - A_{X,i}^{\odot} \quad (1.8)$$

Que através da Eq. 1.7 pode ser escrito como:

$$\delta A_{X,i} \sim \log(W_i/W_i^{\odot}) + (\theta - \theta^{\odot})_{\chi_{exc}} \quad (1.9)$$

Isso mostra que, em uma análise diferencial envolvendo gêmeas solares podemos alcançar uma altíssima precisão, pois excluimos a influência do  $\log gf$  e minimizamos o efeito do contínuo de absorção no cálculo de abundância. Ou seja, a abundância diferencial de estrelas "gêmeas" depende menos dos modelos adotados do que as abundâncias absolutas.

O primeiro termo da Eq. 1.9 ( $\log(W_i/W_i^{\odot})$ ) é o mais importante, e refere-se à determinação da largura equivalente, que obtemos manualmente para cada linha. Utilizamos a sobreposição do espectro da estrela e do Sol, para estimar a posição do contínuo local para cada linha, e com isso obter uma medida de largura equivalente consistente em ambas estrelas.

O segundo termo da Eq. 1.9 ( $(\theta - \theta^{\odot})_{\chi_{exc}}$ ) depende apenas da diferença entre a temperatura da estrela sendo analisada e a estrela de referência (no nosso caso o Sol), e do potencial de excitação da linha, que é conhecido.

## 1.6 Alargamento colisional

Alargamento colisional diz respeito a interações de colisão entre os átomos que perturbam os níveis energéticos das transições atômicas de tal maneira que podem provocar deslocamentos nas linhas, assimetrias e principalmente o alargamento destas (Gray , 2005).

A constante de alargamento colisional é dada por:

$$\gamma_6 \approx 17\nu^{3/5} C_6^{2/5} N_H, \quad (1.10)$$

onde  $\nu$  é a velocidade,  $N_H$  é a densidade de hidrogênio, e  $C_6$  pode ser encontrado usando a aproximação de Unsold (1955):

$$C_6 = 0.3 \times 10^{-30} \left[ \frac{1}{(I - \chi - \chi\lambda)^2} - \frac{1}{(I - \chi)^2} \right], \quad (1.11)$$

onde  $I$  é o potencial de ionização,  $\chi$  é o potencial de excitação do nível mais baixo para o átomo de interesse, e  $\chi_{\lambda} = h\nu = 1.2398 \times 10^4/\lambda$ , com  $\lambda$  em Å.

Na maioria dos casos a constante  $C_6$  subestimada pela Eq. 1.24 e um fator de correção geralmente é usado (tipicamente maior a 2 vezes do valor encontrado pela aproximação de Unsold (1955)).

### 1.7 Estrutura hiperfina

Os efeitos devido a desdobramentos hiperfinos acontecem devido ao acoplamento do momento angular eletrônico ( $J$ ) com o spin nuclear ( $I$ ), dividindo os níveis de energia de elementos com número atômico  $Z$  ímpares. Este efeito é responsável por alargamentos extremos, como pode ser visto na Figura 1.4

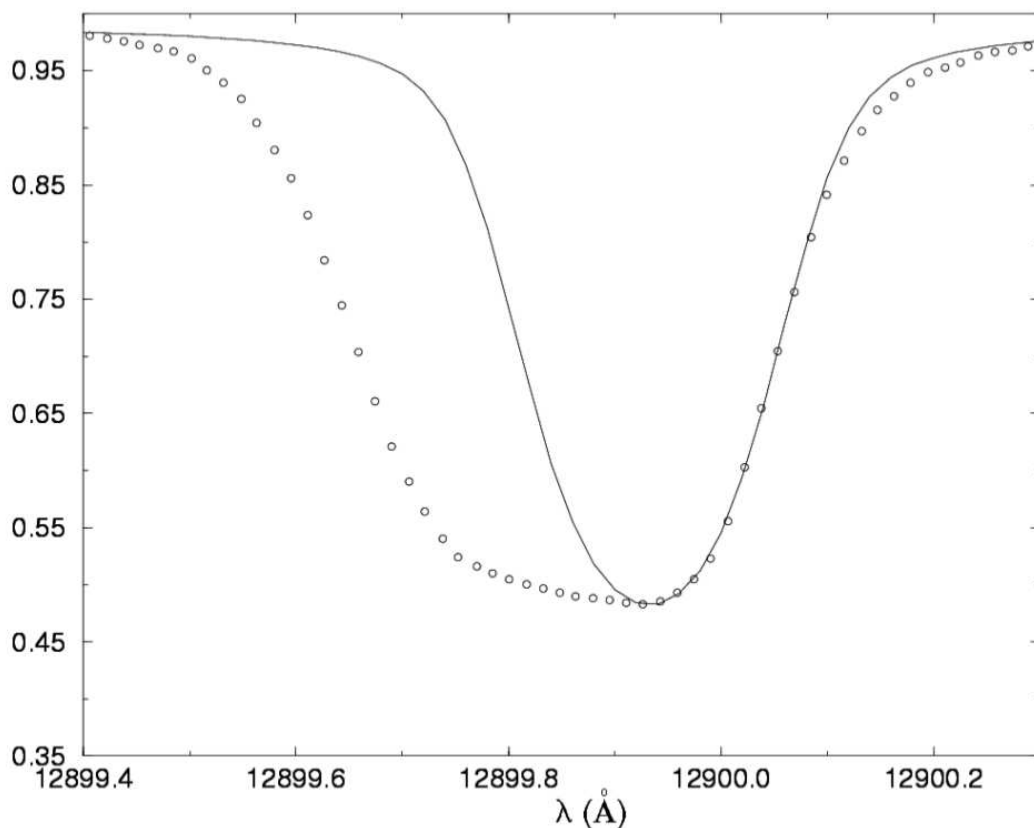


Figura 1.4: Exemplo de alargamento devido ao desdobramento hiperfina em uma linha de MnI. Os círculos abertos representam a estrutura hiperfina do perfil observado no Sol, enquanto que a linha contínua representa o espectro sintético usando apenas uma componente. Retirado de Meléndez (2001).

Na determinação de abundâncias é de extrema importância o tratamento de estrutura hiperfina

(HFS), pois elas tem grande influência nas abundâncias finais. Segundo Meléndez (2001) a abundância do MnI pode variar de 0.10 até 0.74 dex se a HFS não for levada em conta.

Na Figura 1.5 é mostrado o ajuste da linha de MnI em 1297.6 nm, feito por Meléndez (2001), destacando-se a estrutura hiperfina desta linha.

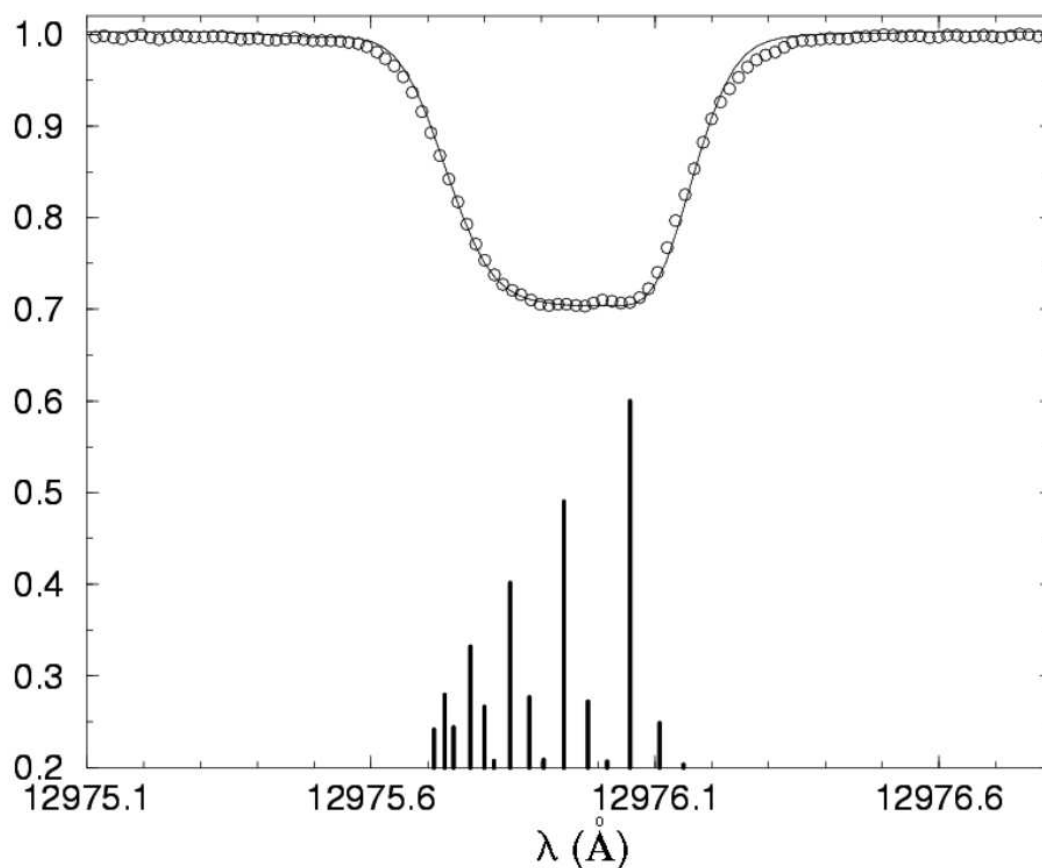


Figura 1.5: Estrutura hiperfina do Mn I em 1297.6 nm. O espectro solar é representado por círculos, enquanto o espectro sintético pela linha contínua. As componentes hiperfinas são mostradas como barras, em seus respectivos comprimentos de onda. Retirado de Meléndez (2001).

## 1.8 Espectrógrafos utilizados neste trabalho

Um espectrografo é um instrumento capaz de separar a luz de uma estrela, resultando em um espectro de fluxo ou intensidade em função do comprimento de onda (ou da frequência). Existem vários tipos de espectrografos que são utilizados em diferentes situações. Um espectrografo de baixa resolução pode ser usado para determinar de uma maneira preliminar os parâmetros superficiais de uma estrela ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  e metalicidade). Entretanto, para a medição de linhas espectrais é necessário um espectrografo de alta resolução.

Um exemplo básico de um espectrografo consiste de um fenda colocada no foco do telescópio por onde entra o feixe de luz vindo da estrela; um colimador para transformar o feixe de luz divergente em um feixe com raios paralelos; um elemento dispersor, podendo ser um prisma ou uma rede de difração, para dispersar a luz em comprimento de onda; e uma câmera que irá focalizar a luz dispersada para o detector.

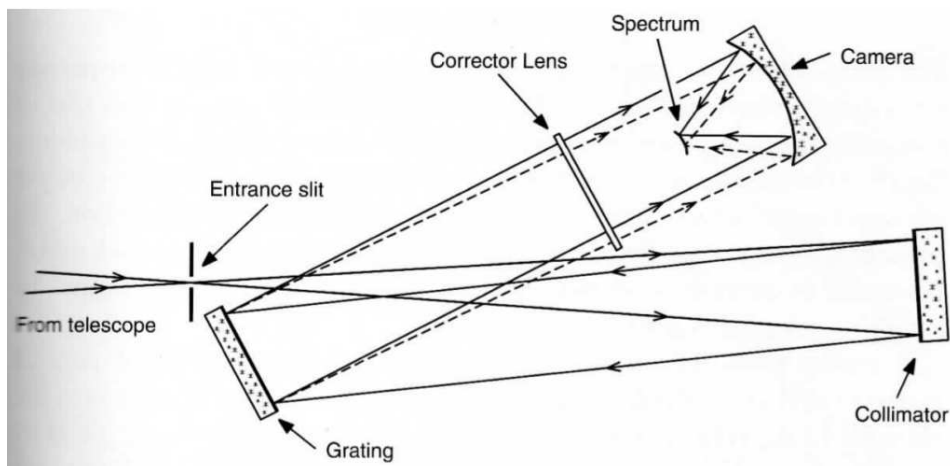


Figura 1.6: Esquema óptico típico para um espectrografo (Gray , 2005).

A seguir, uma breve descrição dos três espectrógrafos usados nesta tese.

### 1.8.1 UVES

O instrumento UVES é um espectrografo echelle de alta resolução operante no VLT (Very Large Telescope) localizado em ESO Paranal, construído para se obter alta eficiência desde o ultravioleta (300nm) até parte do infravermelho próximo (1100nm). Para isso o instrumento divide a luz em dois braços (que podem trabalhar individualmente, ou simultaneamente usando filtros dicróicos) com detectores otimizados para diferentes regiões espectrais: um braço otimizado para o ultravioleta (UV) até o Azul e o outro para o Visível e o Vermelho. O poder resolvente é de cerca de 40000 usando a fenda de 1 arcsec, podendo atingir um máximo de resolução de 80000 para o braço Azul e 110000 para o braço Vermelho. Os espectros obtidos com este instrumento foram usados para a análise do berílio em gêmeas solares (Tabela 3.1).

### 1.8.2 ESPaDOnS

O observatório CFHT é uma parceria entre Canadá, França e Havaí (no qual o Brasil tinha um acordo para o seu uso), e se encontra localizado no topo do vulcão adormecido Mauna Kea, a



4200 metros de altitude. Os espectros do Capítulo 2 desta tese foram obtidos com o instrumento ESPaDOnS (Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars). Este instrumento é um espectrografo echelle que pode alcançar um poder resolvente de  $R = 81000$  com a fibra somente no objeto (*Spectroscopy, star o*) e também pode ser usado para aquisição de dados espectropolarimétricos. A cobertura espectral é fixa, de 370 até 1050 nm (com 3 pequenos *gaps* em 922.4-923.4, 960.8-963.6 nm, e 1002.6-1007.4 nm). Os espectros obtidos com este instrumento foram usados para a análise do conteúdo químico do sistema binário 16 Cygni.

### 1.8.3 MIKE

O espectrografo echelle de alta precisão MIKE (Magellan Inamori Kyocera Echelle; Bernstein et al. (2003)) está localizado no *Clay Magellan Telescope* de 6.5m em Las Campanas, Chile. Este instrumento possui dois braços espectrais cobrindo quase todo o espectro visível desde 335-500nm (azul) e 490-950nm (vermelho) em sua configuração padrão. Assim como o ESPaDOnS, cobre praticamente todo o espectro óptico em apenas uma observação. A resolução obtida usando a fenda de 0.35 arcsec resulta em um poder resolvente de  $R = 83000$  no CCD do braço azul e  $R = 65000$  no vermelho. Os espectros obtidos com este instrumento foram utilizados para o estudo da relação de  $[Y/Mg]$  em função da idade (Capítulo 4). A lista completa destas estrelas pode ser vista no Apêndice H.

## 1.9 Determinação de idades

É possível estimar idades estelares bastante confiáveis para estrelas da Sequência Principal usando as técnicas de ajuste de isócronas. Mas para isso é necessário que o conjunto de isócronas utilizado esteja devidamente calibrado e que os parâmetros estelares  $T_{eff}$ ,  $\log g$  e  $[Fe/H]$  tenham sido determinados com uma altíssima precisão.

Nos trabalhos descritos nos Capítulos 3 e 4 foi utilizada a grade de isócronas de Yonsei-Yale (Yi et al., 2001; Demarque et al., 2004). Esta grade de isócronas foi normalizada para que nos parâmetros solares ( $T_{eff} = 5777$  K,  $\log g = 4.44$  dex e  $[Fe/H]$ ) resulte na idade e massa do Sol, como descrito em Meléndez et al. (2012). Foi encontrado que uma pequena variação em  $[Fe/H]$  de -0.04 dex é o suficiente para que nossa grade de isócronas reproduzam o valor da massa solar de  $1.000 M_{\odot}$  e uma idade solar média de  $\sim 4.5$  Gyr, que estão em excelente acordo com a idade e massa atribuída ao Sol (Sackmann et al., 1993).

Segundo Meléndez et al. (2012) esta calibração é válida mesmo considerando um amplo intervalo de erros de 10 - 140 K em  $T_{eff}$  e 0.01 - 0.10 dex tanto em  $\log g$  como para  $[Fe/H]$ .

As grades de isocronas são caracterizadas pela temperatura efetiva (T), o logaritmo da gravidade superficial (G), e a metalicidade (M), com um passo em metalicidade de 0.01 dex em  $[Fe/H]$ . Uma estimativa da temperatura pode ser encontrada através de uma distribuição de probabilidades da idade isocronal, mostrada em Meléndez et al. (2012):

$$dP(\text{idade}) = \frac{1}{\Delta(\text{idade})} \Sigma p(T_{eff}, \log g, [Fe/H], T, G, M), \quad (1.12)$$

onde ( $T_{eff}$ ,  $\log g$ , e  $[Fe/H]$ ) são os parâmetros estelares observados,  $\Delta(\text{age})$  é um passo adotado na grade de isócronas, e:

$$p \propto \exp[-(T_{eff}-T)^2/2(\Delta T_{eff}^2)] \times \exp[-(\log g-G)^2/2(\Delta \log g^2)] \times \exp[-([Fe/H]-M)^2/2(\Delta [Fe/H]^2)], \quad (1.13)$$

onde  $\Delta T_{eff}$ ,  $\Delta \log g$  e  $\Delta [Fe/H]$  são os erros associados aos parâmetros atmosféricos observados, com a distribuição de probabilidade normalizada pra  $\Sigma dP = 1$ . De modo análogo podemos calcular a massa estelar:

$$dP(\text{massa}) = \frac{1}{\Delta(\text{massa})} \Sigma p(T_{eff}, \log g, [Fe/H], T, G, M), \quad (1.14)$$

com  $p$  seguindo a mesma relação da Eq. 1.13. O código para determinar a massa e a idade foi desenvolvido pelo colaborador Iván Ramírez (*University of Texas at Austin*). A idade e massa mais provável é obtida através dos picos das distribuições e suas respectivas incertezas. Na Figura 1.7 é mostrado um exemplo das distribuições de probabilidades para idade e para a massa da estrela HIP 108158.

## 1.10 O código $q^2$

O código  $q^2$ <sup>1</sup> foi desenvolvido por Iván Ramírez (*University of Texas at Austin*) para automatizar a determinação de abundâncias químicas. Esse código foi desenvolvido em python e permite o uso do MOOG (em modo SILENT) para calcular as abundâncias elementais das estrelas e determinar seus parâmetros atmosféricos usando as técnicas descritas nas seções anteriores

<sup>1</sup> O código pode ser baixado em <https://github.com/astroChasqui/q2>

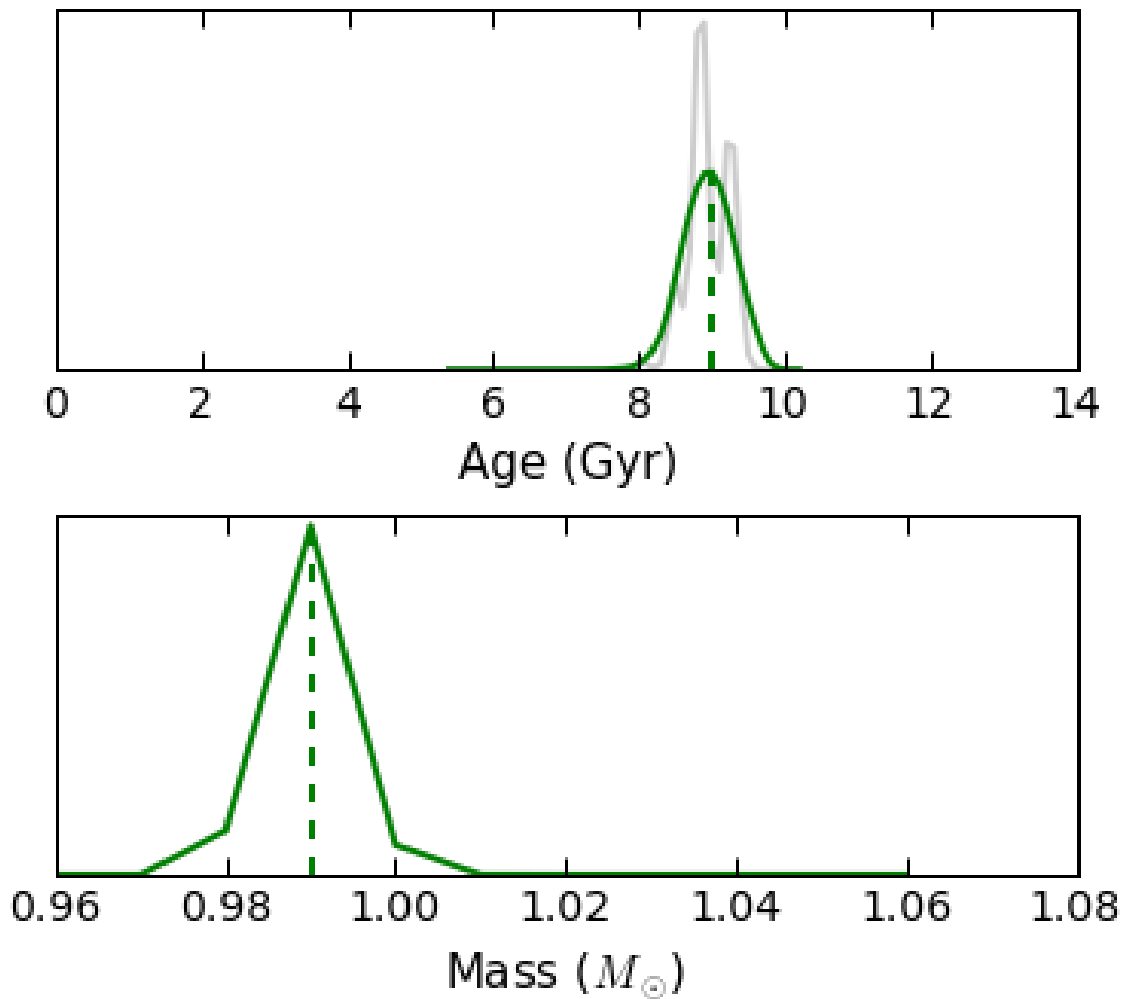


Figura 1.7: Distribuições de probabilidade para a idade (painel superior) e para a massa (painel inferior) para a gêmea solar HIP 108158.

(baseadas no equilíbrio de excitação e ionização das linhas de Fe) de modo quase automático. Nos Capítulos 2 e 3 a determinação dos parâmetros e de abundâncias químicas foram feitas de modo manual, usando o IRAF para a medição de larguras equivalentes e o MOOG para a determinação de abundâncias e cálculo da síntese espectral. Apenas no Capítulo 4 foi utilizado o código  $q^2$ , que se mostrou bastante útil para a análise diferencial de uma amostra grande de estrelas. Porém, notar que as medições de EW foram feitas manualmente. Com o código  $q^2$  também é possível calcular outros parâmetros estelares como massa e idade usando isocronas.

### 1.11 Síntese espectral

O método de síntese espectral consiste no cálculo de um espectro sintético no intervalo que engloba o espectro observado. Geralmente este método é usado quando a contaminação (*blend*) nas linhas é muito severa, sendo difícil isolar as linhas (como a região do UV no espectro solar).

Para o cálculo do espectro sintético é necessário conhecer de antemão as linhas espectrais da região estudada incluindo átomos e moléculas, e através disso tentar reproduzir da melhor maneira possível o espectro observado.

A determinação de abundâncias através do cálculo da síntese espectral, como foi aplicada no trabalho descrito no Capítulo 3, foi um trabalho de ajuste de abundâncias (em particular para o Be) para reproduzir o espectro observado na região espectral do elemento de interesse. Para isso, foi construída uma lista de linhas com base em Ashwell et al. (2005) e Primas et al. (1997). A síntese espectral foi feita usando o driver *synth* do MOOG.

Na síntese espectral deve-se levar em conta o alargamento instrumental e os devido a macro-turbulência e rotação estelar. O alargamento instrumental é definido pelo instrumento, no qual estipulamos a largura a meia altura (FWHM) do perfil do espectrógrafo a partir da definição de poder resolvente  $R$ :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{R}, \quad (1.15)$$

onde  $\Delta\lambda$  é a FWHM associada ao instrumento e  $\lambda$  o comprimento de onda da região estudada.

O alargamento devido à macroturbulência da estrela é dado por (derivado das equações E.2 e E.3 de Meléndez et al. (2012)):

$$V_{\text{macro,estrela}} = V_{\text{macro,}\odot} + \frac{(T_{\text{eff}} - 5777)}{486}, \quad (1.16)$$

com base na macroturbulência solar  $V_{\text{macro,}\odot} = 3.6 \text{ km.s}^{-1}$ .

Através da macroturbulência estelar e do alargamento instrumental é possível estimar a velocidade de rotação  $v \sin i$  de modo iterativo usando o MOOG. Na Figura 1.8 é mostrado o resultado da síntese espectral do Be. Voltaremos a mencionar os alargamentos na síntese espectral, descrita na Seção 3.2.7.

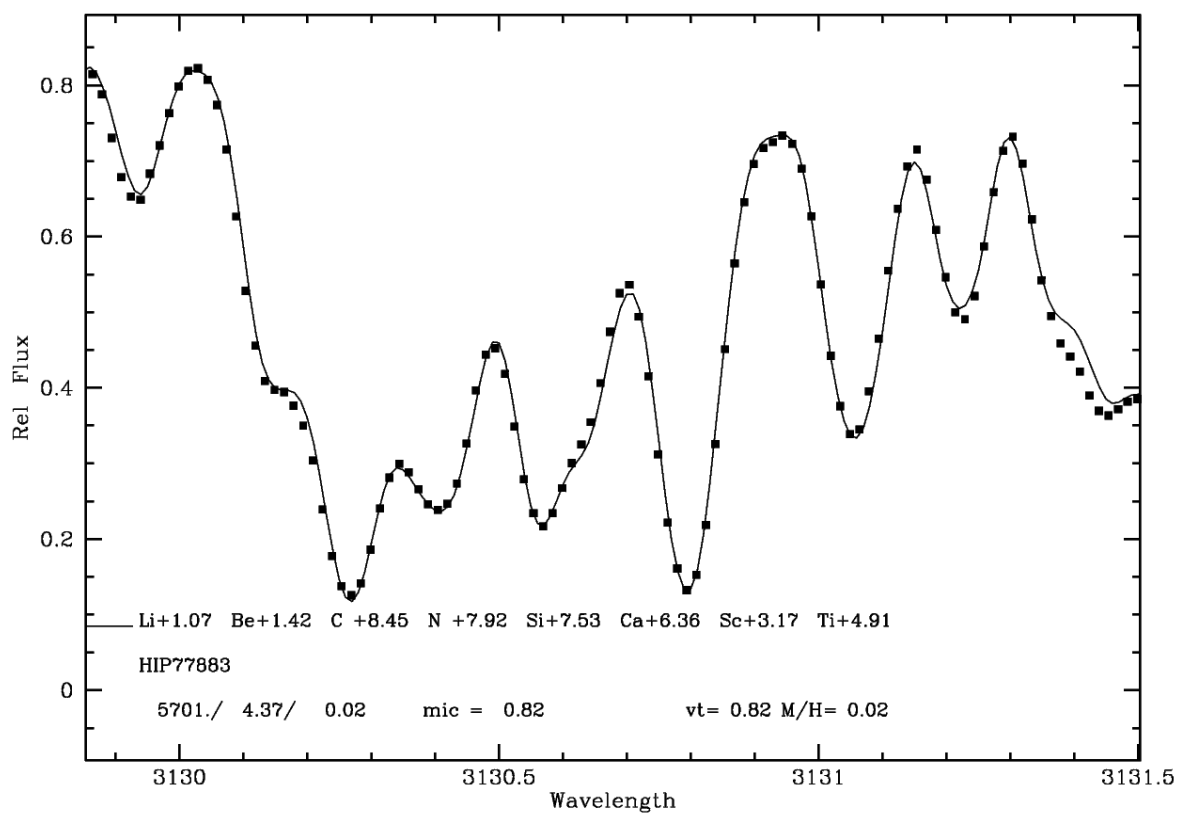


Figura 1.8: Exemplo de síntese espectral para a região do berílio para a gêmea solar HIP 77883.

Tabela 1.1 - Abundâncias fotosféricas e meteoríticas do Sol. De Asplund et al. (2009).

Z	Element	Photosphere	Meteorites	Z	Element	Photosphere	Meteorites
1	H	12.00	8.22 ± 0.04	44	Ru	1.75 ± 0.08	1.76 ± 0.03
2	He	[10.93 ± 0.01]	1.29	45	Rh	0.91 ± 0.10	1.06 ± 0.04
3	Li	1.05 ± 0.10	3.26 ± 0.05	46	Pd	1.57 ± 0.10	1.65 ± 0.02
4	Be	1.38 ± 0.09	1.30 ± 0.03	47	Ag	0.94 ± 0.10	1.20 ± 0.02
5	B	2.70 ± 0.20	2.79 ± 0.04	48	Cd		1.71 ± 0.03
6	C	8.43 ± 0.05	7.39 ± 0.04	49	In	0.80 ± 0.20	0.76 ± 0.03
7	N	7.83 ± 0.05	6.26 ± 0.06	50	Sn	2.04 ± 0.10	2.07 ± 0.06
8	O	8.69 ± 0.05	8.40 ± 0.04	51	Sb		1.01 ± 0.06
9	F	4.56 ± 0.30	4.42 ± 0.06	52	Te		2.18 ± 0.03
10	Ne	[7.93 ± 0.10]	-1.12	53	I		1.55 ± 0.08
11	Na	6.24 ± 0.04	6.27 ± 0.02	54	Xe	[2.24 ± 0.06]	-1.95
12	Mg	7.60 ± 0.04	7.53 ± 0.01	55	Cs		1.08 ± 0.02
13	Al	6.45 ± 0.03	6.43 ± 0.01	56	Ba	2.18 ± 0.09	2.18 ± 0.03
14	Si	7.51 ± 0.03	7.51 ± 0.01	57	La	1.10 ± 0.04	1.17 ± 0.02
15	P	5.41 ± 0.03	5.43 ± 0.04	58	Ce	1.58 ± 0.04	1.58 ± 0.02
16	S	7.12 ± 0.03	7.15 ± 0.02	59	Pr	0.72 ± 0.04	0.76 ± 0.03
17	Cl	5.50 ± 0.30	5.23 ± 0.06	60	Nd	1.42 ± 0.04	1.45 ± 0.02
18	Ar	[6.40 ± 0.13]	-0.50	62	Sm	0.96 ± 0.04	0.94 ± 0.02
19	K	5.03 ± 0.09	5.08 ± 0.02	63	Eu	0.52 ± 0.04	0.51 ± 0.02
20	Ca	6.34 ± 0.04	6.29 ± 0.02	64	Gd	1.07 ± 0.04	1.05 ± 0.02
21	Sc	3.15 ± 0.04	3.05 ± 0.02	65	Tb	0.30 ± 0.10	0.32 ± 0.03
22	Ti	4.95 ± 0.05	4.91 ± 0.03	66	Dy	1.10 ± 0.04	1.13 ± 0.02
23	V	3.93 ± 0.08	3.96 ± 0.02	67	Ho	0.48 ± 0.11	0.47 ± 0.03
24	Cr	5.64 ± 0.04	5.64 ± 0.01	68	Er	0.92 ± 0.05	0.92 ± 0.02
25	Mn	5.43 ± 0.04	5.48 ± 0.01	69	Tm	0.10 ± 0.04	0.12 ± 0.03
26	Fe	7.50 ± 0.04	7.45 ± 0.01	70	Yb	0.84 ± 0.11	0.92 ± 0.02
27	Co	4.99 ± 0.07	4.87 ± 0.01	71	Lu	0.10 ± 0.09	0.09 ± 0.02
28	Ni	6.22 ± 0.04	6.20 ± 0.01	72	Hf	0.85 ± 0.04	0.71 ± 0.02
29	Cu	4.19 ± 0.04	4.25 ± 0.04	73	Ta		-0.12 ± 0.04
30	Zn	4.56 ± 0.05	4.63 ± 0.04	74	W	0.85 ± 0.12	0.65 ± 0.04
31	Ga	3.04 ± 0.09	3.08 ± 0.02	75	Re		0.26 ± 0.04
32	Ge	3.65 ± 0.10	3.58 ± 0.04	76	Os	1.40 ± 0.08	1.35 ± 0.03
33	As		2.30 ± 0.04	77	Ir	1.38 ± 0.07	1.32 ± 0.02
34	Se		3.34 ± 0.03	78	Pt		1.62 ± 0.03
35	Br		2.54 ± 0.06	79	Au	0.92 ± 0.10	0.80 ± 0.04
36	Kr	[3.25 ± 0.06]	-2.27	80	Hg		1.17 ± 0.08
37	Rb	2.52 ± 0.10	2.36 ± 0.03	81	Tl	0.90 ± 0.20	0.77 ± 0.03
38	Sr	2.87 ± 0.07	2.88 ± 0.03	82	Pb	1.75 ± 0.10	2.04 ± 0.03
39	Y	2.21 ± 0.05	2.17 ± 0.04	83	Bi		0.65 ± 0.04
40	Zr	2.58 ± 0.04	2.53 ± 0.04	90	Th	0.02 ± 0.10	0.06 ± 0.03
41	Nb	1.46 ± 0.04	1.41 ± 0.04	92	U		-0.54 ± 0.03
42	Mo	1.88 ± 0.08	1.94 ± 0.04				

# Formação planetária e assinatura espectral

### 2.1 Introdução

Fazem mais de 20 anos que 51 Peg b, o primeiro planeta orbitando uma estrela do tipo solar (Mayor & Queloz, 1995), foi detectado. A estrela que hospeda este planeta é bem parecida com o nosso Sol (com tipo espectral G2IVa), tendo  $1.11 \pm 0.06 M_{\odot}$  de massa, temperatura efetiva de  $5793 \pm 70$  K e raio de  $1.266 \pm 0.046 R_{\odot}$  (Fuhrmann et al., 1997).

Apesar da semelhança com o Sol, o sistema planetário de 51 Pegasi é bem diferente do nosso Sistema Solar. À uma distância de apenas 0.052 AU, cerca de 100 vezes menor do que a distância Sol-Júpiter e 51 Peg b, tem quase metade da massa de Júpiter ( $0.46 \pm 0.04 M_J$ ) (Marcy et al., 1997; Wang & Ford, 2011; Martins et al., 2015). Mesmo com esta grande massa, este planeta tem um período orbital de 4 dias. Este fato foi recebido com surpresa na época de sua descoberta, pois não era previsto que planetas poderiam ser encontrado com períodos orbitais tão pequenos (Papaloizou & Terquem, 2006).

Além disso, este planeta está a uma distância na qual a temperatura é tão alta que o material necessário para formar o seu núcleo não seria encontrado em estado sólido, evidenciando então algum tipo de migração planetária. O planeta teria então se formando em regiões mais distantes e posteriormente movido para regiões mais perto de sua estrela hospedeira. Uma possível explicação para esta migração são as interações de maré entre o planeta e o disco proto-planetário do qual ele se formou (Papaloizou & Terquem, 2006).

Apesar da teoria de migração ter sido formulada há cerca de 15 anos antes da descoberta de 51 Peg b (ver Papaloizou & Terquem, 2006), a descoberta deste planeta revolucionou a nossa concepção sobre os diferentes, complexos e concorrentes processos de formação de sistemas planetários.

Com o passar do tempo, a nossa capacidade de detectar planetas aumentou drasticamente, com o aprimoramento das técnicas observacionais. Entretanto, ainda temos pouco conhecimento sobre como os planetas se formam e como é feita a organização dos sistemas planetários aos quais estes pertencem. Foram observados vários sistemas exóticos (assim como o planeta WASP-17b, que possui uma órbita retrógrada (Anderson et al., 2010) e HD 20782 b, que possui uma excentricidade de  $0.97 \pm 0.01$  (O’Toole et al., 2009)) que desafiam não só a ciência como a nossa imaginação.

Nas seções seguintes (2-1 a 2-3), será apresentada a teoria mais aceita sobre a formação planetária: a de que os planetas se formaram através de captura progressiva de material do disco protoplanetário, que circunda uma estrela. Apesar desta teoria não ser capaz de explicar todos os processos de formação de planetóides (e migração). Serão abordados também os possíveis efeitos que o processo de formação de planetas podem deixar na composição química das estrelas que os hospedam, tratado como assinatura espectral de formação planetária. Na Seção 2.4 é descrito o trabalho sobre a assinatura da formação de planetas na binária 16 Cyg, publicado em Tucci Maia et al. (2014). No Apêndice C também é mostrado as condições necessárias para que ocorra convecção na atmosfera de uma estrela.

## 2.2 *Nebulosa protoplanetária*

Até hoje, foram encontrados mais de 2000 planetas em 1300 sistemas planetários e mais de 500 sistemas múltiplos<sup>1</sup>. A hipótese mais aceita para a formação e evolução de sistemas planetários é a do colapso nebuloso (ou nuvem molecular). De acordo com essa teoria, as estrelas são formadas a partir de gigantes nuvens moleculares que são gravitacionalmente instáveis e quando uma perturbação (como por exemplo, devido a uma onda de choque de uma supernova próxima) altera o equilíbrio de pressão, ocorre o colapso desta nuvem.

A condição para que o equilíbrio de pressão seja estável contra estas perturbações é a de que a massa desta nuvem deve ser menor do que a massa crítica, seguindo o critério de instabilidade de Jeans (Jeans, 1902):

$$M_J = 1.1M_{\odot} \left( \frac{T}{10K} \right)^{3/2} \left( \frac{\rho}{10^{-19} \text{gcm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left( \frac{\mu}{2.3} \right)^{-3/2}. \quad (2.1)$$

<sup>1</sup> Dados retirados de <http://exoplanet.eu/>, em Fevereiro de 2016.



Onde  $\rho$  é a densidade volumétrica em  $g.cm^{-3}$ ,  $T$  é a temperatura em K e  $\mu$  é o peso molecular médio. Esta é a solução de instabilidade de Jeans para o caso esférico (mais detalhes podem ser encontrados na Seção 26.2 de Kippenhahn et al. (2012)).

Tendo que as condições típicas para regiões de formação estelar são de  $\rho = 10^{-19}g.cm^{-3}$  e  $T = 10$  K e assumindo que todo o H está em forma molecular e com He neutro (o que significa um  $\mu \approx 2.3$ ), obtém-se que  $M_J \approx 1.1M_{\odot}$  é um valor típico para a massa da nuvem molecular da qual serão formadas estrelas.

Acredita-se que não ocorre o colapso da nuvem inteira, mas sim que a turbulência dentro da nuvem produz uma variação da densidade na nuvem, criando bolsões com massa capazes de atingir o critério de instabilidade de Jeans, ocorrendo com isso uma fragmentação que dá origem a estrelas de menores massas. Este processo pode continuar até que a massa dos menores fragmentos sejam de  $\sim 0.1 M_{\odot}$  (Pols, 2011).

Com o constante aumento da densidade devido ao colapso da nuvem molecular, o gás atinge um ponto onde ele fica opaco à radiação infravermelha. Como resultado disso, a radiação fica "presa" dentro da parte central da nuvem, levando ao aquecimento e um aumento na pressão do gás, fazendo com que a nuvem alcance o equilíbrio hidrostático. Através disto, o colapso é retardado até um estado aonde quase nenhuma contração ocorre, formando-se uma proto-estrela.

Nesta fase, a evolução da estrela é dominada por uma forte acreção de material, com gás circundante caindo no núcleo da proto estrela. Como a nuvem molecular colapsante contém uma quantidade substancial de momento angular, o gás forma um disco de acreção. Praticamente todas as estrelas com idade em torno de 1 Myr apresentam um disco de acreção (Haisch et al., 2001). Na Figura 2.1 é mostrada a escala de tempo do período de proto-estrela e a duração do disco de acreção para estrelas de diferentes massas. Note que para estrelas de baixa massa o disco desaparece antes que a estrela alcance a sequência principal de idade zero (ZAMS), em contraste com as estrelas massivas que entram na ZAMS enquanto ainda estão em uma fase de forte acreção de matéria (Maeder, 2009).

A evolução de proto-estrelas e de seus discos circunestelares pode ser dividida em quatro estágios (Figura 2.2):

#### *Classe 0*

Consiste de proto-estrelas muito jovens, com idade  $< 10^4$  yrs com uma acreção quase esférica e uma alta taxa de acreção, emitindo no infravermelho (IR) distante e no sub-milimétrico;

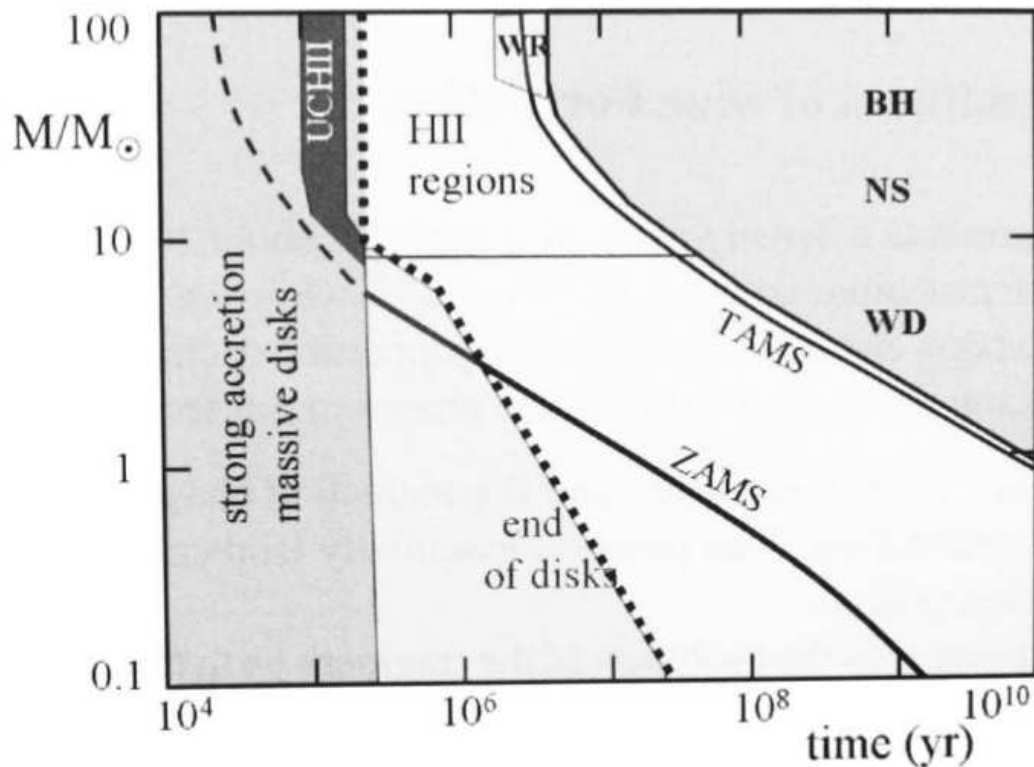


Figura 2.1: Escala de tempo de estrelas de massa  $M$  desde o período de formação do caroço hidrostático até o momento de entrada na ZAMS. Também é mostrado o tempo de duração do disco de acreção para protoestrelas de diferentes massas. Estas estrelas ionizam o gás em sua volta e forma-se uma região de HII ao seu redor. TAMS significa sequência principal de idade terminal. Figura retirada de Maeder (2009).

### Classe I

Proto-estrelas com idades um pouco mais avançadas ( $\sim 10^5$  yrs), onde ainda há um massivo disco de acreção, enquanto jatos de material são observados;

### Classe II

A proto-estrela se torna uma T Tauri clássica na pré-sequência principal, com idade  $\sim 10^6$  yrs, enquanto o disco de acreção ainda é opticamente espesso, do qual se origina um grande excesso de fluxo no IR;

### Classe III

A proto-estrela já está entrando na sequência principal, com um disco de acreção opticamente fino e fracas linhas de emissão (idade  $\sim 10^7$  yrs).

É durante a fase de disco de acreção que corpos planetesimais (corpos com extensão de

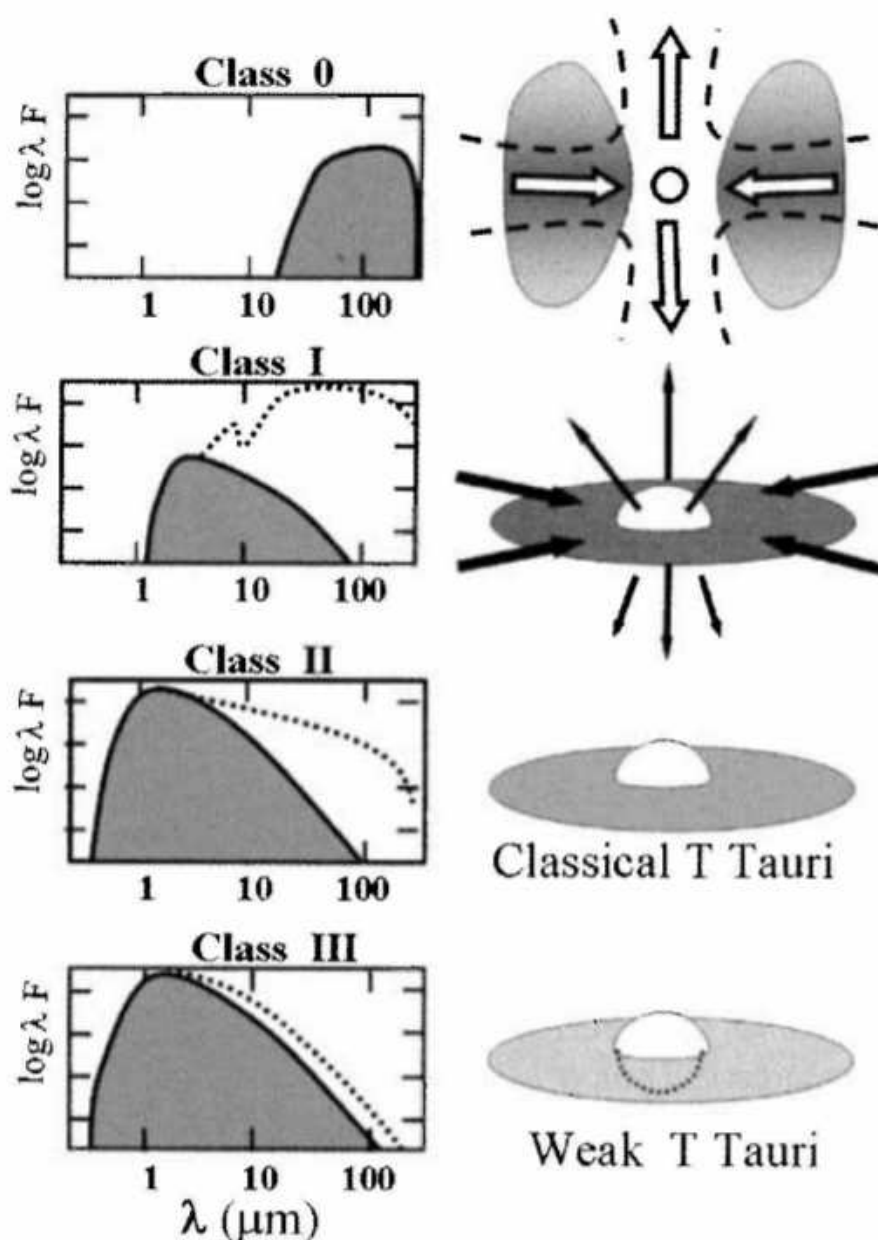


Figura 2.2: Esquema representando os quatro estágios da evolução de uma proto-estrela e de seu disco de acreção. Figura retirada de Maeder (2009).

quilômetros) começam a ser formados a partir da poeira contida no gás (Kokubo & Ida, 2002). Acredita-se que os grãos de poeira contidos no disco crescem de tamanho como resultado da sedimentação (separação entre gás e poeira, com o assentamento desta no plano central) e devido à colisões entre os grãos (Lissauer, 1993). Observações em alta resolução no infravermelho próximo da estrela T Tauri HH30 (Burrows et al., 1996; Cotera et al., 2001), sugerem que o assentamento de poeira no plano central de discos de acreção é o primeiro passo do processo de

crescimento de partículas de poeira, e com isso crucial para a formação de planetas.

Na fase final do disco protoplanetário, ocorre a sua dissipação devido à vários fatores em conjunto. A região do disco é acretaada tanto pela estrela quanto pelos (possíveis) protoplanetas, que continuamente aumentam sua massa. Parte do material central é repelida pela pressão de radiação da estrela central enquanto que, a parte mais externa ( $\geq 10$  AU) é removida por efeitos de fotoevaporação (que ocorrem em escala de tempo de  $10^5 - 10^7$  anos) devido a radiação de alta energia (e.g., UV, raios-X) (Font et al., 2004).

É importante ressaltar que a "herança" do perfil de abundâncias da nuvem protoplanetária fica impregnada na zona convectiva de estrelas do tipo solar, com seu conteúdo químico praticamente inalterado para a grande maioria dos elementos durante toda a permanência destas na Sequência Principal. A escala de tempo para a formação da zona convectiva é discutida na Seção 2.3.

### 2.2.1 Planetas rochosos

A formação de planetas terrestres ou núcleos planetários (*planetary cores*) pode ser dividida em várias fases. Inicialmente, condensam-se os materiais mais refratários, seguidos, de forma gradual em função da temperatura local, pelos elementos mais voláteis, formando-se grãos de poeira. Estes grãos de poeira (da ordem de  $\mu\text{m}$ ) dispersos pelo disco, que estão sujeitos a forças de arrasto exercidas pelo gás e pela gravidade da proto-estrela, se acumulam através de colisões para formar partículas da ordem de centímetros (Montmerle et al., 2006). Quando isto acontece, ocorre uma rápida sedimentação (assentamento) destas partículas no plano central do disco de acreção. Como demonstrado por Papaloizou & Terquem (2006), a escala de tempo máxima para a sedimentação destes grãos (sem sua fragmentação) é descrita como:

$$\tau_s < \frac{3\rho c_s}{4\Omega_K^2 \rho_d r_d}, \quad (2.2)$$

onde  $r_d$  é o raio dos grãos (assumindo a forma esférica),  $c_s$  é a velocidade do som no gás,  $\rho$  é a densidade de massa do gás no disco,  $\rho_d$  é a densidade de massa dos grãos e  $\Omega_K$  é a velocidade angular Kepleriana. O tempo de sedimentação típico para grãos de  $r_d \sim 1\mu\text{m}$ ,  $\rho \sim 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $c_s \sim 10^5 \text{ cm s}^{-1}$ , e  $\rho_d \sim 3 \text{ g cm}^{-3}$  a uma distância de 1 AU da proto-estrela central, é de  $\tau_s = 10^5$  yrs.

Entretanto, os mecanismos que fazem estas partículas de 1 cm coalescerem em planetesimais

da ordem de 0.1-1 km ainda não são conhecidos, pois grãos maiores que centímetros não ficariam estáveis conforme fossem crescendo a partir de colisões (Papaloizou & Terquem, 2006; Kokubo & Ida, 2002). Outro problema em relação a isso é referente à migração radial, pois a força de arrasto do gás influenciaria na velocidade da órbita Kepleriana, fazendo com que estas partículas fossem engolidas pela estrela central antes que pudessem formar planetesimais (Montmerle et al., 2006).

Uma possível hipótese é a de que várias partículas da ordem de centímetros se assentariam no plano central do disco, criando uma camada "saturada" quando esta alcançasse uma determinada densidade superficial crítica. Esta camada seria gravitacionalmente instável e sujeita a fragmentações formando objetos de variados tamanhos, que por sua vez colapsariam, formando planetesimais da ordem de quilômetros (Youdin & Shu, 2002). Outra hipótese seria a de formação de vortices no disco protoplanetário devido à viscosidade turbulenta do material (Tanga et al., 1996), o que faria com que o material preso no raio de ação destes vortices caíssem para seus centros, ao invés de se moverem em direção à estrela central (Montmerle et al., 2006).

Quando um planetesimal atinge um tamanho de aproximadamente 10 km de raio, seu crescimento é regido pelo acúmulo de massa devido a processos envolvendo dispersão de velocidades, arrasto do gás, interações com o disco de acreção e aumento de matéria devido à colisões. Isto levaria à formação de massivos núcleos sólidos (Papaloizou & Terquem, 2006).

Quando o planetesimal fica suficientemente massivo, ele pode entrar em um regime de crescimento descontrolado (*runaway growth*), que é marcado por um crescimento acelerado (proporcional a  $R \sim M^{4/3}$ ), com objetos mais massivos acretando massa mais eficientemente do que corpos menores. Através disto é formada uma população de núcleos *embrionários* que podem vir a se tornar planetas. A fase de crescimento descontrolado dura entre  $10^4$  e  $10^6$  anos, e terminam quando os maiores corpos atingem um diâmetro de  $10^3$  km.

Com isso começa então a fase de crescimento através da acreção oligárquica, com a dominância de corpos maiores, acretando continuamente os planetesimais menores. Estes corpos maiores (oligarcos) continuam acretando material até que o disco seja exaurido ao redor deles, com a formação de lacunas no disco, inibindo um maior crescimento. Este estágio que pode durar cerca de centenas de milhares de anos (Kokubo & Ida, 2002), formam centenas de objetos com uma massa de aproximadamente 0.1 massas terrestres (comparáveis à massa de Marte) uniformemente separados em  $\sim 10-15$  raios de Hill<sup>2</sup>, ou seja não tendo interação gravitacional entre eles,

<sup>2</sup> Esfera de Hill (ou esfera de Roche) é uma esfera hipotética na qual representa a região de influência gravita-

somente com o disco e corpos menos massivos (Papaloizou & Terquem, 2006; Raymond et al., 2006).

Posteriormente, acontece acreção através de colisões (*merger stage*) (Montmerle et al., 2006). Isso ocorre porque estes oligarcos se tornam massivos o suficiente para conseguir perturbar a órbita de outros oligarcos, provocando instabilidades em suas orbitas e conseqüentemente colisões. Neste estágio podem acontecer ejeções de objetos para fora do sistema planetário. Estipula-se que o tempo de formação para um planeta como a Terra através deste processo é de  $\sim 2 \times 10^8$  anos.

Alguns planetesimais podem "sobreviver" a todos estes processos de acreção de massa por corpos maiores. Asteróides e outros corpos celestes menores são os restos da formação planetária. Um exemplo disso são os meteoritos condritos que são objetos que não fizeram parte de nenhum corpo grande o suficiente para sofrer nenhum tipo de derretimento e diferenciação planetária, mantendo com isso um registro da abundância original da nuvem protoplanetária. Na Tabela 1.1 é mostrado o padrão de abundância meteorítica, o qual concorda bem com as abundâncias obtidas da fotosfera solar (Asplund et al., 2009).

### 2.2.2 Planetas gigantes gasosos

Planetas gigantes gasosos (até agora a maioria dos planetas detectados), como Júpiter e Saturno, são chamados assim pois são compostos predominantemente de hidrogênio e hélio, apesar destes elementos não estarem em forma gasosa devido a alta pressão nas camadas interiores destes planetas (D'Angelo et al., 2010). Como He e H molecular não condensam nas condições tipicamente encontradas em regiões de formação estelar e em discos protoplanetários, planetas gigantes devem tê-los acretado em forma de gás. Com isso, os planetas gigantes devem ter se formado antes da dissipação do disco protoplanetário. Como o tempo de "vida" destes discos é de cerca de alguns milhões de anos, perdendo todo seu material gasoso em menos que  $10^7$  anos, os planetas gigantes devem ter se formado neste intervalo de tempo ou menos.

São propostos dois modelos que tentam explicar este fenômeno. O primeiro é devido a instabilidade gravitacional do disco, que se fragmentaria em corpos que formariam gigantes

---

cional entre um pequeno corpo e um corpo mais massivo. O raio de Hill é definido como sendo  $r \approx a(1 - e)\sqrt[3]{\frac{\mu}{3}}$ , onde  $a$  é o semi-eixo maior,  $e$  a excentricidade e  $\mu = m/M$  com  $m$  sendo a massa do corpo menor (como por exemplo um asteróide) e  $M$  a massa do objeto maior (como por exemplo a estrela central de um disco de acreção) (Hamilton & Burns, 1992).

gasosos em aproximadamente 1000 anos (Boss, 2003). Este cenário porém só é esperado que ocorra em discos protoplanetários muito massivos (maiores que  $3M_{\odot}$ ), o que é incomum.

O segundo é o modelo de acreção de núcleo rochoso (D'Angelo et al., 2010), que é idêntico ao processo de formação de planetas rochosos: através do acúmulo de material sólido, que formam partículas com diâmetro de centímetros que se aglutinam e formam planetesimais (corpos com quilômetros de extensão), que crescem e formam núcleos embrionários que podem formar um núcleo rochoso ou um protoplaneta (como visto na seção anterior). Conforme o núcleo rochoso cresce em raio e em massa, a velocidade de escape da sua superfície se torna maior do que a velocidade térmica do gás circundante, e com isso, começa a se acumular uma fina camada de gás ao redor do núcleo rochoso. Conforme mais gás vai se acumulando, ocorre um aquecimento das camadas mais internas da atmosfera, devido ao peso do próprio gás, e isso faz com que ocorra um efeito de pressão térmica do gás, em equilíbrio com a força gravitacional, limitando a quantidade de gás que pode ser acretado. Mas, a medida que o protoplaneta aumenta sua massa total (sólidos + gases), a força gravitacional supera o gradiente de pressão no envelope de gás, forçando uma rápida contração, o que permite que ainda mais gás seja acretado em uma taxa bem acelerada (D'Angelo et al., 2010). Este período é conhecido como fase de acreção descontrolada de gás (*runaway gas accretion phase*).

Como a quantidade de gás que pode ser acretada pelo planeta é limitada pela quantidade em "estoque" de gás do disco protoplanetário, o tamanho destes é influenciado pela massa do disco protoplanetário inicial e pela região onde são formados. Isto está de acordo com a dependência de massa de sistemas planetários observados, que sugerem que o número de planetas Jovianos aumenta com a massa do disco (Kokubo & Ida, 2002). Entretanto, sistemas planetários recém formados com planetas Jovianos podem não estar em sua configuração final, visto que sistemas com mais de três planetas gigantes podem não ser sistemas estáveis em longo prazo (e.g., Chambers et al., 1996; Marzari & Weidenschilling, 2002). Depois de algumas interações, planetas podem ser ejetados ou colidirem entre si, deixando no sistema um planeta com órbita estável mas muito excêntrica, o que pode ser o caso de 16 Cyg Bb (Gonzalez, 1998). De modo análogo, interações entre planetas gigantes e o disco protoplanetário podem levá-los à um decaimento orbital, migrando para regiões mais próximas da sua estrela hospedeira, como visto no caso de 51 Peg b e em outros *Júpiteres quentes*. Entretanto, os processos de migração de planetas ainda não são muito bem conhecidos.

### 2.2.3 Meteoritos condritos

A Terra é continuamente atingida por um grande número de corpos extraterrestres. Corpos que atingem a superfície da Terra, sobrevivendo a passagem pela atmosfera, são definidos como meteoros e meteoritos. A grande maioria destes é composta de grãos de poeira com tamanhos que variam de  $50 \mu\text{m}$  a 2 mm, e são denominados micrometeoritos. O fluxo estimado destes micrometeoritos é cerca de 20 toneladas, enquanto que o fluxo de corpos maiores, da ordem de centímetros, é de cerca de 10 toneladas (Montmerle et al., 2006). Acredita-se que a maioria dos meteoritos seja proveniente do cinturão de asteróides localizado entre Marte e Júpiter. Dentre suas várias classificações, os meteoritos condritos são considerados os objetos mais primitivos que não passaram por nenhum processo de diferenciação planetária. Em Montmerle et al. (2006) são descritas as evidências disto: *i*) a sua composição mineralógica indica que a acreção de componentes formados em alta temperatura (condrulos) e a baixa temperatura (a matriz) não sofreram uma homogeneização química e/ou isotópica através de derretimento e metamorfismo; *ii*) a sua composição química é similar à composição química do Sol (Grevesse et al., 1984; Asplund et al., 2009), e com isso considerados como sendo objetos da origem do Sistema Solar, refletindo a abundância da nuvem protoplanetária; *iii*) através do método de datação usando Rb/Sr é encontrada uma idade de  $\approx 4.55$  Gyr (Wasserburg, 1987).

Outros tipos de meteoritos como os acondritos são subprodutos da diferenciação planetária e têm idades mais jovens (de alguns Myr). A sua composição reflete a diferenciação silicato-metal (formação do núcleo-manto) e silicato-silicato (formação da crosta-manto) (Montmerle et al., 2006).

Com isso os meteoritos condritos podem ser usados para inferir as condições físico-químicas da nebulosa solar e os processos astrofísicos que influenciaram o nascimento do Sol, enquanto os meteoritos que passaram por diferenciação são usados no estudo da formação e evolução de corpos maiores que formaram os planetas.

## 2.3 Assinatura espectroscópica devido à formação planetária

Para encontrarmos uma prova da existência de assinatura espectral resultante da formação planetária, inicialmente devemos relacionar a composição química da estrela com a presença de planetas. Isto faz com que o nosso Sol seja o ponto de partida, pois sabemos que em nosso Sistema Solar existem 8 planetas e um número muito grande de planetóides já descobertos (e.g.,



Brown et al., 2004, 2005). Planetóides (ou *minor planets*) podem ser definidos como sendo planetas anões, asteróides, troianos, centauros, objetos do cinturão de Kuiper e outros objetos trans-netunianos<sup>3</sup>.

Mas que conclusões podemos tirar ao comparar nosso Sol com outras estrelas? Estudos anteriores sugerem que nossa estrela é uma estrela típica (Gustafsson, 1998, 2008; Robles et al., 2008) levando em conta seu conteúdo químico em comparação a outras estrelas do tipo solar. Entretanto, os resultados destas análises são inconclusivos devido ao grande erro sistemático, da ordem de 0.05 dex (Gustafsson, 2008; Robles et al., 2008; Reddy et al., 2003). Além disso, como espera-se que a influência no conteúdo químico de uma estrela seja bem pequena (da ordem de 0.01 dex), torna-se imprescindível uma análise de abundâncias químicas de altíssima precisão. Precisão esta alcançada pela primeira vez em Meléndez et al. (2009), através de uma análise estritamente diferencial em uma amostra de 11 gêmeas solares de modo diferencial (ver Seção 1.5). Em Meléndez et al. (2009), ao contrário dos estudos mencionados acima, foi encontrado que o Sol, quando comparado com gêmeas solares (sem planetas gigantes detectados), aparenta ter uma composição química anômala, apresentando uma deficiência de elementos refratários (como Al e Zr) e um enriquecimento de elementos voláteis (como C, N).

Elementos refratários são aqueles que tem temperatura de condensação relativamente alta, e com isso tem maior facilidade de formar poeira e objetos sólidos a altas temperaturas (> 1000 K), ao contrário dos elementos voláteis. Na Figura 2.3 é mostrada a abundância média (em comparação ao Sol) dos 23 elementos químicos analisados em uma amostra de 11 gêmeas solares (Meléndez et al., 2009). Estas abundâncias são plotadas em função da temperatura de condensação. Note que o Al, Zr e Sc, elementos altamente refratários (com temperatura de condensação 1653 K, 1741 K e 1659 K respectivamente), apresentam maior depleção.

Este resultado indica que o Sol apresenta uma depleção típica de ~ 20% de elementos refratários relativo ao conteúdo de elementos voláteis (Meléndez et al., 2009), quando comparado à amostra de gêmeas solares. Resultado este confirmado por Ramírez et al. (2009), que analisando 19 elementos em uma amostra de 22 gêmeas solares<sup>4</sup> (Figura 2.4) encontrou uma deficiência de 0.08 dex (~ 20%), valor bem similar ao encontrado por Meléndez et al. (2009). É também destacável que o padrão de depleção solar é uma imagem espelho do visto em meteoritos, que

<sup>3</sup> Retirado de <http://www.minorplanetcenter.net/>, em Fevereiro de 2016.

<sup>4</sup> Na verdade foram analisadas 64 estrelas com parâmetros atmosféricos bem similares ao do Sol, mas somente 22 estrelas foram consideradas gêmeas solares. As demais foram classificadas como análogas solares.

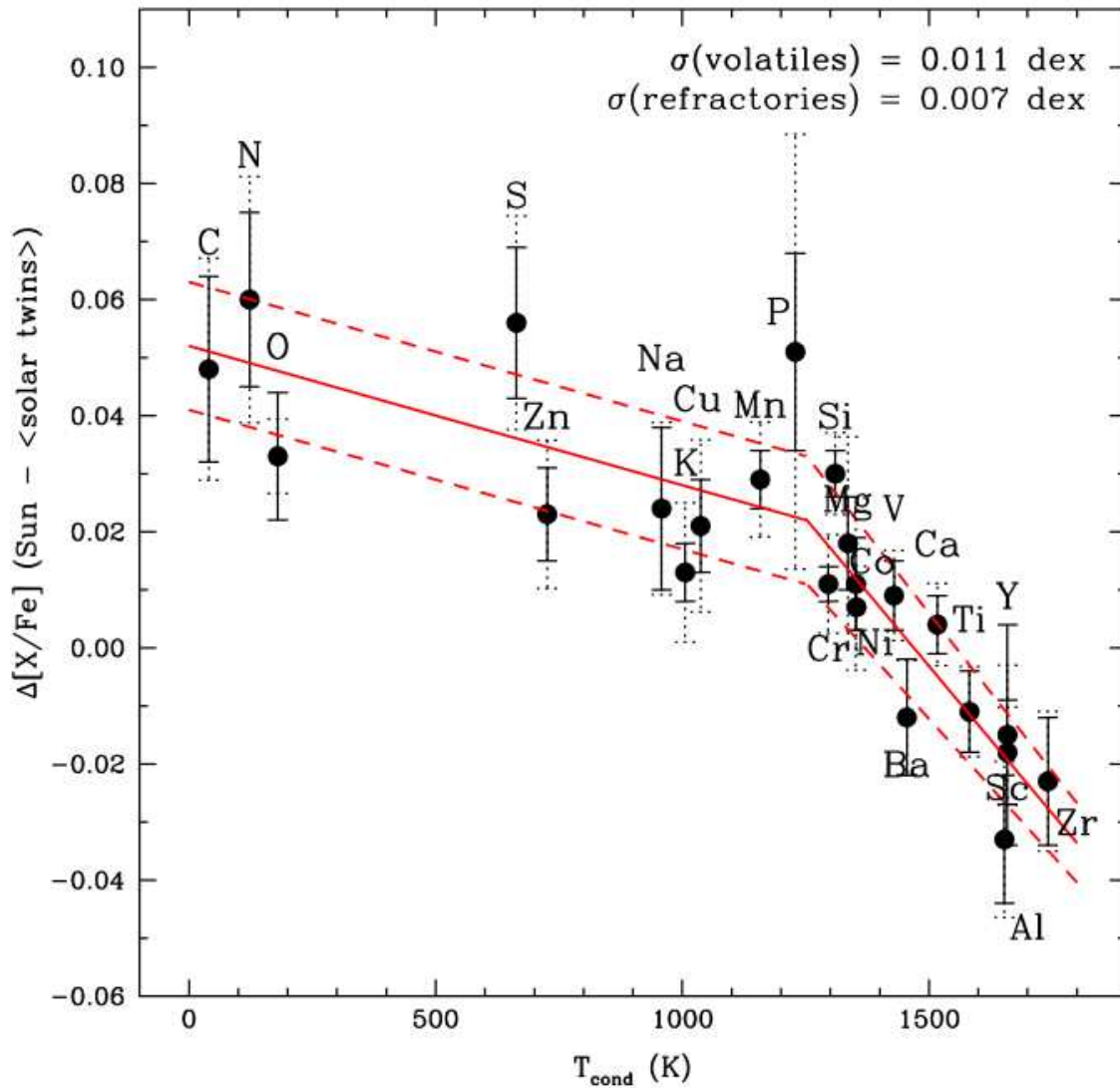


Figura 2.3: Diferenças nas abundâncias  $[X/Fe]$  do Sol e as abundâncias médias de 11 gêmeas solares em função da temperatura de condensação. O padrão de abundâncias mostra uma quebra em  $T_{\text{cond}} \sim 1200$  K. A linha sólida é o ajuste para o padrão de abundância, enquanto que as linhas pontilhadas são os desvios padrões para os ajustes (Meléndez et al., 2009).

tem um maior enriquecimento em elementos refratários em relação aos voláteis (Wasson & Kallemeyn, 1988; Alexander et al., 2001).

Foi então sugerido que o padrão de abundância mostrado pelo Sol é devido ao "sequestro" de material da nuvem proto-planetária original. Ou seja, o material faltante na zona convectiva do Sol teria sido usado na criação dos corpos rochosos que formam o Sistema Solar (Meléndez et al., 2009; Ramírez et al., 2009). Se de fato a formação de planetas tem alguma influência no padrão de abundância da estrela que os hospeda, o impacto desta formação tem bastante dependência com o momento em que a acreção de material ocorreu, formando os núcleos rochosos. Usando o

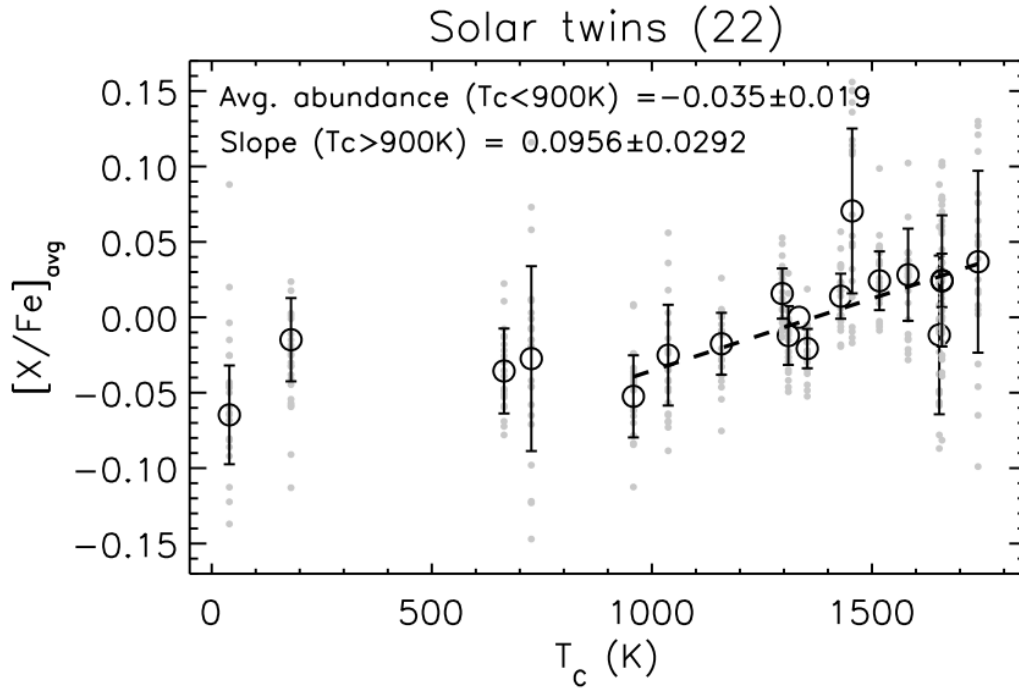


Figura 2.4: Abundâncias médias de 22 gêmeas solares em função da temperatura de condensação. Os círculos cinzas representam abundâncias individuais, enquanto os círculos abertos com barras de erros representam a abundância ponderada e desvio padrão de todas as estrelas para cada elemento. O círculo aberto sem barra de erro corresponde à abundância de Fe. A linha pontilhada é o ajuste linear para as abundâncias dos elementos refratários (Ramírez et al., 2009).

caso solar como exemplo: a fração de massa da zona convectiva do Sol variou de 100% (uma estrela completamente convectiva) para 38% em um intervalo de 10 Myr, e para 2% 20 Myr depois e se manteve praticamente inalterada desde então (D’Antona & Mazzitelli, 1994). Se a acreção de material ocorreu depois de que a zona convectiva se estabilizou em 2%, seria necessário que  $\sim 2 \times 10^{28}$  g de material refratário fosse retirado do gás para recriar a deficiência destes elementos apresentada por Meléndez et al. (2009), no Sol. Esta quantidade é comparável à massa combinada de Vênus, Terra, Marte e Lua ( $\sim 8 \times 10^{27}$  g).

Um cálculo mais detalhado é mostrado por Chambers (2010) que discute a influência da formação planetária na abundância estelar, com base no resultado de Meléndez et al. (2009). Chambers (2010) reitera que o tamanho da zona convectiva no momento da acreção é essencial para que o “sequestro” de material refratário fique impregnado na superfície solar. Segundo Hayashi (1961) uma estrela de massa solar, em sua fase de proto-estrela, passaria por um período de completa convecção maior à duração do disco protoplanetário (também conhecido como disco

de detritos) que acredita-se que tenha um tempo de vida de aproximadamente 10 Myr (Mamajek et al., 2004). Se de fato a estrela for completamente convectiva durante a fase de formação de planetas, os processos de mistura da região convectiva iriam homogenizar o conteúdo químico por toda a estrela, mascarando qualquer sinal de formação planetária.

Entretanto, modelos mais recentes sugerem que uma protoestrela de  $1 M_{\odot}$  nunca chega a ser completamente convectiva e que sua estrutura é muito similar com a do Sol atualmente; com uma fina zona convectiva próxima à superfície e uma zona radiativa que vai até a região do núcleo (Wuchterl & Tscharnuter, 2003; Baraffe et al., 2009). Na Figura 2.5 é mostrada a variação em massa da região radiativa (e conseqüentemente da zona convectiva) em função do tempo (em Myr) para modelos com diferentes parâmetros iniciais (descritos na figura) que produzem uma estrela de  $1 M_{\odot}$ . Note-se que é possível produzir objetos que não chegam a ser completamente convectivos e que estabilizam rapidamente o tamanho da zona de convecção em uma escala de tempo menor que  $10 Myr$ , em contraste com o modelo padrão (que não leva em conta acreção episódica) na pré-sequência principal.

Se isto realmente ocorre em estrelas com massa solar, é perfeitamente plausível que material deficiente em elementos refratários se concentre na região de convecção da estrela, deixando evidências sobre o sequestro de material durante toda a sua permanência na Sequência Principal (Baraffe & Chabrier, 2010). Os autores reiteram que quanto menor o envelope convectivo maior é a influência da formação de planetas no padrão de abundâncias do envelope convectivo.

Contrariando o cenário clássico quasi-estacionário de uma lenta e constante acreção, a evolução de estrelas na pré-sequência principal pode passar por períodos de acreções violentas. Isso pode acontecer através do acumulo de materia em regiões do próprio disco de de acreção (Figura 2.6), formando bolsões de gás e posteriormente sendo acretados pela protoestrela, através de acreções episódicas (Liu et al., 2016). Evidência disto é baixa luminosidade no infravermelho observado em protoestrelas, que é bem menor do que a luminosidade esperada, inferida através de suas taxas de acreção média. A solução mais promissora para este problema seria então o cenário de forte acreção de matéria de forma episódica, suportada pela observação de extremas variações (entre 4 a 6 magnitudes) no brilho de objetos jovens no óptico e no infravermelho (Liu et al., 2016).

Segundo Baraffe & Chabrier (2010), estrelas com massa solar nunca chegam a ser completamente convectivas, devido a este processo de acreção episódica, criando objetos com envelopes convectivos menores do que os obtidos através do modelo padrão de acreção, em uma escala de

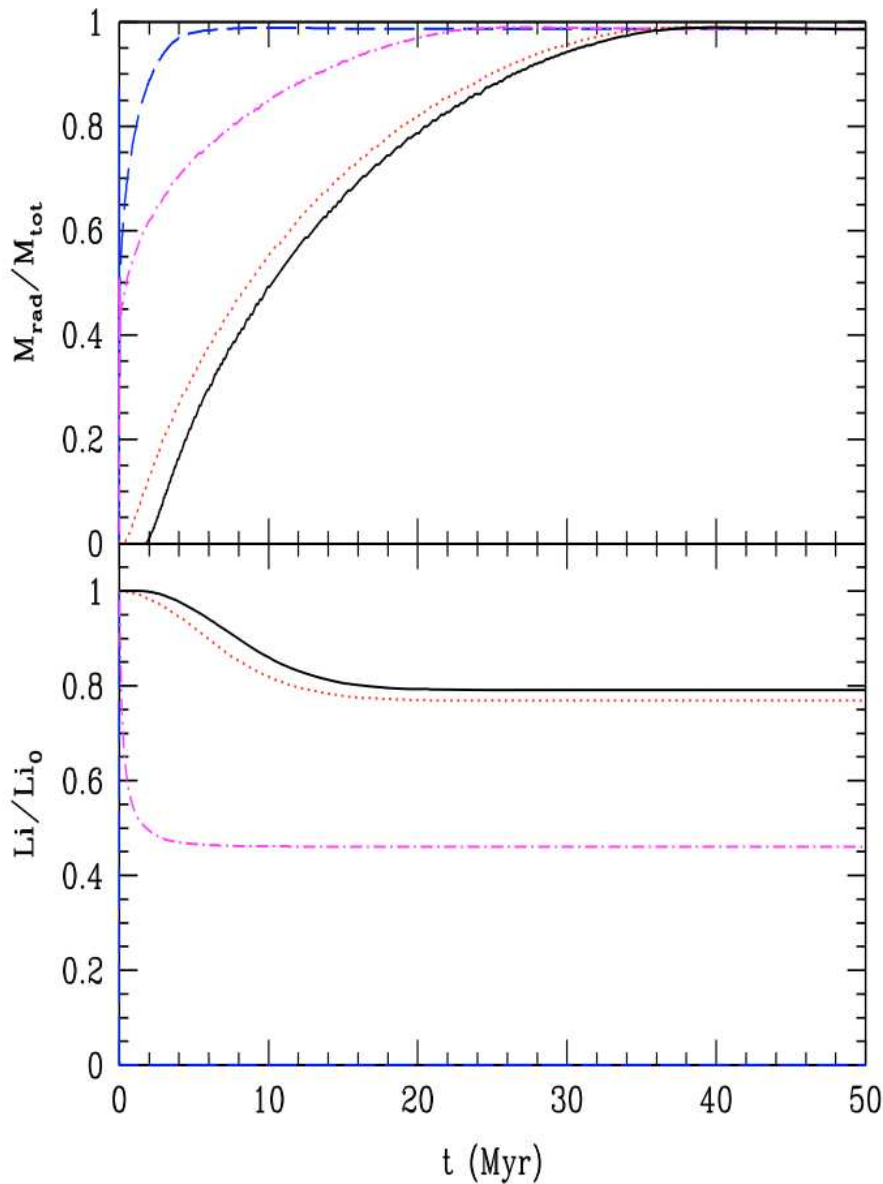


Figura 2.5: Representação da evolução da região radiativa dividida pela massa total da estrela (painel superior) em função do tempo produzindo uma estrela de  $1M_{\odot}$ . O mesmo é visto para a abundância de Li dividida pela sua abundância inicial (painel inferior). A curva tracejada-longa (azul) refere-se à:  $M_{int} = 10M_{Jup}$  (massa inicial do disco de acreção),  $M_{burst} = 5 \times 10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$  (taxa de acreção de cada burst),  $N_{burst} = 20$  (número de bursts de acreção); a curva tracejada e pontilhada (magenta) representa  $M_{int} = 30M_{Jup}$ ,  $M_{burst} = 5 \times 10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$ ,  $N_{burst} = 20$ ; a curva pontilhada (vermelha) representa  $M_{int} = 0.1M_{\odot}$ ,  $M_{burst} = 5 \times 10^{-4}M_{\odot}yr^{-1}$ ,  $N_{burst} = 18$ . A linha contínua (em preto) representa o modelo padrão de evolução da zona radiativa (sem acreção episódica) para uma estrela de  $1M_{\odot}$ . Todos os cálculos foram feitos usando um  $\Delta t_{burst} = 100$  yr (duração dos bursts de acreção) e um  $\Delta t_{quiet} = 1000$  yr (tempo de quiescência entre os bursts). Retirado de Baraffe & Chabrier (2010).

tempo menor que 10 Myr (Figura 2.5), favorecendo o cenário de assinatura espectral.

Em Ramírez et al. (2011) é estipulada a possível massa da zona convectiva durante a formação do planeta 16 Cyg Bb. Para isso foi usada a Eq. 2.3, que simula a alteração na metalicidade da

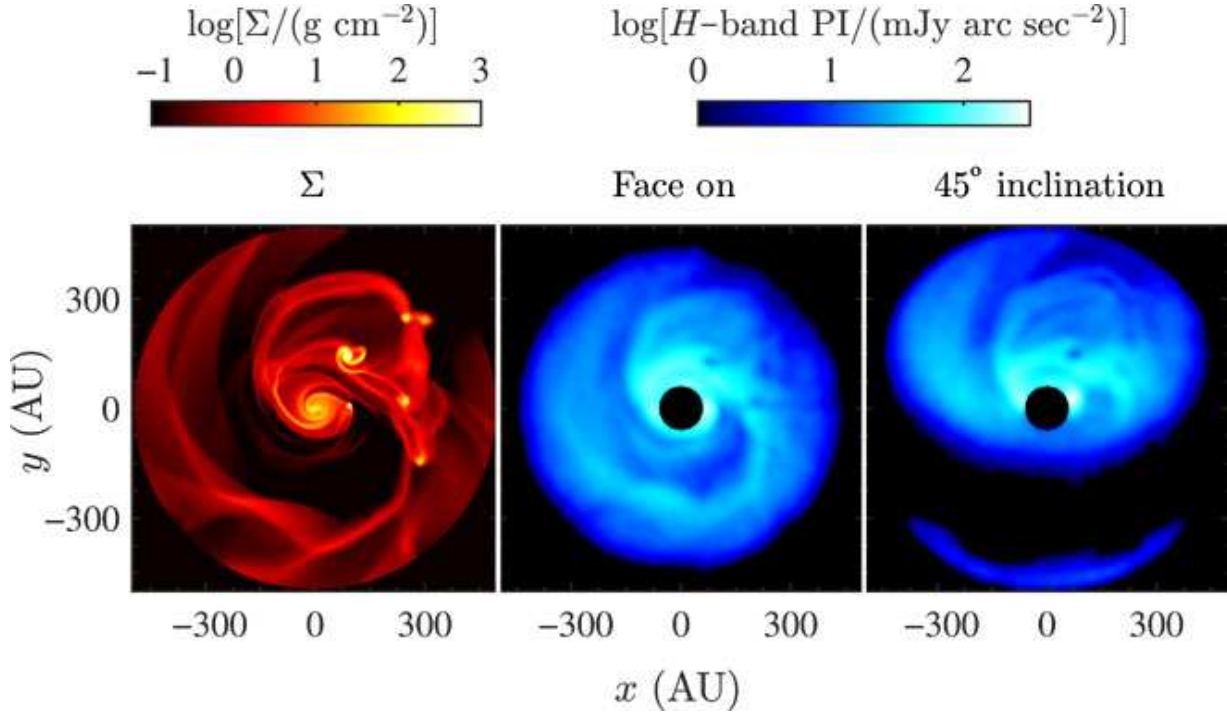


Figura 2.6: Nos painéis (da esquerda para a direita) estão as colunas de densidade do gás produzidas por simulações hidrodinâmicas (que mostram bolsões de gás no disco de acreção); as simulações da luz proveniente da banda H em uma imagem *face on*, e para uma inclinação de  $45^\circ$ . O tamanho das imagens são de 1000 AU x 1000 AU. Retirado de Liu et al. (2016).

estrela 16 Cyg B quando é adicionada a massa do planeta que o rodeia.

$$\Delta[M/H] = \log \left[ \frac{(Z/X)_{CZ} M_{CZ} + (Z/X)_p M_p}{(Z/X)_{CZ} M_{CZ}} \right], \quad (2.3)$$

onde  $(Z/X)_{CZ}$  é a razão fracional da abundância de metalicidade ( $Z$ ) em relação ao hidrogênio ( $X$ ) em uma zona convectiva;  $M_{CZ}$  é a massa desta zona convectiva,  $(Z/X)_p$  é a metalicidade do planeta, e  $M_p$  é a massa do planeta. A razão  $(Z/X)_{CZ}$  para uma determinada estrela pode ser obtida através da razão solar  $(Z/X)_{CZ}^\odot = 0.018$  (Asplund et al., 2009). Como Ramírez et al. (2011) encontram uma metalicidade para 16 Cyg B de  $[M/H] = 0.061$  dex, a razão é dada por  $(Z/X)_{CZ} = 10^{0.061} \times 0.018 = 0.021$ .

Com a Eq. 2.3, é possível então fazer uma estimativa da massa da zona convectiva da estrela 16 Cyg B necessária para explicar uma assinatura planetária de  $\Delta[M/H] = +0.04$  dex (Ramírez et al., 2011), usando a massa do planeta  $M_p$  e a sua metalicidade  $(Z/X)_p$ . Como a massa mínima de 16 Cyg Bb é de  $1.5 M_J$  (Cochran & Hatzes, 1997), na Figura 2.7 são mostradas as massas da zona convectiva estimadas em um intervalo de  $1.5$ - $9.5 M_J$  para a massa do planeta (Ramírez et

al., 2011).

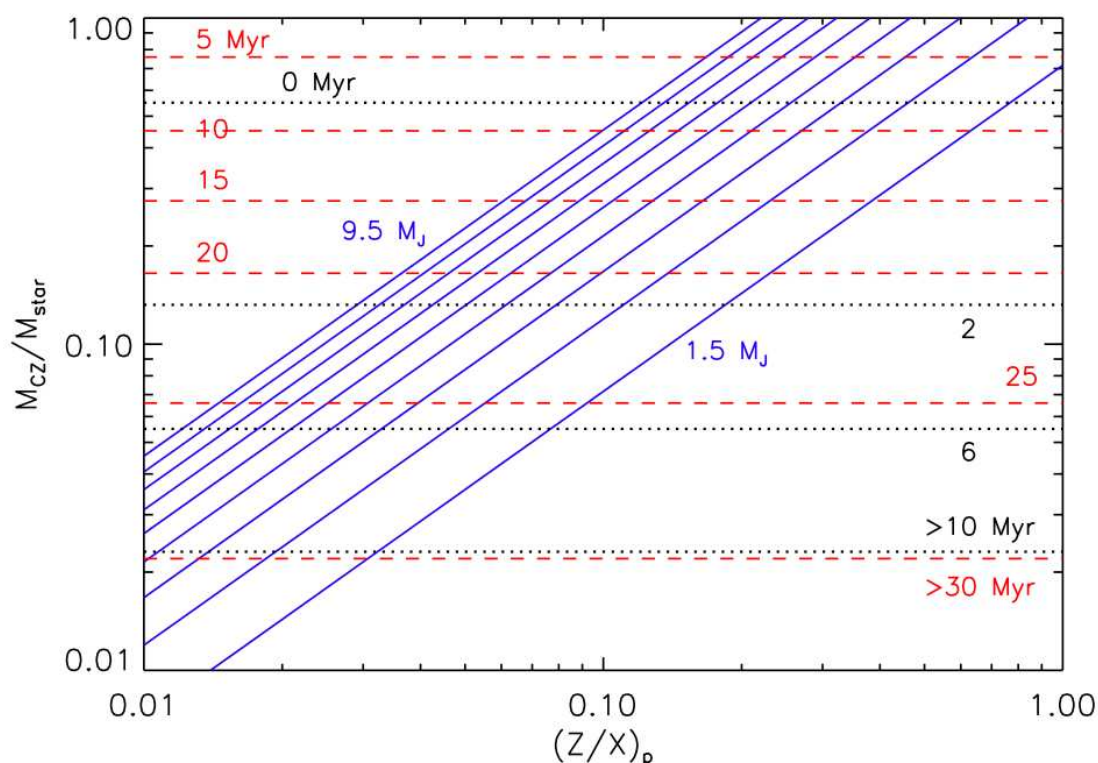


Figura 2.7: As linhas sólidas representam a massa da zona convectiva  $M_{CZ}$  em função da massa da estrela  $M_{star}$  necessária para explicar a diferença de metalicidade encontrada entre 16 Cyg A e B em função da metalicidade do planeta 16 Cyg Bb, este em um intervalo de massa entre 1.5-9.5  $M_J$ , em incrementos de 1.0  $M_J$ . As linhas tracejadas representam a massa do envelope convectivo de 16 Cyg B para idades entre 5 e > 30 Myr, de acordo com o modelo padrão estelar de Serenelli et al. (2011). As linhas pontilhadas representam uma evolução similar para a massa da zona convectiva, em uma escala de tempo entre 0 a 10 Myr, usando o modelo de acreção episódica de Baraffe & Chabrier (2010). Retirado de Ramírez et al. (2011)

Chambers (2010) encontra que a massa "faltante" na zona convectiva do Sol (levando em conta uma zona convectiva contendo 2.5% da massa total solar) é de 2.5 massas terrestres. Nesta estimativa foi levado em conta que a fotosfera solar é depletada de elementos que formam poeira (Fe, Mg, Si, Ni) em aproximadamente 0.04 dex em relação com os elementos que formam gelo (C,N,O) quando comparado com o valor médio das gêmeas solares em Meléndez et al. (2009) e usando a abundância solar de Asplund et al. (2009). Se oxigênio for acrescentado aos cálculos, Chambers (2010) encontra que a zona convectiva do Sol tem uma deficiência de 4 massas terrestres em comparação com a maioria das gêmeas solares (sem planetas gigantes detectados). Este material estaria então "preso" nos planetas telúricos, nos cinturões de asteroides e nos planetóides de nosso Sistema Solar.

Na Figura 2.8 (de Chambers (2010)) é mostrado o efeito de se adicionar 4 massas terrestres

com a mesma composição que a Terra à zona convectiva solar (painel superior). A linha sólida representa o padrão de abundância encontrado por Meléndez et al. (2009). É possível ver que ainda existem diferenças entre a abundância da zona convectiva com o material adicionado e o padrão de abundância solar em relação a gêmeas solares. No painel do meio é mostrada a adição de 4 massas terrestres de material com a composição dos asteróides CM condritos (Wasson & Kallemeyn, 1988). Os elementos com temperatura de condensação  $< 1500$  K aparecem sobreabundantes em relação ao padrão de abundâncias do Sol. Finalmente, no painel inferior são adicionados à composição química solar 4 massas terrestres de um material proveniente de uma mistura entre a composição química da Terra e a composição dos asteróides CM condritos. Com essa adição é possível recuperar o padrão de abundâncias solar quando comparados com as gêmeas solares de Meléndez et al. (2009). Chambers (2010) sugere que o Sol teria acregado material pobre em refratários tanto da região dos planetas telúricos como da região do cinturão de asteróides.

Os resultados de Chambers (2010) corroboram que o efeito da formação planetária na zona convectiva de estrelas de massa comparável à do Sol é algo bem sutil, da ordem de 0.01 dex (como também pode ser visto na Figura 2.9). Isto faz com que uma determinação de abundâncias de altíssima precisão seja essencial para o estudo deste fenômeno, precisão esta alcançada através de uma análise estritamente diferencial.

Existe a hipótese levantada por Adibekyan et al. (2014) de que o padrão de abundância dos elementos refratários em função da temperatura de condensação seja devido à evolução química e ao gradiente de metalicidade da Galáxia. Este e outros temas serão tratados apropriadamente nas considerações finais deste capítulo.

Nesta tese estudamos a assinatura de planetas usando o sistema binário de gêmeas solares 16 Cyg, como descrito a seguir.

## 2.4 Sistema binário 16 Cyg

Para melhor investigar a assinatura espectral deixada pela formação planetária no conteúdo químico da zona convectiva de sua estrela hospedeira foram analisadas as duas estrelas que compõem o sistema binário 16 Cyg.

Estrelas binárias são objetos ideais para este tipo de estudo, pois sendo elas formadas da mesma nuvem molecular a princípio devem ter o mesmo padrão de abundância em seus respec-



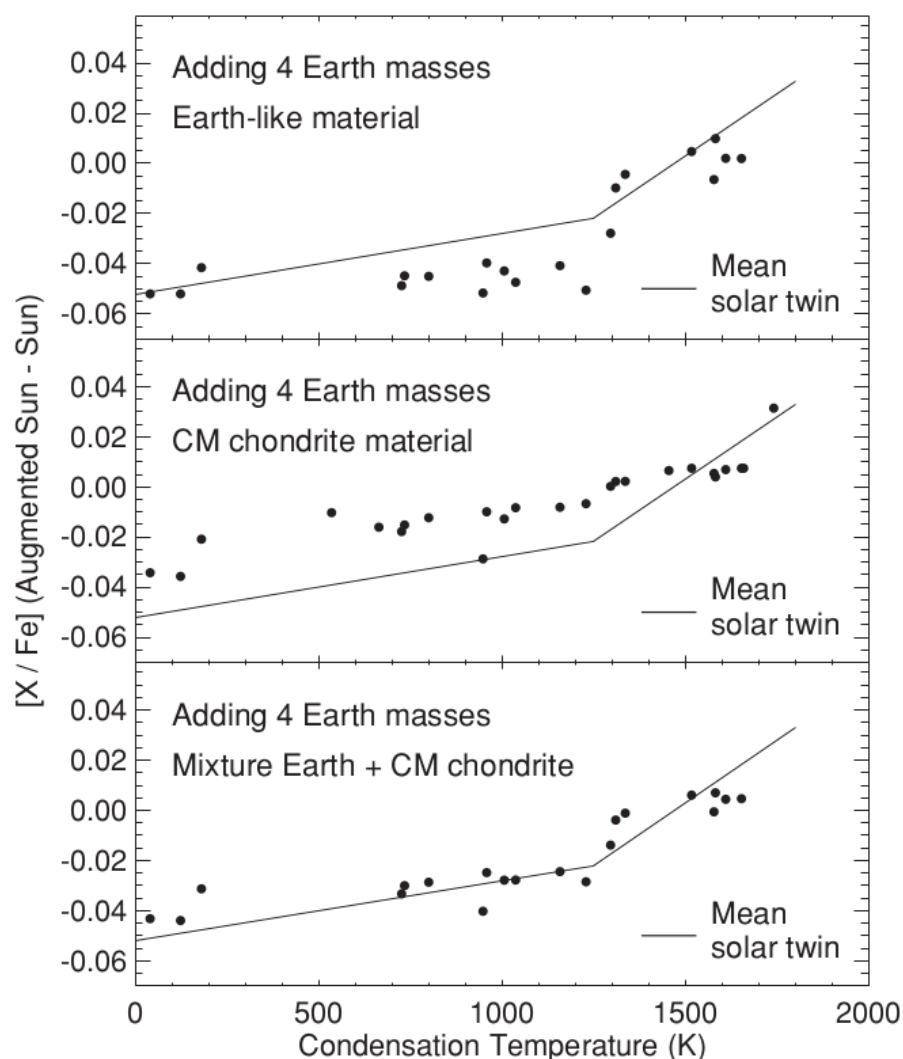


Figura 2.8: Composição da fotosfera solar quando  $4 M_{\oplus}$  de material rochoso é adicionada na zona convectiva do Sol. A linha sólida representa o ajuste linear do padrão de abundâncias do Sol em comparação às 11 gêmeas solares estudadas por Meléndez et al. (2009) (Chambers, 2010).

tivos envelopes convectivos. Além disso, o fato delas terem sido formadas pelo mesmo material excluiria a influência da evolução química da Galáxia em seus padrões de abundâncias (quando comparadas entre si). Estas estrelas também estão próximas o suficiente para evitar que efeitos de enriquecimento da metalicidade e de  $[\alpha/\text{Fe}]$ , que estão intimamente ligados com proximidade ao centro galáctico, possam influenciar a comparação de seus perfis de abundâncias. Ou seja, todos os efeitos devidos à evolução química da Galáxia e sítio de formação estelar, que poderiam influenciar o conteúdo químico destas estrelas, afetariam ambas estrelas da mesma maneira.

Embora seja esperada que as componentes de sistemas binários apresentem a mesma composição

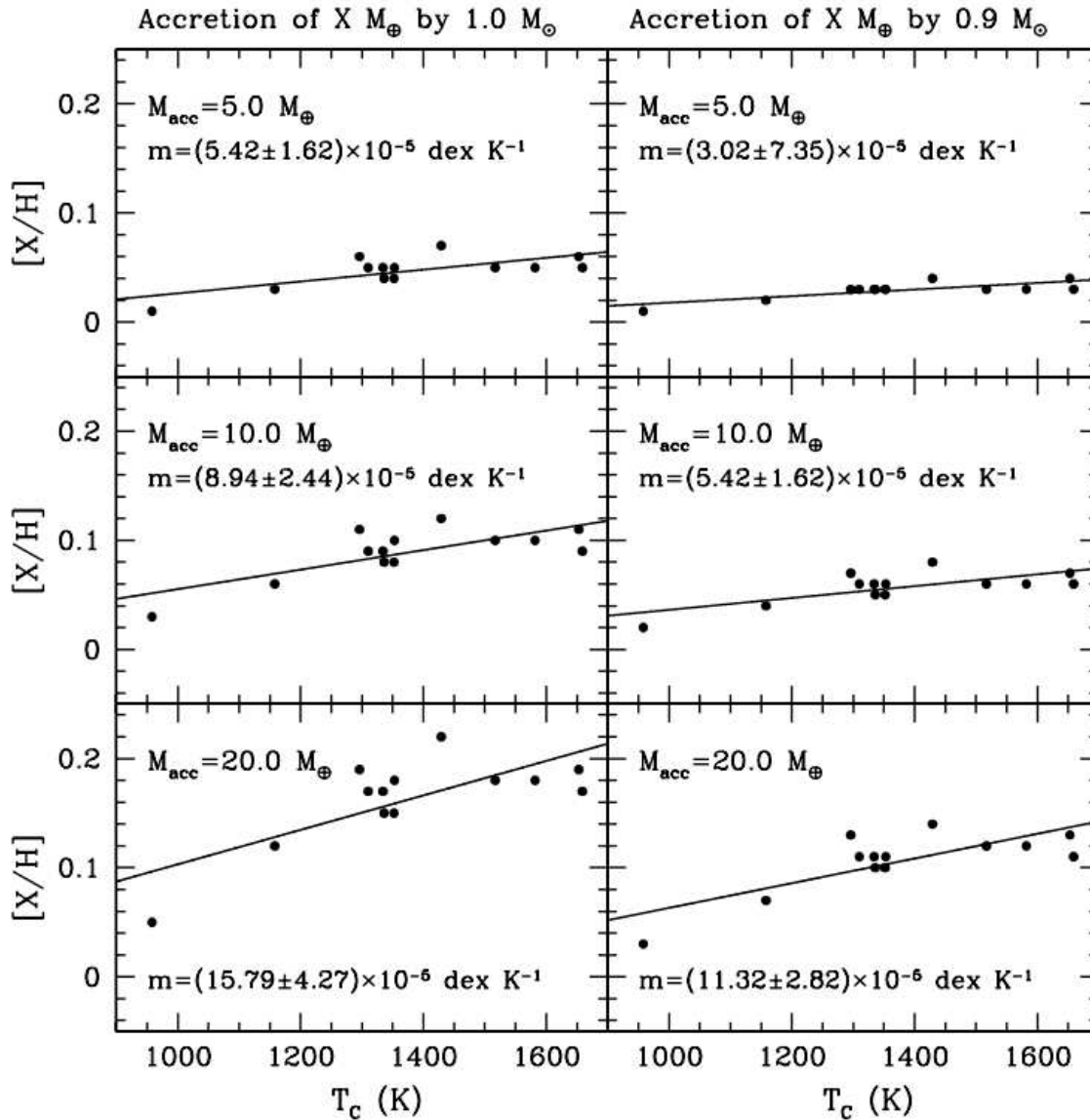


Figura 2.9: Ajuste linear para uma simulação de abundâncias em função da temperatura de condensação para os modelos de acreção de material terrestre (5 a 20 vezes a massa da Terra (Mack et al., 2014) por uma estrela de composição solar. No painel da esquerda a acreção acontece em uma estrela de  $1M_{\odot}$ , enquanto que no painel da direita para uma de  $0.9M_{\odot}$ . Retirado de Mack et al. (2014).

química, alguns estudos indicam que em alguns casos podem existir pequenas diferenças na composição de suas estrelas componentes (Gratton et al., 2001; Laws & Gonzalez, 2001; Desidera et al., 2004, 2006; Ramírez et al., 2011). Uma possível explicação para essas anomalias seria a formação planetária (e.g., Laws & Gonzalez, 2001; Ramírez et al., 2011; Teske et al., 2015).

O que faz o sistema 16 Cyg ser particularmente especial é a grande semelhança entre as componentes e o Sol. Tanto a estrela 16 Cyg A quanto a 16 Cyg B são consideradas gêmeas solares e os aspectos discutidos na seção anterior (como formação da zona convectiva, correspondência de seu conteúdo químico com a nuvem molecular, etc) são válidos para as duas estrelas. Elas têm

massa muito próximas (16 Cyg A tem  $1.02 M_{\odot}$  enquanto 16 Cyg B tem  $0.97 M_{\odot}$ ), o que sugere que ambas percorreram caminhos evolucionários bem parecidos. Levando tudo isso em conta, uma possível discrepância entre seus padrões de abundâncias seria indício de uma assinatura química da formação planetária.

Além disso, em 16 Cyg B foi detectada a presença de um planeta gigante com massa mínima de  $1.5 M_{\text{jup}}$  (Cochram & Hatzes, 1997) e de uma provável massa verdadeira de  $2.4 M_{\text{jup}}$  (Plávalová & Solovaya, 2013). Apesar deste sistema ter sido monitorado por pelo menos duas décadas, nenhum outro planeta foi detectado, nem em 16 Cyg B nem em 16 Cyg A.

O planeta detectado (nomeado 16 Cyg Bb) está a uma distância (semi-eixo maior) de  $1.68 \pm 0.03$  AU de 16 Cyg B (Wittenmyer et al., 2007). Uma peculiaridade deste planeta é sua órbita ser bastante excêntrica ( $e = 0.689 \pm 0.011$ ) que faz com que ele, durante seu período orbital ( $799.5 \pm 0.6$  dias, Wittenmyer et al. (2007)), entre e saia da região de zona habitável (região em torno da estrela aonde é possível a presença de água líquida na superfície).

Análises anteriores do sistema 16 Cyg já indicavam que 16 Cyg A é mais rica em metais do que a outra componente, 16 Cyg B. Gonzalez (1998) encontra uma diferença de aproximadamente 0.05 dex entre as estrelas do sistema. A análise mais antiga de Friel et al. (1993) resultou em uma diferença similar. Porém estas diferenças não eram muito confiáveis devido ao grande erro envolvido na determinação de abundâncias destes primeiros estudos. Em Laws & Gonzalez (2001) foi encontrada uma diferença entre as componentes de  $0.025 \pm 0.009$  dex na abundância de Fe, usando uma análise estritamente diferencial. Ramírez et al. (2011) também encontram que a componente A é mais rica em metais por  $0.04 \pm 0.01$  dex do que a B, além de diferenças significantes entre todas as espécies químicas analisadas (Figuras 2.10 e 2.11).

Entretanto, Schuler et al. (2011), através de uma análise diferencial, não encontrou nenhuma diferença na composição química do sistema 16 Cyg (Figura 2.12). Takeda (2005) também encontra que as duas componentes tem a mesma abundância de Fe, mas usando espectros com baixo S/N ( $\sim 100$ ), não sendo possível uma análise precisa. Na Tabela 2.1 são mostrados os parâmetros atmosféricos ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) para o sistema binário encontrados na literatura, incluindo os valores encontrados neste trabalho.

O objetivo do trabalho apresentado nas próximas seções foi a de fazer uma análise mais detalhada sobre o conteúdo químico deste interessante sistema binário usando espectros de altíssima qualidade com os quais foi possível alcançar uma precisão de  $\sim 0.01$  dex na determinação das abundâncias, trazendo mais luz sobre a questão da discrepância do conteúdo químico das com-

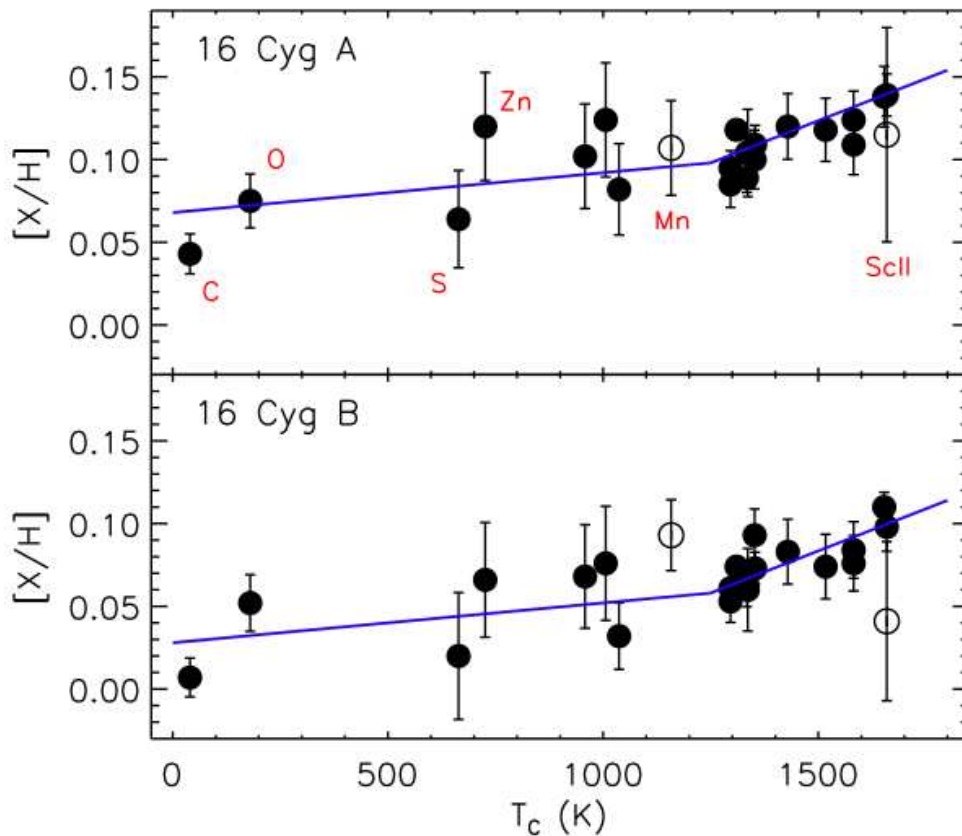


Figura 2.10: Abundâncias das estrelas 16 Cyg A e 16 Cyg B relativas à abundância solar em função da temperatura de condensação para elementos leves ( $Z < 30$ ). A linha sólida representa o padrão de abundância médio para as gêmeas solares de Meléndez et al. (2009) mas deslocado verticalmente para corresponder aos valores de abundância média dos elementos voláteis ( $T_c < 900$  K). Os círculos abertos correspondem ao Mn, Co e Sc II. Retirado de Ramírez et al. (2011).

ponentes de 16 Cyg.

#### 2.4.1 Observações e redução dos dados

Os espectros de 16 Cyg A e 16 Cyg B foram obtidos com o espectrografo ESPaDOnS (seção 1.6.2) no telescópio CFHT (Canada-France-Hawaii Telescope) de 3.6 m localizado no topo do Mauna Kea (4 200 m de altitude). As observações transcorreram no dia 6 de Junho de 2013 no modo fila, usando o setup de maior resolução, alcançando um poder resolvente  $R=81\ 000$  e um S/N de aproximadamente 700 por pixel na região de 600 nm.

O espectro de referência para esta análise é o espectro solar, obtido através da observação dos asteróides Vesta e Ceres, usando o mesmo setup da observação das estrelas 16 Cyg. Foi tomado o cuidado de conseguir o mesmo S/N ( $\sim 700$ ) para os espectros de referência dos asteróides. A

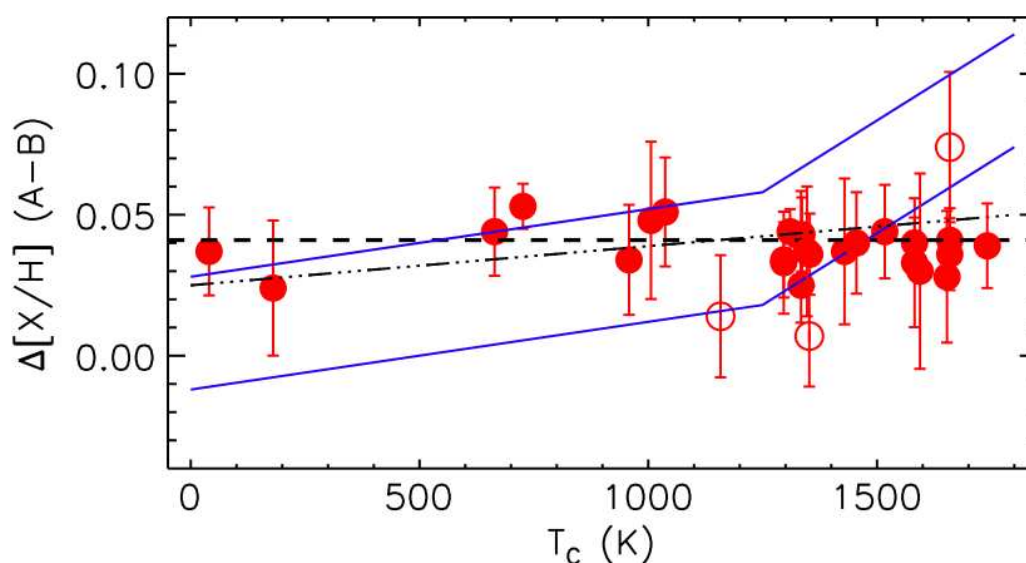


Figura 2.11: Diferenças na abundância entre 16 Cyg A e B em função da temperatura de condensação. Os círculos abertos representam os mais discrepantes da média (ScI, Mn e Co). A linha tracejada refere-se à diferença na metalicidade encontrada por Ramírez et al. (2011) de +0.041 dex, enquanto as linhas contínuas representam o padrão médio de abundâncias de Meléndez et al. (2009) em duas posições arbitrárias. A linha pontilhada e tracejada corresponde ao slope encontrado por Laws & Gonzalez (2001) de  $1.4 \times 10^{-5}$  dex  $K^{-1}$ . Retirado de Ramírez et al. (2011).

análise diferencial entre estes asteróides por Bedell et al. (2014) mostra que é possível atingir uma precisão de 0.01 dex.

A redução dos dados foi feita usando um *pipeline* do próprio CFHT, que faz o procedimento usual de uma redução (subtração do bias, divisão do flat field, extração das ordens e calibração em comprimento de ondas). O observatório já fornece os espectros extraídos e com uma normalização preliminar.

Um grande cuidado na normalização dos espectros foi tomado, pois a posição do contínuo é essencial para a determinação de abundâncias através do método diferencial. Como a normalização dos espectros (proveniente do *pipeline*) não estava satisfatória, eles foram divididos em partes de 100 Å usando a tarefa do IRAF *scopy*.

Os espectros resultantes foram então normalizados individualmente usando a tarefa *continuum*. Para uma inspeção de qualidade desta nova normalização, as partes dos espectros de cada estrela foram então divididas por sua parte correspondente no espectro solar. O critério de avaliação foi o de que o resultado dessa divisão estivesse, em média, perto do valor 1, como mostrado pela Figura 2.13. A medição da largura equivalente somente foi iniciada quando todos os espectros foram normalizados satisfatoriamente.

Tabela 2.1 - Parâmetros atmosféricos de 16 Cygni encontrados na literatura.

Star	$T_{eff}(K)$	$\log g(dex)$	[Fe/H]	Author
16 Cyg A	$5750 \pm 75$	$4.20 \pm 0.05$	$0.11 \pm 0.06$	Gonzalez (1998)
16 Cyg B	$5700 \pm 75$	$4.35 \pm 0.05$	$0.06 \pm 0.06$	Gonzalez (1998)
16 Cyg A	$5813 \pm 18$	$4.282 \pm 0.017$	$0.104 \pm 0.018$	Ramírez et al. (2011)
16 Cyg B	$5749 \pm 17$	$4.328 \pm 0.017$	$0.057 \pm 0.017$	Ramírez et al. (2011)
16 Cyg A	$5796 \pm 34$	$4.38 \pm 0.12$	$0.07 \pm 0.05$	Schuler et al. (2011)
16 Cyg B	$5753 \pm 30$	$4.40 \pm 0.12$	$0.05 \pm 0.05$	Schuler et al. (2011)
16 Cyg A	$5830 \pm 7$	$4.30 \pm 0.02$	$0.101 \pm 0.008$	Tucci Maia et al. (2014)
16 Cyg B	$5751 \pm 6$	$4.35 \pm 0.02$	$0.054 \pm 0.008$	Tucci Maia et al. (2014)

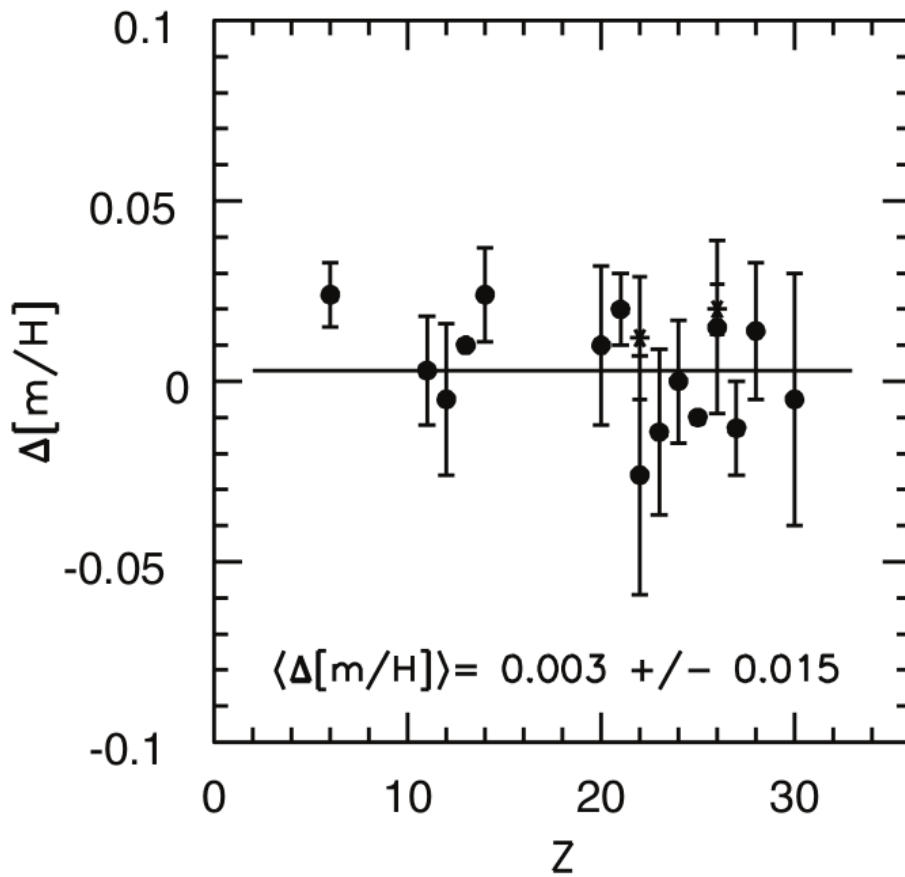


Figura 2.12: Abundâncias diferenciais entre 16 Cyg A e B plotadas em função do número atômico ( $Z$ ). Retirado de Schuler et al. (2011).

#### 2.4.2 Determinação de abundâncias

Para a determinação de abundâncias e dos parâmetros atmosféricos superficiais foi usado o método diferencial, comparando-se linha por linha, como descrito no Capítulo 1. Foi usada

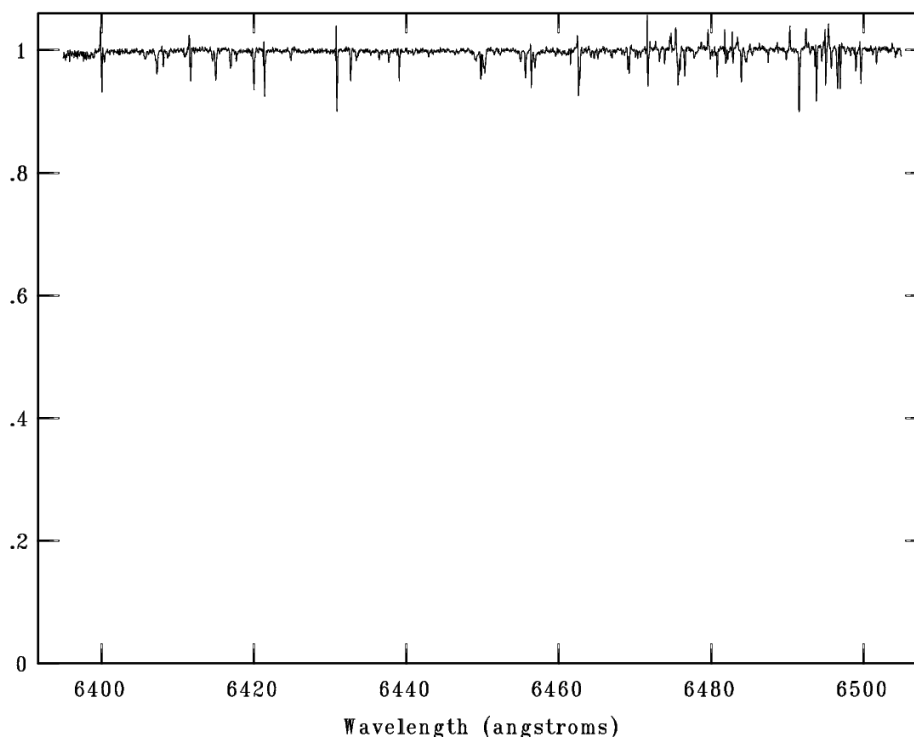


Figura 2.13: Exemplo do critério de avaliação para a normalização. Na figura a parte referente 6300 a 6400 Å do espectro de 16 Cyg A é dividida pela parte equivalente do espectro de Vesta.

a versão 2002 do código MOOG (Snedden, 1973) em conjunto com os modelos atmosféricos de Kurucz (Castelli & Kurucz, 2004). A lista de linhas usadas neste trabalho foi uma versão atualizada da lista de linhas apresentadas por Meléndez et al. (2012).

A medição das EW foi feita de modo manual usando a tarefa *splot* do IRAF, usando perfis de linhas Gaussianas. O contínuo local foi cuidadosamente estimado através da sobreposição dos espectros das duas estrelas binárias e o Sol. Com isso, foram medidas manualmente as EW para um total de 323 linhas espectrais para cada componente de 16 Cyg e para o Sol (totalizando 969 linhas). A lista de linhas utilizada pode ser encontrada no Apêndice D.1. Na Figura 2.14 (retirada de Bedell et al. (2014)) é mostrado um exemplo de como é feita a medição das larguras equivalentes, levando em conta a posição do contínuo local estimado através da sobreposição dos espectros de outras estrelas usadas na análise diferencial.

Foram obtidas as abundâncias químicas de 18 elementos: C, O, Na, Mg, Al, Si, S, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu e Zn. Inicialmente, todas as abundâncias foram obtidas usando como referência o Sol e posteriormente usando a estrela 16 Cyg B, e com isso obtendo a diferença entre as estrelas binárias (16 Cyg A - B).

As abundâncias dos elementos V, Mn, Co e Cu foram corrigidas pela estrutura hiperfina,

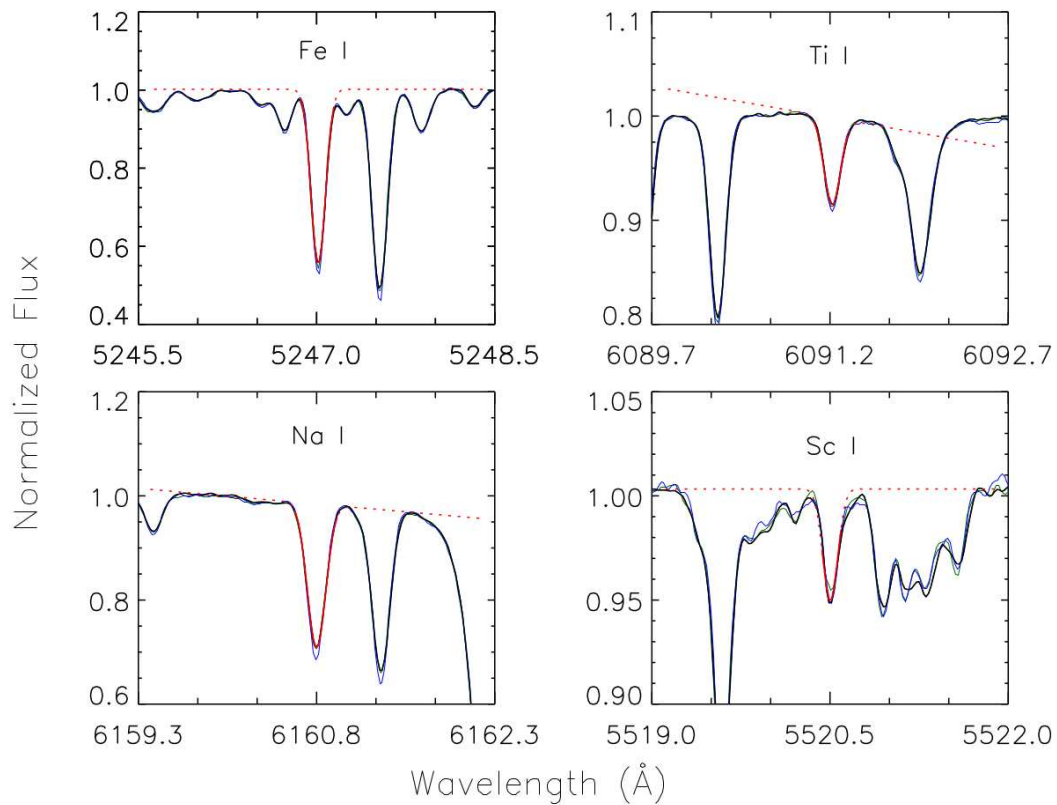


Figura 2.14: Exemplos de medição de larguras equivalentes através da determinação do contínuo local, usando a sobreposição de outras estrelas obtidas na mesma configuração instrumental. Neste exemplo são utilizados 3 espectros do Sol, dois espectros de Vesta (linhas pretas e verdes) e um de Iris (azul), obtidos com o espectrógrafo MIKE. A linha vermelha representa o perfil gaussiano e a linha vermelha pontilhada representa a extrapolação do contínuo local. Retirado de Bedell et al. (2014).

usando o driver *blends* do MOOG e a lista de linhas para HFS de Meléndez et al. (2012).

Os parâmetros atmosféricos foram calculados através do equilíbrio de excitação (para  $T_{\text{eff}}$ ) e de ionização (para  $\log g$ ) de modo diferencial (como descrito no Capítulo 1) usando as abundâncias de Fe I e Fe II.

Primeiramente foram determinadas as abundâncias absolutas para o Sol, usando os conhecidos parâmetros atmosféricos superficiais solares de 5777 K para  $T_{\text{eff}}$ , 4.44 dex para  $\log g$  e  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.00$  dex (Ramírez et al., 2014). A microturbulência foi calculada através do método usual, que requer uma inclinação zero para as abundâncias absolutas de FeI em função da EW reduzida (um exemplo pode ser visto no painel inferior da Figura 2.15). O valor final encontrado para a microturbulência foi  $v_t = 0.86 \text{ km.s}^{-1}$ . Só então, com todos os valores dos parâmetros atmosféricos superficiais ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e  $v_t$ ) estipulados, as abundâncias dos outros elementos da amostra foram calculadas para o Sol.

Os parâmetros atmosféricos para as estrelas do sistema binário foram determinados em



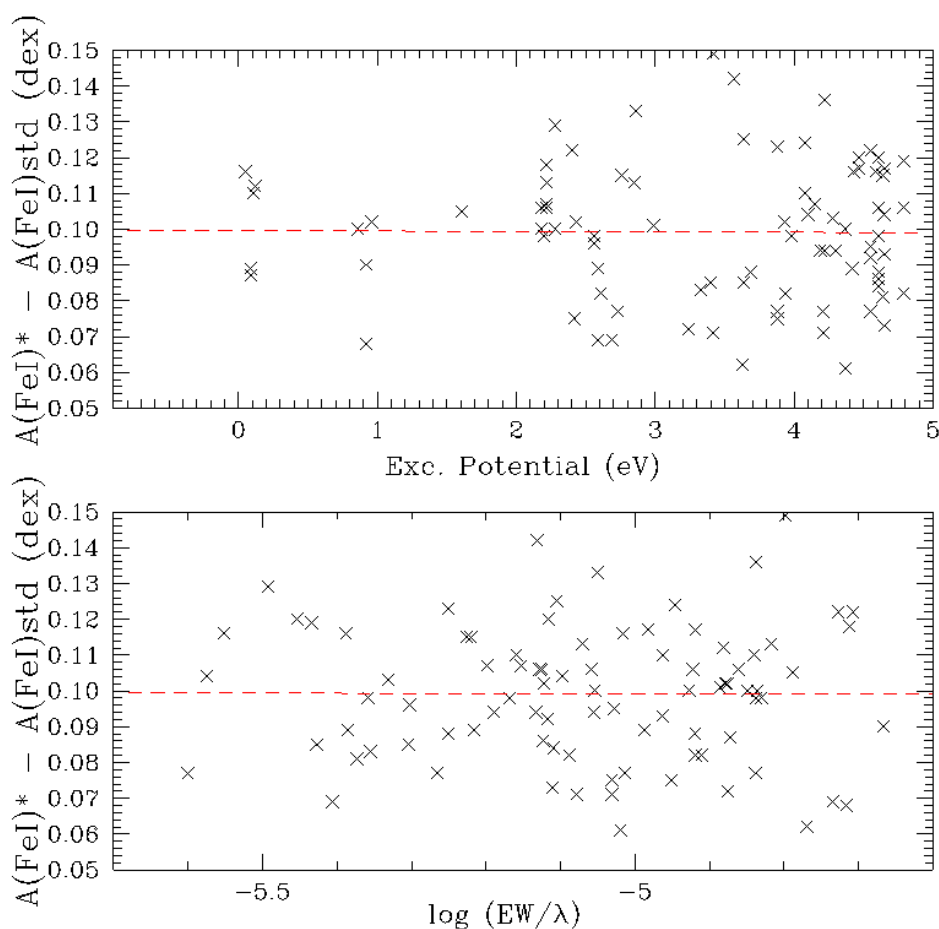


Figura 2.15: Abundâncias diferenciais de Fe I (16 Cyg A - Sol) em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior).

seguida em relação ao Sol. Como passo inicial, foram usados os parâmetros atmosféricos de Ramírez et al. (2011):  $T_{\text{eff}} = 5813$  K,  $\log g = 4.28$  dex e  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.10$  dex para 16 Cyg A, e  $T_{\text{eff}} = 5749$  K,  $\log g = 4.33$  dex e  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.06$  dex para 16 Cyg B. A partir disto, os parâmetros atmosféricos foram ligeiramente mudados, através de um processo manual, até serem alcançados os equilíbrios de excitação, ionização e nenhuma tendência de inclinação nas abundâncias de FeI em função da largura equivalente reduzida; para cada uma das estrelas em relação ao Sol.

Nas Figuras 2.15 e 2.16 são mostradas as abundâncias de FeI em função do potencial de excitação e largura equivalente reduzidas encontrados para 16 Cyg A e B, usando o Sol como referência, para o cálculo dos parâmetros atmosféricos. Os valores encontrados foram:  $T_{\text{eff}} = 5830 \text{ K} \pm 11 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.30 \pm 0.02$  dex,  $\nu_t = 0.98 \pm 0.02 \text{ km.s}^{-1}$  e  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.101 \pm 0.008$  dex, e  $T_{\text{eff}} = 5751 \pm 11 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.35 \pm 0.02$  dex,  $\nu_t = 0.90 \pm 0.02 \text{ km.s}^{-1}$  e  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.054 \pm 0.008$  dex, para 16 Cyg A e B, respectivamente. Os erros levam em conta os erros no procedi-

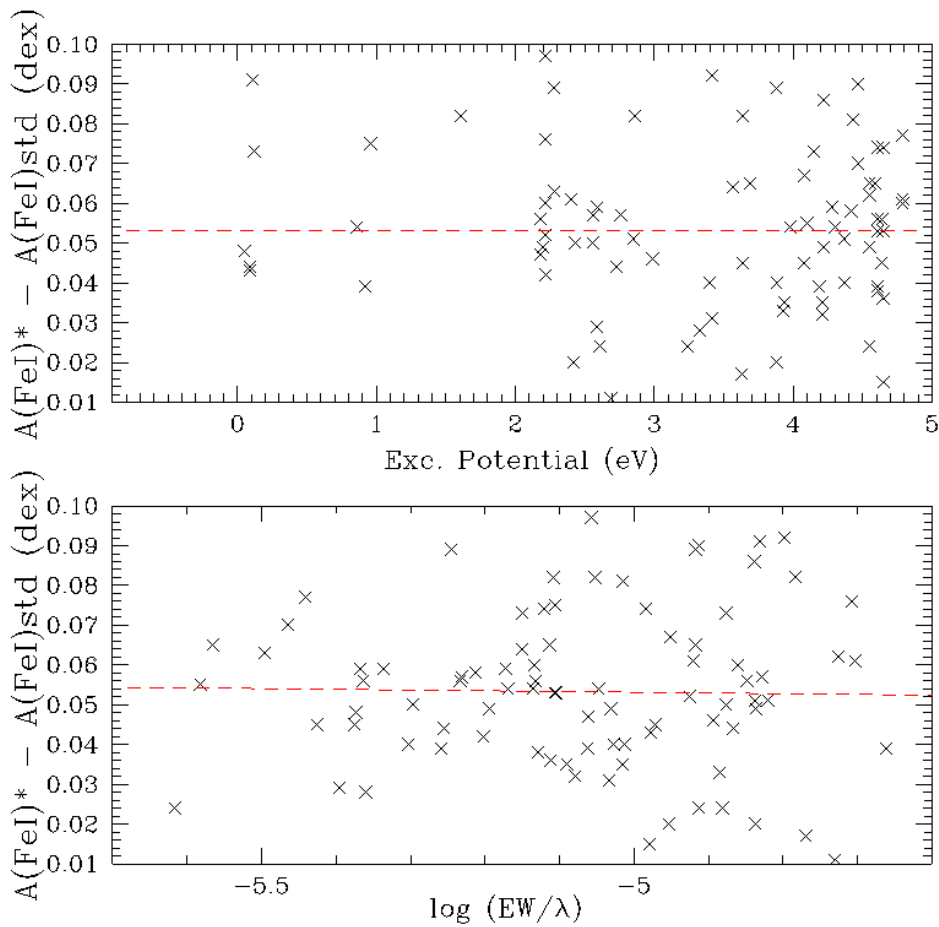


Figura 2.16: Abundâncias diferenciais de Fe I (16 Cyg B - Sol) em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior).

mento de medida, o erro de cada parâmetro, e os erros devido à degenerência dos parâmetros atmosféricos dos modelos.

Um método similar foi feito para determinar os parâmetros atmosféricos de 16 Cyg A usando como referência 16 Cyg B, ao invés do Sol, fixando os parâmetros da componente B. Os parâmetros atmosféricos resultantes foram os mesmos encontrados usando o Sol como referência, mas com erros menores para a  $T_{\text{eff}}$  ( $\pm 7$  K) e  $v_t$  ( $\pm 0.01$  km.s<sup>-1</sup>). Na Figura 2.17 são mostradas as abundâncias de FeI de A-B em função do potencial de excitação e a largura equivalente reduzida.

Com isso, a diferença na metalicidade entre 16 Cyg A e B é de  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] = 0.047 \pm 0.005$  dex, confirmando que realmente a componente A é mais rica em metais, em sintonia com os resultados de Ramírez et al. (2011).

Os parâmetros atmosféricos encontrados neste trabalho também mostram um acordo muito

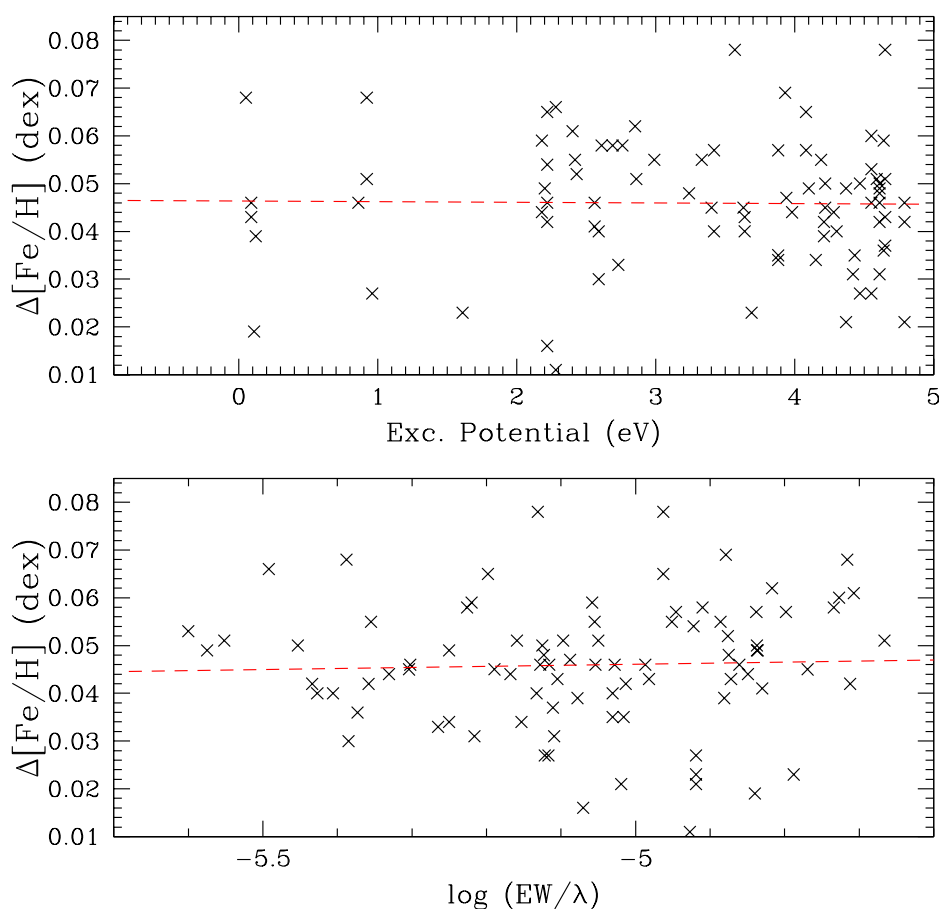


Figura 2.17: Abundâncias diferenciais de Fe I (16 Cyg A - B) em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior).

bom com os parâmetros de Ramírez et al. (2011). A  $T_{\text{eff}}$  e  $\log g$  encontrados por Ramírez et al. (2011) são  $17 \pm 21$  K e  $0.02 \pm 0.03$  dex mais baixos para o caso de 16 Cyg A, e  $2 \pm 20$  K e  $0.03 \pm 0.03$  dex para 16 Cyg B. A diferença relativa entre as componentes A e B tem ainda um melhor acordo, com um  $\Delta T_{\text{eff}}$   $15 \pm 26$  K maior e um  $\Delta \log g$  igual a  $0.00 \pm 0.03$  dex, quando comparado com Ramírez et al. (2011).

Foram também estimadas as temperaturas fotométricas através das calibrações de Ramírez & Meléndez (2005). Foram estimadas 13 diferentes temperaturas baseadas em cores ópticas e infravermelhas para 16 Cyg A e B, nos sistemas fotométricos de Jhonson, Cousin, Vilnius, Geneva, DDO, Tycho and 2MASS (Taylor, 1986; Mermilliod et al., 1997; Høg et al., 2000; Cutri et al., 2003), para as correspondentes  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Com base nestas temperaturas fotométricas, foram estimadas; suas médias, medianas e trimédias<sup>5</sup>, apresentadas na Tabela 2.2.

<sup>5</sup> Trimédia vem da estatística robusta, que envolve o cálculo da média depois de descartar 25% do começo e do final da amostra, ordenada usando o valor médio como sendo o valor central deste conjunto de dados.

Tabela 2.2 - Cores para 16 Cyg A e B em 13 sistemas fotométricos e suas temperaturas efetivas estimadas usando as calibrações de Ramírez & Meléndez (2005).

Color	16Cyg A	16Cyg B
$(B-V)$	0.644	0.663
$(b-y)$	0.410	0.416
$(Y-V)$	0.569	0.575
$(V-S)$	0.557	0.569
$(B_2-V_1)$	0.398	0.402
$(B_2-G)$	0.109	0.117
$(V-R)$	0.357	0.363
$(V-I)$	0.698	0.706
$(R-I)$	0.341	0.343
$C(42-45)$	0.648	0.669
$C(42-48)$	1.671	1.698
$(B_T-V_T)$	0.722	0.732
$(V_T-K_2)$	1.533	1.577
$T_{\text{eff}}^{\text{average}}$	5726	5668
$T_{\text{eff}}^{\text{median}}$	5737	5659
$T_{\text{eff}}^{\text{trimean}}$	5734	5661
$\sigma$	29	23
s.e	8	6

Isto resultou em uma diferença nas temperaturas fotométricas entre as componentes do sistema  $\Delta T_{\text{eff}}^{\text{tot}}$  (A-B) =  $58 \pm 10$ ,  $78 \pm 10$  e  $73 \pm 10$  K para a média, mediana e trimédia. Em comparação com a diferença em relação à temperatura espectroscópica ( $\Delta T_{\text{eff}}^{\text{esp}}$  (A-B) =  $79 \pm 7$  K), a mediana e a trimédia (que são ferramentas de estatística robusta) estão em excelente acordo com a diferença na temperatura espectroscópica entre as componentes. Comparando com Schuler et al. (2011), nosso  $\Delta T_{\text{eff}}$  e  $\log g$  são maiores em +36 K e +0.03 dex, respectivamente. Note que, de acordo com o  $\log g$  trigonométrico de Ramírez et al. (2011), o  $\Delta \log g$  deve ser de 0.05 dex entre as componentes; valor este encontrado em nosso trabalho e em Ramírez et al. (2011). Entretanto, Schuler et al. (2011) encontra um valor de  $\Delta \log g = 0.02$  dex, apesar de nossos resultados estarem de acordo com Schuler et al. (2011) dentro dos limites de erro.

Como mostrado acima, nossos parâmetros diferenciais  $\Delta T_{\text{eff}}$  e  $\Delta \log g$  são confiáveis. Adotamos portanto como parâmetros atmosféricos finais para 16 Cyg A e B, aqueles obtidos com as linhas de FeI e FeII. Com esses parâmetros foram então calculadas as abundâncias para todos os outros elementos da amostra. Na Tabela 2.3 são mostradas as abundâncias diferenciais dos 18 elementos, com seus respectivos erros, usando como referência o Sol, e na Tabela 2.4 são mostradas as abundâncias obtidas usando como referência 16 Cyg B. Note que os erros totais obtidos para as abundâncias usando 16 Cyg B como referência são bem menores do que os encontrados usando o Sol. Por completeza, são mostradas as abundâncias de 16 Cyg A - Sol e 16 Cyg B - Sol em função do número atômico  $Z$  nas Figuras 2.18 e 2.19. Não é notada nenhuma anomalia, exceto por uma diferença entre elementos voláteis e refratários. As abundâncias das componentes A e B (menos o Sol) em função da temperatura de condensação, são mostradas na Figura 2.20.

Tabela 2.3 - Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A e B e seus respectivos erros usando o Sol como referência.

Element	16Cyg A	16Cyg B	$\Delta T_{eff}$	$\Delta \log g$	$\Delta v_t$	$\Delta [Fe/H]$	param <sup>a</sup>	obs <sup>b</sup>	total <sup>c</sup>
			+11K	+0.02 dex	+0.02 km s <sup>-1</sup>	+0.01 dex			
	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)
C	0.048	0.018	-0.005	0.003	0.000	0.000	0.006	0.015	0.016
O	0.102	0.060	-0.007	0.002	0.001	0.002	0.008	0.008	0.011
Na	0.108	0.074	0.004	-0.001	0.001	0.000	0.004	0.005	0.006
Mg	0.140	0.084	0.005	-0.001	0.003	0.000	0.006	0.011	0.012
Al	0.151	0.110	0.003	-0.001	0.001	0.000	0.004	0.004	0.005
Si	0.116	0.072	0.002	0.001	0.001	0.001	0.002	0.004	0.004
S	0.048	0.020	-0.005	0.003	0.001	0.001	0.005	0.009	0.011
Ca	0.105	0.060	0.005	-0.001	0.004	0.000	0.007	0.006	0.009
Sc	0.148	0.090	0.007	0.000	0.000	-0.001	0.007	0.004	0.008
Ti	0.141	0.092	0.008	0.000	0.003	0.000	0.008	0.003	0.009
V	0.110	0.054	0.008	0.001	0.018	0.000	0.019	0.006	0.020
Cr	0.098	0.057	0.006	-0.001	0.004	0.000	0.007	0.004	0.008
Mn	0.117	0.075	0.008	-0.001	-0.047	0.000	0.048	0.007	0.048
Fe	0.101	0.054	0.006	-0.001	0.005	0.000	0.007	0.002	0.008
Co	0.126	0.094	0.008	0.001	-0.064	0.000	0.065	0.006	0.065
Ni	0.120	0.072	0.004	0.000	0.004	0.001	0.006	0.004	0.007
Cu	0.129	0.088	0.008	0.001	-0.035	0.001	0.035	0.008	0.036
Zn	0.069	0.050	0.001	0.001	0.006	0.002	0.006	0.043	0.043

<sup>a</sup>erros provenientes dos parâmetros estelares<sup>b</sup>erros observacionais<sup>c</sup>soma quadrática dos erros observacionais e dos parâmetros estelares

Tabela 2.4 - Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A - B e seus respectivos erros.

Elemento	LTE	$\Delta T_{eff}$	$\Delta \log g$	$\Delta v_t$	$\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$	param <sup>a</sup>	obs <sup>b</sup>	total <sup>c</sup>
		+7K	+0.02 dex	+0.01 km s <sup>-1</sup>	+0.01 dex			
	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)
C	0.030	-0.004	0.003	0.000	0.000	0.005	0.007	0.008
O	0.042	-0.006	0.002	-0.001	0.002	0.006	0.005	0.008
Na	0.034	0.003	-0.001	0.000	0.000	0.003	0.004	0.005
Mg	0.056	0.004	-0.001	-0.001	0.000	0.004	0.006	0.007
Al	0.042	0.003	-0.001	0.000	0.000	0.003	0.004	0.005
Si	0.044	0.001	0.001	-0.001	0.001	0.002	0.002	0.003
S	0.029	-0.004	0.003	0.000	0.001	0.005	0.016	0.017
Ca	0.045	0.004	-0.001	-0.002	0.000	0.004	0.004	0.006
Sc	0.059	0.005	0.000	-0.001	-0.001	0.005	0.003	0.006
Ti	0.049	0.006	0.000	-0.002	0.000	0.006	0.003	0.006
V	0.055	0.006	0.001	0.000	0.000	0.006	0.003	0.007
Cr	0.040	0.004	-0.001	-0.002	0.000	0.005	0.002	0.005
Mn	0.043	0.005	-0.001	-0.003	0.000	0.005	0.005	0.007
Fe	0.047	0.004	-0.001	-0.002	0.000	0.005	0.001	0.005
Co	0.040	0.004	0.001	0.000	0.000	0.004	0.004	0.006
Ni	0.048	0.003	0.000	-0.002	0.001	0.004	0.003	0.005
Cu	0.041	0.003	0.001	-0.002	0.001	0.004	0.006	0.007
Zn	0.018	0.000	0.001	-0.003	0.002	0.004	0.015	0.015

<sup>a</sup>erros provenientes dos parâmetros estelares

<sup>b</sup>erros observacionais

<sup>c</sup>soma quadrática dos erros observacionais e dos parâmetros estelares

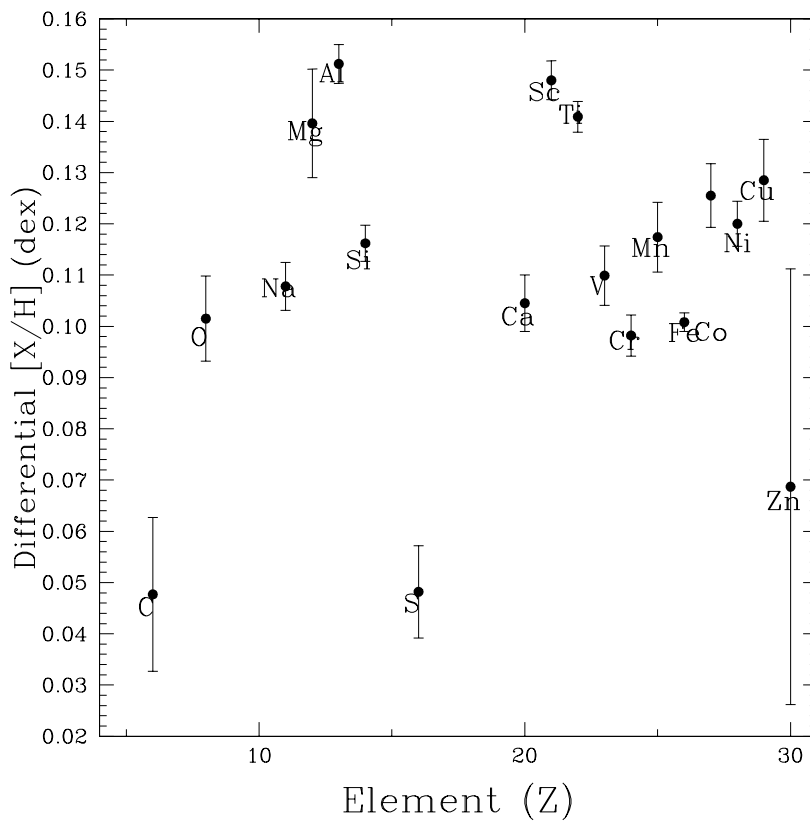


Figura 2.18: Abundâncias de 16 Cyg A em relação ao Sol em função do número atômico Z.

### 2.4.3 Resultados

Na Figura 2.20 são mostradas as abundâncias diferenciais relativas ao Sol. Ambas as estrelas mostram um evidente padrão de abundâncias, similar ao que foi encontrado por Ramírez et al. (2011), como visto na Figura 2.10. A Figura 2.20 também mostra um certo acordo com os resultados de Meléndez et al. (2009) (Figura 2.3). A linha sólida na Figura 2.20 representa a média do padrão de abundâncias de 11 gêmeas solares, depois de um deslocamento vertical, para que a curva seja correspondente às abundâncias de 16 Cyg A e B.

De modo similar a Ramírez et al. (2011), encontramos que O apresenta uma abundância um pouco maior que C, e que Zn é maior que S. Com isso, as variações entre os elementos voláteis se mostram bem consistentes, entre ambos os estudos.

Na própria Figura 2.20 já é possível notar uma diferença nas abundâncias de 16 Cyg A e B, com praticamente todos os elementos analisados mostrando uma maior abundância em 16 Cyg A. Isto é melhor representado na Figura 2.21, onde são mostradas as abundâncias diferenciais entre 16 Cyg A e B.



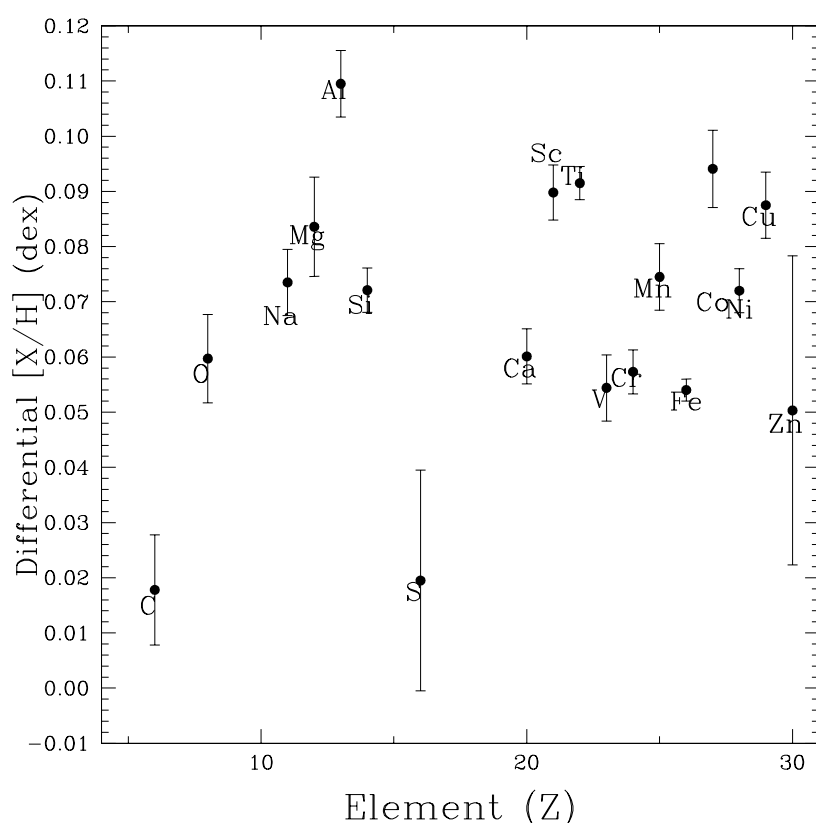


Figura 2.19: Abundâncias de 16 Cyg B em relação ao Sol em função do número atômico Z.

Fica então evidente a diferença no padrão de abundância entre 16 Cyg A e B ao contrário do que foi reportado por Schuler et al. (2011), que não encontraram nenhuma diferença no conteúdo químico entre estas estrelas, porém notar que as barras de erro de Schuler et al. (2011) são maiores que em nosso trabalho, que usa dados com maior resolução espectral. Os erros totais reportados na Tab. 1 de Schuler et al. (2011) vão de 0.01 a 0.07 dex, com um erro típico para uma medida de 0.04 dex. Já em nosso trabalho o erro total é tipicamente inferior a 0.01 (Tabela 2.4).

Também estipulamos o  $p$ -value através do  $\chi^2$ , que estima a probabilidade de nosso resultado ser diferente de  $\Delta(A - B) = 0.0$  por um mero acaso, como sendo de  $p < 10^{-20}$ . Esta baixa probabilidade se deve não apenas às nossas pequenas barras de erro (que fazem o resultado significativo para a grande maioria de elementos), mas também porque é muito improvável ter todos os resultados por mero acaso.

É encontrada uma diferença aproximadamente constante de 0.03 dex na abundância diferencial de A - B para os elementos voláteis, enquanto os elementos refratários mostram maiores diferenças com uma tendência com a temperatura de condensação (representada pela linha sólida

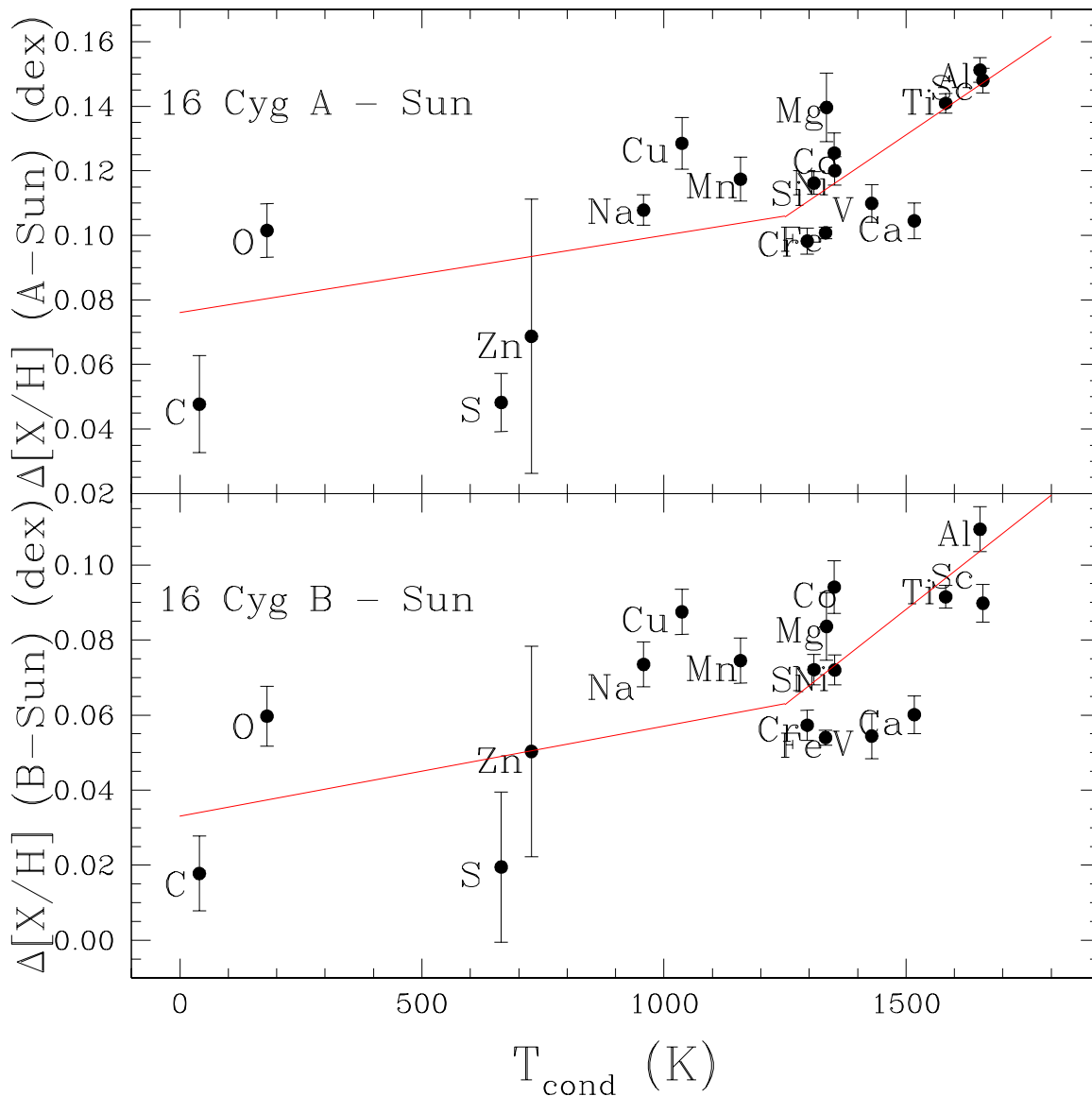


Figura 2.20: Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A - Sol (painel superior) e 16 Cyg B - Sol (painel inferior) em função da temperatura de condensação. As linhas sólidas representa o padrão médio encontrado por Meléndez et al. (2009) para 11 gêmeas solares comparadas ao Sol. Um deslocamento vertical foi feito para que a curva correspondesse às abundâncias das estrelas do sistema 16 Cygni.

azul na Figura 2.21). Laws & Gonzalez (2001) encontraram uma tendência similar a partir da análise da abundância de 13 elementos em função da temperatura de condensação, com uma inclinação de  $1.4 \pm 0.5 \times 10^{-5} \text{ dex.K}^{-1}$  (como mencionado em uma nota *added in proof*, porém sem maiores detalhes). Apesar de não terem encontrado uma diferença no conteúdo químico no par binário, Schuler et al. (2011) também encontram uma relação entre a abundância dos elementos refratários com a temperatura de condensação, com uma inclinação de  $1.4 \pm 2.8 \times 10^{-5}$ , mas devido à grande incerteza relativa de seu ajuste linear esta tendência não fica evidente.

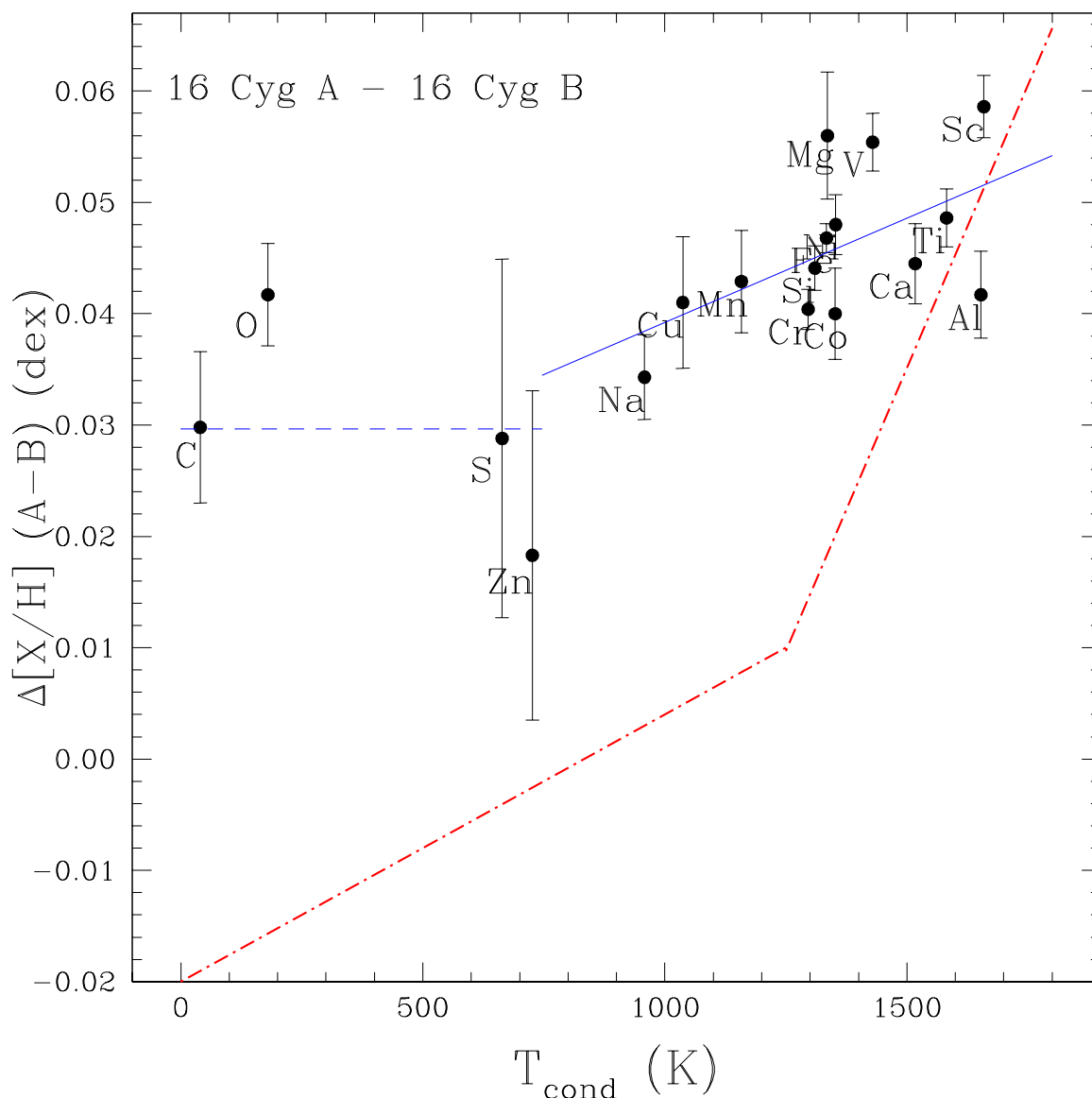


Figura 2.21: Abundâncias diferenciais de 16 Cyg A - 16 Cyg B em função da temperatura de condensação. A linha tracejada é a média dos elementos voláteis e a linha sólida representa o padrão de abundâncias para os elementos refratários. A linha pontilhada e tracejada é o padrão de abundância encontrado por Meléndez et al. (2009) depois de um deslocamento vertical para que haja correspondência com as abundâncias dos elementos refratários em A-B.

Neste trabalho é encontrado uma tendência em função da temperatura de condensação para os elementos refratários com uma inclinação de  $1.88 \pm 0.79 \times 10^{-5} \text{ dex.K}^{-1}$ . Note que as diferenças nas abundâncias no sistema 16 Cygni é bem diferente do padrão de abundâncias encontrado por Meléndez et al. (2009), como mostrado na Figura 2.21.

A deficiência de 16 Cyg B, quando comparada com 16 Cyg A, pode estar relacionada com a formação de seu planeta gigante (16 Cyg Bb), na qual teriam sido "usados" os elementos refratários do disco proto-planetário "faltantes" em sua fotosfera. A relação entre as abundâncias

dos elementos refratários com a temperatura de condensação podem então representar a acreção do núcleo rochoso deste planeta gigante.

## 2.5 Estimativa de massa do núcleo rochoso do planeta gigante gasoso 16 Cyg Bb

Nesta seção é detalhado como foi feita a estimativa do núcleo rochoso do planeta gigante gasoso que orbita a estrela 16 Cyg B. Como esta estrela é uma gêmea solar, os cálculos a seguir são baseados na abundância solar e nas abundâncias da Terra e dos meteoritos condritos do nosso Sistema Solar, seguindo o procedimento de Chambers (2010).

O passo inicial foi a atribuição de uma massa para as abundâncias de cada elemento contido na fotosfera solar. Para isso foram utilizadas as abundâncias de Asplund et al. (2009) e suas respectivas massas atômicas  $A$ . Foram usadas para Li, Be e B suas abundâncias meteoríticas, assim como para elementos que não possuem uma abundância fotosférica atribuída. De modo que:

$$m'_i = A \times 10^{Ab}, \quad (2.4)$$

onde  $Ab$  é a abundância química logarítmica (como definida na Eq. 1.17).

Por exemplo para o carbono temos que  $m_C = 12.0107 \times 10^{8.43}$ , sendo que a abundância dada por Asplund et al. (2009) é dada na forma logarítmica. Depois disso para cada elemento estimamos a proporção de massa de cada um destes elementos na zona convectiva:

$$m_i^{Conv} = M_{Conv} \frac{m'_i}{\sum m'_i}, \quad (2.5)$$

onde  $M_{Conv}$  é a massa da zona convectiva da estrela;  $m'_i$  vem da Eq. 2.4 e  $\sum m'_i$  é o somatório de  $m'_i$  para todos os elementos usados.

Um passo crítico nesta etapa é a estimativa da massa da zona convectiva da estrela no momento da formação do núcleo rochoso. No caso do Sol, como discutido em seções anteriores, a zona convectiva do Sol se estabiliza em menos de 10 Myr (antes da dissipação do disco de acreção) e sua massa é de  $\approx 2\%$  de sua massa total.

O próximo passo é determinar como a acreção de material à zona convectiva afeta a sua composição química. Para isso é preciso estipular que tipo de material irá ser adicionado. No

cálculo do núcleo rochoso utilizaremos uma mistura de material com a mesma composição da Terra e de meteoritos CM condritos. A massa associada a cada elemento químico (em massas terrestres) nesta mistura é estimada de forma análoga à Eq. 2.5. Desde modo, a variação de abundância para cada elemento químico, devido a adição deste material, é igual à:

$$\Delta Ab = \log \left( \frac{m_i^{Conv} + m_i^{Mat}}{m_i^{Conv}} \right), \quad (2.6)$$

onde  $m_i^{Mat}$  é a massa atribuída ao material rochoso para um determinado elemento químico  $i$ .

Na Figura 2.22 é mostrado o resultado da adição de uma mistura contendo  $1M_{\oplus}$  com a composição química da Terra e  $1M_{\oplus}$  de composição CM condritos a uma zona convectiva de  $0.023M_{\odot}$ , similar à zona convectiva do Sol.

Note que com a adição desta mistura rica em elementos refratários, podemos reproduzir, qualitativamente, a inclinação do padrão de abundância dos elementos refratários refratários em 16 Cyg B. Com base em Chambers (2010) e Meléndez et al. (2009), assumimos que este perfil de abundâncias de elementos refratários corresponde à assinatura espectral de formação do núcleo rochoso de 16 Cyg Bb, com massa de  $\approx 2M_{\oplus}$ , se o tamanho da zona de convecção durante sua formação é de  $\sim 2\%$  da massa total da estrela.

Entretanto, esta é apenas uma massa mínima do núcleo rochoso. Se assumirmos uma zona convectiva de  $0.1M_{\odot}$  durante sua formação, temos que a massa do núcleo rochoso (usando a mesma composição química da mistura descrita acima) seria de  $\approx 9M_{\oplus}$ ; e com uma zona convectiva de  $0.5M_{\odot}$  teríamos um núcleo de  $\approx 30M_{\oplus}$  (Figura 2.23).

Estes resultados estão com um *offset* de +0.03 dex para que haja correspondência com as abundâncias de 16 Cyg (A-B) dos elementos voláteis, que provavelmente foram capturados pelo planeta gigante gasoso, formando assim sua densa atmosfera. Uma melhor representação disto é dada pela Figura 2.24, aonde é mostrada a variação de abundâncias elementais de 16 Cyg (A-B) em função da temperatura de condensação, que foram "usadas" para a formação do núcleo de acreção e do envelope gasoso do planeta 16 Cyg Bb.

## 2.6 Considerações finais

Existem alguns estudos na literatura com explicações alternativas que descartam a influência da formação planetária na composição química da estrelas (e.g.; Önehag et al., 2011; Adibekyan

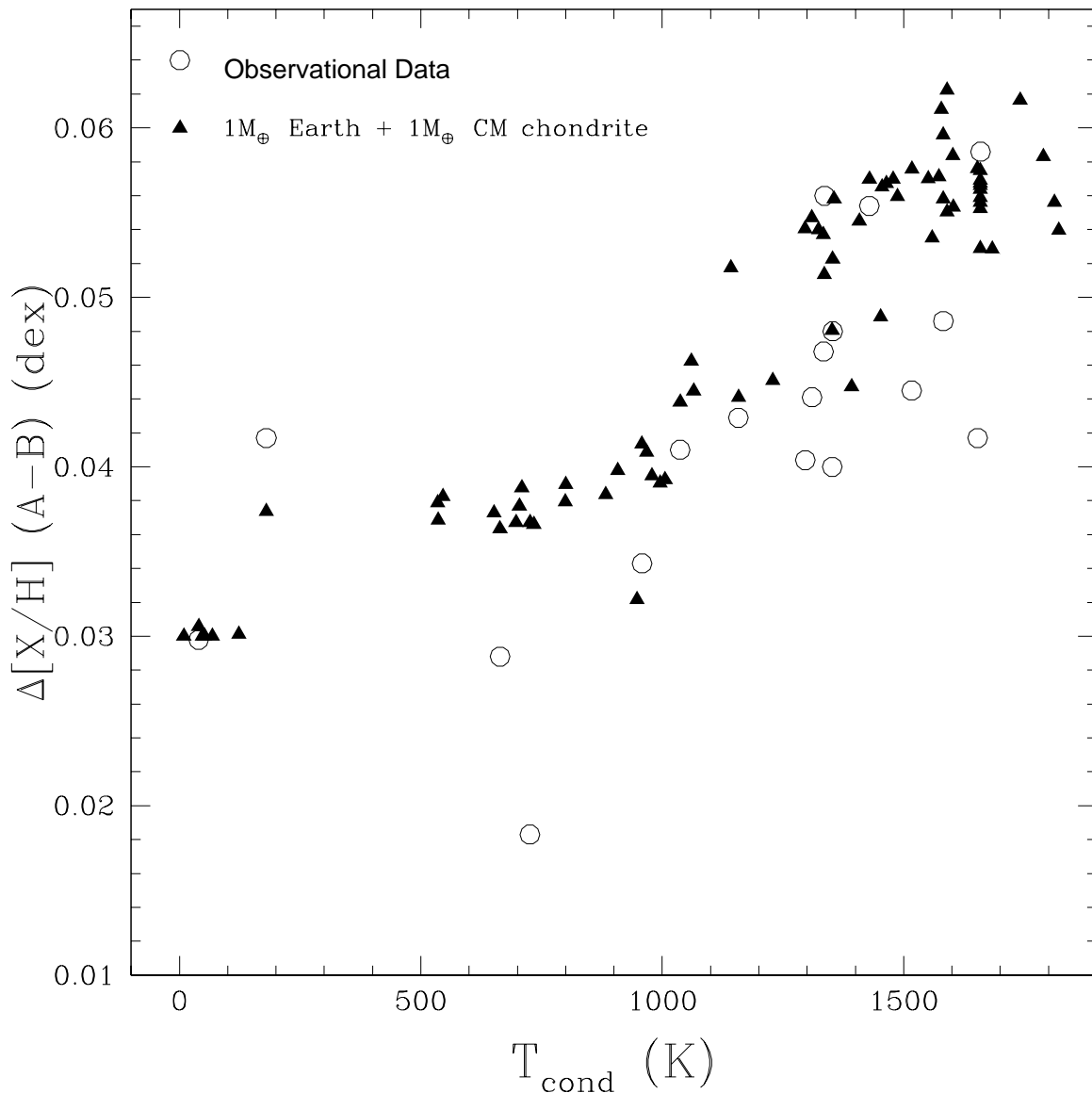


Figura 2.22: Estimativa da variação da composição química na zona convectiva ( $0.02 M_{\odot}$ ) da estrela 16 Cyg B (usando-se abundâncias solares) depois da adição de uma mistura contendo  $1M_{\oplus}$  de material com composição química terrestre e  $1M_{\oplus}$  de material com a composição química dos CM condritos.

et al., 2014), para os padrões de abundâncias que encontramos observacionalmente para o sistema binário 16 Cyg.

Em Önehag et al. (2011) é sugerido que a presença de estrelas quentes na vizinhança imediata do Sol e do aglomerado aberto M67 poderiam ter alterado a composição final destas estrelas devido a influência de sua radiação. Nós não podemos provar que este efeito não tenha alterado o padrão de abundância no Sol e em M67, mas entretanto, este cenário parece um tanto improvável para o sistema 16 Cyg, pois as duas componentes são muito próximas, com uma separação de

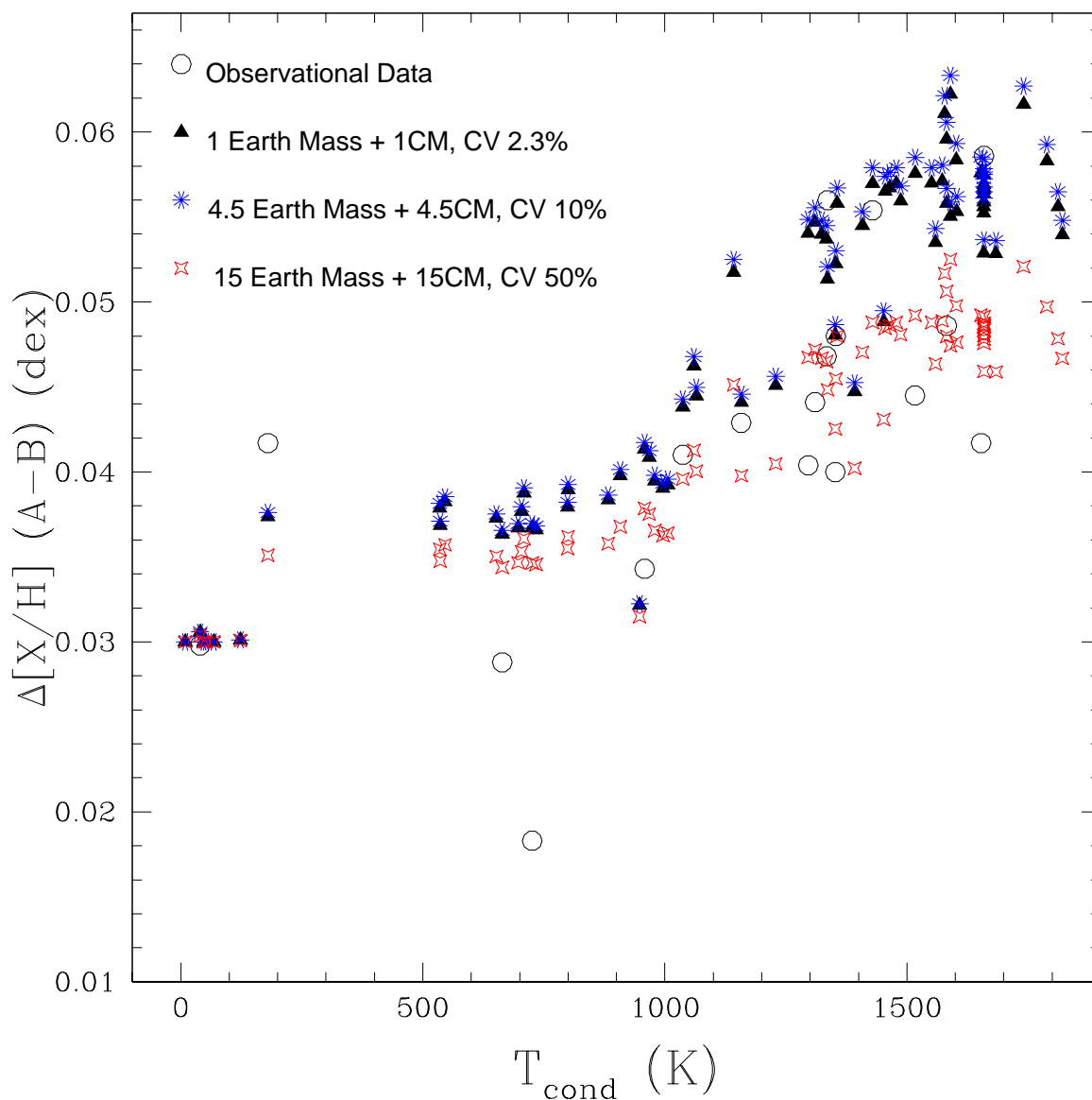


Figura 2.23: Estimativa da quantidade de material que seria necessário para reproduzir o padrão de abundâncias de 16 Cyg B para zonas convectivas com  $0.023M_{\odot}$ ,  $0.1M_{\odot}$  e  $0.5M_{\odot}$ .

apenas 73 AU. Para que a poeira seja ejetada radiativamente de apenas uma estrela do sistema (no caso 16 Cyg B), enquanto a outra estrela se mantém inalterada, uma estrela massiva tem que estar perto de apenas 16 Cyg B (como argumentado por Ramírez et al. (2015) para o caso de XO-2). Ou seja, a poeira ser repelida pela radiação de uma estrela massiva não consegue explicar a diferença de abundâncias em um sistema binário.

Já Adibekyan et al. (2014) argumentam que a posição de nascimento de uma estrela, em relação ao centro Galático, pode explicar a correlação do padrão de abundâncias com a temperatura de condensação. Estes autores encontram que em estrelas que migraram de regiões internas

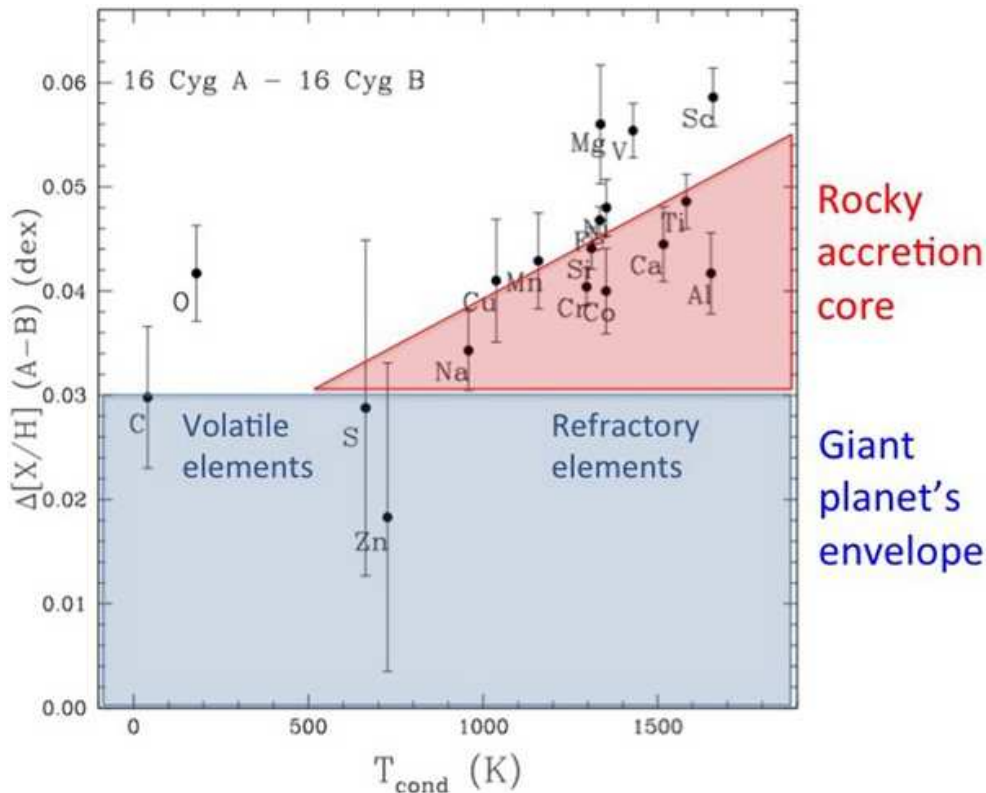


Figura 2.24: Figura representando a variação das abundâncias elementais de 16 Cyg B que foram usadas para a formação do envelope gasoso e do núcleo rochoso do planeta 16 Cyg B.

do disco tem uma menor razão entre elementos refratários para elementos voláteis. Entretanto, este cenário não é capaz de explicar porque existe uma discrepância no conteúdo refratário da estrela 16 Cyg B quando comparada com 16 Cyg A, partindo da premissa que elas se formaram da mesma nuvem molecular. Ou seja, a influência da posição destas estrelas na Galáxia não pode explicar a inclinação do ajuste linear das abundâncias dos elementos refratários em uma análise espectral 16 Cyg (A-B). Complementar a isso, em Spina et al. (2016) é mostrado que, depois de subtraídos os efeitos de evolução química da Galáxia, ainda são encontrados *slopes* em  $[X/H]$  em função da temperatura de condensação. Isto indica que outros processos além da evolução química pode afetar a correlação entre a abundância e a temperatura de condensação.

Existem outros estudos de sistemas binários que encontram resultados similares aos nossos. Em Teske et al. (2015), os autores analisam o sistema binário XO-2, onde ambas as componentes (XO-2S e XO-2N) possuem um mesmo tipo espectral (G9) e têm planetas gigantes detectados, de massas diferentes entre si. Neste sistema são encontradas diferenças no conteúdo químico de uma estrela para outra, em especial nos elementos refratários Fe, Si e Ni. Este resultado é confirmado por Biazzo et al. (2015) que encontram que todos os elementos por eles analisados



mostram uma abundância média maior em  $+0.067 \pm 0.032$  dex em XO-2N quando comparada com XO-2S (ver também Ramírez et al., 2015).

Em Mack et al. (2014), os autores fazem uma análise de abundâncias nas estrelas binárias HD 20782/81, onde ambas têm planetas detectados e, encontram uma diferença entre elas de  $0.04 \pm 0.07$  dex. Embora, com esta barra de erros, não seja possível dizer que as estrelas tem diferentes metalicidades, os autores encontram *solpes* positivos entre o conteúdo de elementos refratários em função da temperatura de condensação. Um outro resultado negativo (sem diferenças na composição química) é para o sistema binário HAT-P-1, onde a secundária tem planetas e a primária não (Liu et al., 2014).

No recente trabalho de Saffe et al. (2016), são analisadas as abundâncias através do modo diferencial do sistema binário  $\zeta^1 - \zeta^2$  Ret, onde a componente  $\zeta^2$  tem um disco de detritos. Neste trabalho é que a componente  $\zeta^1$  Ret é levemente mais rica em metais por  $\sim 0.02$  dex do que  $\zeta^2$  Ret. No cálculo diferencial, usando  $\zeta^2$  Ret como estrela de referência, é encontrado uma maior abundância de elementos refratários em relação aos voláteis, e um *slope* positivo em um ajuste linear das abundâncias dos elementos refratários em função da temperatura de condensação.

Os resultados destes estudos apresentados acima, estão de acordo com o que encontramos para o sistema 16 Cygni que apontam que as peculiaridades encontradas na comparação do conteúdo químico de sistemas binários estão ligadas com a formação planetária.

Os resultados apresentados neste capítulo fizeram parte de um *press release* organizado pelo CFHT, com o título: *Fingerprinting the formation of giant planets*<sup>6</sup> que pode ser encontrado em anexo. O artigo teve atenção da mídia internacional com a publicação de matérias como: *Distant Stellar Atmospheres Shed Light on how Jupiter-Like Planets form*<sup>7</sup>.

Também foi publicada uma matéria sobre a descoberta no jornal Folha de São Paulo, entitulado: *Cientistas da USP investigam estrelas em busca de planetas*<sup>8</sup>.

<sup>6</sup> <http://cfht.hawaii.edu/en/news/16CygAB/>

<sup>7</sup> <http://www.universetoday.com/113314/distant-stellar-atmospheres-shed-light-on-how-jupiter-like-planets-form/>

<sup>8</sup> <http://m.folha.uol.com.br/ciencia/2014/09/1510581-cientistas-da-usp-investigam-estrelas-em-busca-de-planetas.shtml>



# Processos de Mistura no Interior Estelar Inferidas através das Abundâncias de Berílio

A abundância solar de berílio fotosférico tem sido alvo de muita discussão, com vários autores encontrando diferentes valores. Trabalhos anteriores sugerem que o Be é depletado na atmosfera solar quando comparado com meteoritos (Chmielewski et al., 1975). Em estrelas do tipo solar, o conteúdo de Be só pode ser estimado através das linhas do dubleto de BeII em 313 nm, em uma região muito populada por linhas de outros elementos químicos e *blends* de diferentes espécies.

Neste Capítulo mostraremos a dificuldade da determinação das abundâncias de Be assim como os diversos processos que podem influenciar a queima de Be em estrelas do tipo solar (nas Seções de 3.1 - 3.3). Na Seção 3.4 é mostrada a metodologia e os resultados da inferência do conteúdo de berílio em gêmeas solares, publicados em Tucci Maia et al. (2015). No Apêndice E é tratado o processo de nucleossíntese primordial.

### 3.1 Abundâncias de Li e Be relacionadas à zona convectiva

Em estrelas mais quentes, como as do tipo A, onde o H é fortemente ionizado, a zona convectiva, que é localizada logo abaixo da atmosfera estelar, é bem rasa. Em estrelas de tipo tardio, como as de tipo F e G, a convecção acontece em regiões mais profundas; em estrelas ainda mais frias, como as de tipo K e M, as zonas de convecção se tornam tão grandes que o envelope convectivo domina quase toda a estrutura da estrela. O transporte de material no interior das estrelas é afetado pelo tamanho da zona convectiva e isso influencia a eficiência da mistura nesta região, levando material para maiores profundidades e com temperaturas mais altas.

Este efeito pode ser um dos motivos para a depleção de Li e Be ser mais intensa em estrelas

do tipo tardio com temperaturas (massas) menores, como observado por Santos et al. (2004). Eles reportam um *dip* nas abundâncias de Li e Be cujo um pico aparece em torno  $\sim 6100$  K para ambos os casos, como é mostrado na Figura 3.1. Para temperaturas menores que  $T < 6000$  K e  $T > 6200$  K ocorre uma diminuição gradual do conteúdo destes elementos leves em estrelas do tipo solar (anãs e sub-gigantes), segundo Santos et al. (2004). Este *dip* também é reportado em Boesgaard & Krugler Hollek (2009).

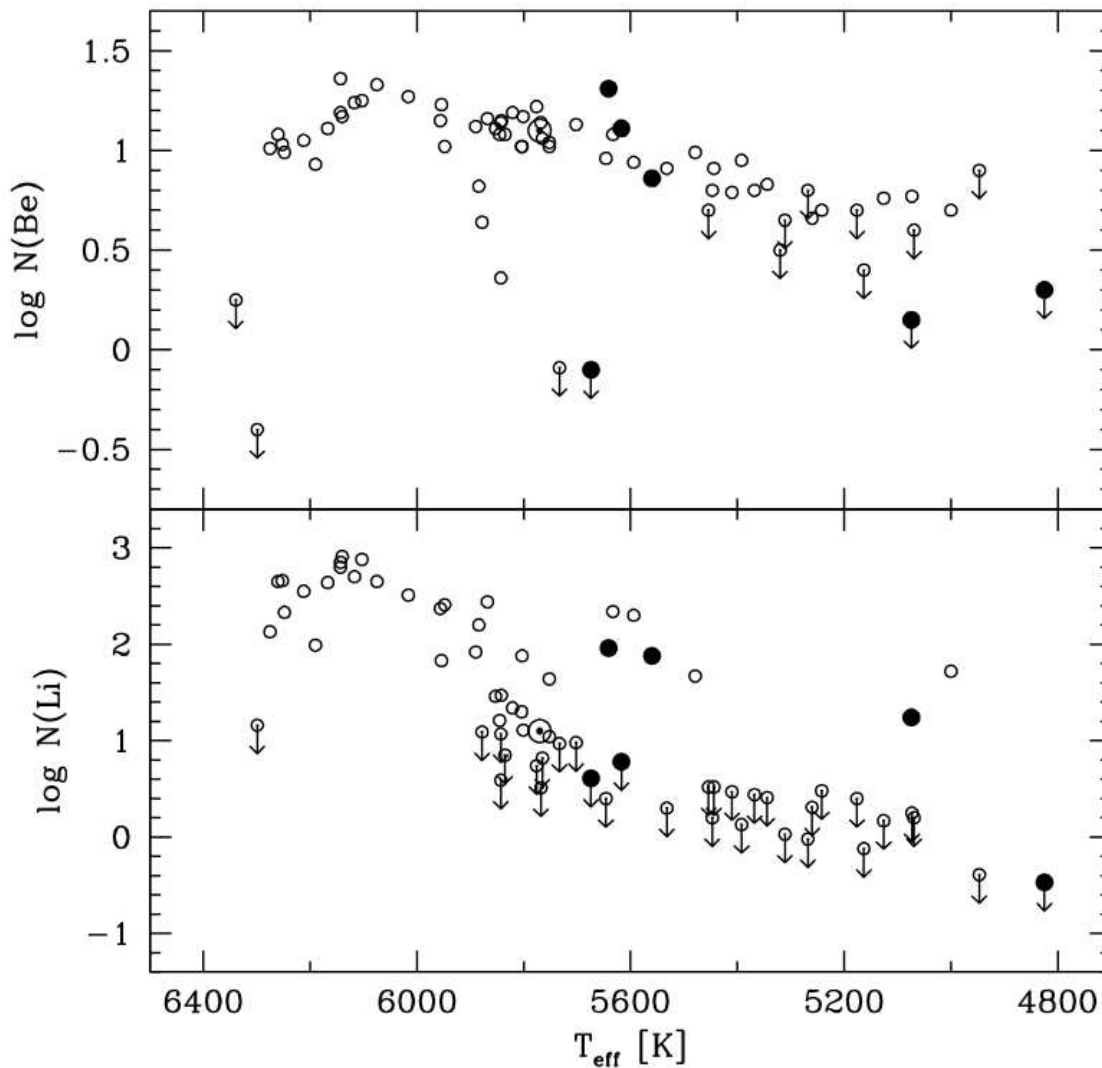


Figura 3.1: Abundâncias de Be em função da temperatura efetiva (painel superior) para a amostra de Santos et al. (2004). Os círculos preenchidos são 6 estrelas sub-gigantes. O painel inferior é similar ao de cima, mas em relação ao Li. Retirado de Santos et al. (2004).

Note que as maiores abundâncias de Be se encontram na região perto de 5800-6000 K, com menores abundâncias para estrelas com temperatura efetiva menores. Acredita-se que esta

depleção em estrelas com temperaturas efetivas menores de aproximadamente 5800 K aconteça devido ao aumento da profundidade da zona convectiva para estrelas de baixa massa (mais frias), permitindo que os processos extras de mistura atuem com mais eficiência, como descrito acima. Entretanto, isto não é capaz de explicar o porque da depleção de Be para temperaturas mais altas ( $T_{eff} > 6300$  K), como visto na Figura 3.1. Boesgaard & Krugler Hollek (2009) encontram na região de 6300-6500 K um *dip* de Li e Be. Este *dip* de Li e Be é encontrado em estrelas com temperaturas efetivas maiores que 6100 K, quando comparamos as abundâncias destes elementos com estrelas de temperaturas menores. A região na qual ele é encontrado pode ter uma pequena variação, dependendo da amostra analisada. Por exemplo, Boesgaard & Tripicco (1986) encontram que o *dip* está em  $T_{eff} \sim 6300 - 6800$  K para Hyades e que a largura deste pode ser maior para estrelas mais velhas, como encontrado por Michaud (1986).

Uma possível explicação para o baixo conteúdo de Li e Be em estrelas mais quentes pode ser a difusão atômica. Michaud (1986) relatata que para estrelas mais frias que 6400 K, a difusão não teria tempo o suficiente para agir no conteúdo químico destas estrelas devido à grande profundidade relativa da zona convectiva. Como a zona de convecção diminui rapidamente conforme a temperatura efetiva é aumentada, os efeitos da difusão se tornariam mais efetivos e isso levaria a uma maior eficiência na queima de Li e Be.

Smiljanic et al. (2011), ao analisarem o conteúdo de Li e Be de estrelas do tipo G e K nos aglomerados jovens pré-sequência principal IC 2391 e IC 2602, encontram que a abundância de Be se mantém constante, dentro de seus limites de erros, durante toda a pré-sequência independente de sua  $T_{eff}$  (Figura 3.2). Com isso, a depleção deste elemento deve começar logo no início da sequência principal. Smiljanic et al. (2011) relatam também que quando satisfeitas as condições para a queima de Be, esta queima pode acontecer rapidamente para estrelas mais frias.

Entretanto, é importante ressaltar que para concluir se ocorre ou não depleção de Li e Be em um determinado grupo de estrelas, é de extrema necessidade dar bastante atenção ao intervalo de massa e de metalicidade para a amostra estudada. Como dito acima, a massa é o parâmetro fundamental para determinar a profundidade da zona convectiva de uma estrela e, conseqüentemente, tem grande influência nos processos de mistura. Além disso, a metalicidade também afeta a profundidade da zona de convecção. Em Xiong & Deng (2007) é mostrado que a zona convectiva fica mais profunda com o aumento da metalicidade em estrelas de população do tipo I. Essa correlação se deve ao fato que a metalicidade influencia na opacidade (quanto maior a metalicidade maior a quantidade de absorvedores no meio). Uma maior opacidade causa um

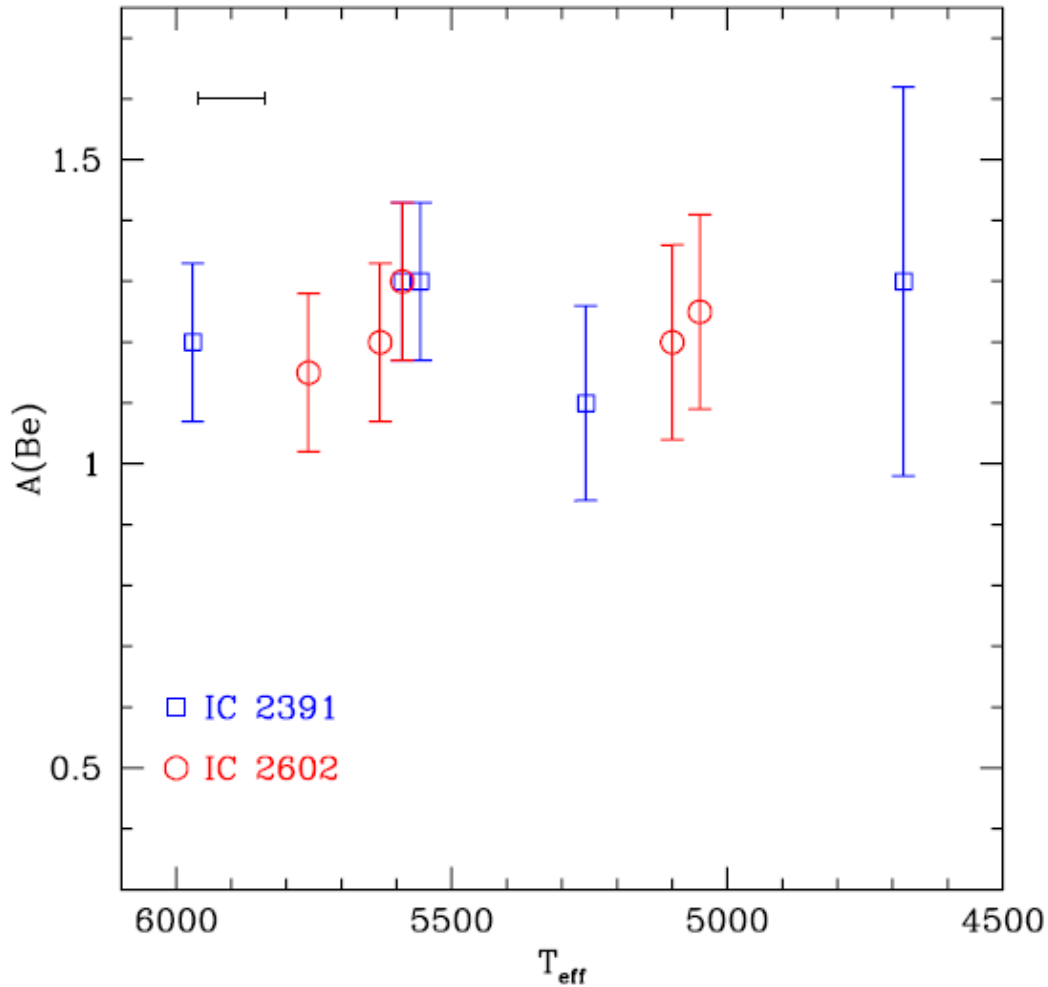


Figura 3.2: Abundância de Be em função da temperatura efetiva de estrelas em IC 2391 (quadrados abertos), e IC 2602 (círculos abertos) de idades 50 Myr e 46 Myr, respectivamente. (Smiljanic et al. (2011).

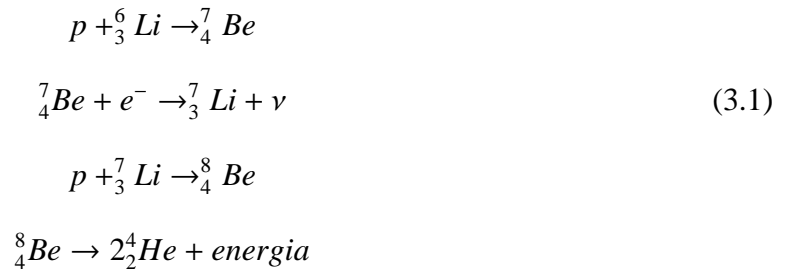
maior gradiente de temperatura no interior da estrela e com isso faz com que essa região fique mais propensa a convecção e, com isso, um aumento na zona convectiva. Por isso, sugere-se cuidado ao se comparar estrelas, mesmo estas sendo de tipo espectral bem parecidos, mas com metalicidades significativamente diferentes. Levando tudo isso em conta, estrelas gêmeas solares são ideais para este tipo de análise, pois por definição estas estrelas são muito similares ao Sol e consequentemente entre elas mesmas.

Deve-se notar também que na astrofísica estelar a zona convectiva é usualmente modelada usando a teoria de comprimento de mistura, onde a transferência de energia é feita através de elementos macroscópicos no fluido. No cenário de comprimento de mistura, o elemento macroscópico viaja com velocidade  $v$  em uma distância  $L$  até que esse elemento é dissipado no meio. Apesar de ser uma aproximação grosseira, esta teoria permite que várias propriedades sejam reproduzidas. Entretanto, esta teoria não diz nada sobre a estrutura da zona convectiva ou

sobre suas condições de contorno, como descrito em Montalbán & Schatzman (2000). Com isso existem fenômenos (como material da zona convectiva ultrapassar esta região, e *overshooting* convectivo) que não podem ser descritos por essa teoria.

### 3.2 Queima de Li e Be no interior estelar

Os elementos leves como lítio e berílio podem dizer muito sobre a estrutura das estrelas, assim como os efeitos de mistura e transporte de material em seus interiores. Lítio e berílio são destruídos em temperaturas relativamente baixas,  $2.5 \times 10^6\text{K}$  e  $3.5 \times 10^6\text{K}$ , respectivamente, através de reações  $p$  e  $\alpha$ , como mostrado na Equação 3.1, quando material é levado para regiões mais profundas e mais quentes no interior estelar, abaixo da zona convectiva, como mostra a Figura 3.3. Entretanto, o mecanismo (ou mecanismos) que favorecem a depleção desses elementos ainda é tema de discussão. Os modelos propostos para recriar a depleção destes elementos recorrem para fenômenos como: rotação, mistura induzida por ondas gravitacionais internas, difusão microscópica e *overshooting* convectivo. Esses modelos serão descritos mais adiante.



Anteriormente vários astrônomos (e.g., Goldberg et al., 1960; Mutschlechner, 1963) tentavam obter a abundância de Be, não somente a partir das linhas de dubleto ressonante em 3130 Å, mas também através de uma outra linha em 3321 Å (atribuída a duas linhas de tripleto de BeI  ${}^3P^0$ - ${}^3S^0$ ). Entretanto essa linha se mostrava ser um tanto quanto problemática pois, quando usada nos cálculos, apresentava uma diferença na  $A(\text{Be})$  de até a uma ordem de magnitude maior quando comparadas com o valor encontrado utilizando-se as linhas do dubleto. Entretanto, é descrito em Chmielewski et al. (1975), que a linha de BeI em 3321Å é mais ionizada que o esperado em LTE, e isso resultaria em linhas mais fracas e quase indetectáveis, como é confirmado pelo espectro solar, portanto esta linha não é uma opção viável para a determinação de Be na fotosfera solar. Ou seja, as duas linhas confiáveis o bastante para o estudo do Be, que podem ser observadas do solo, são as do dubleto ressonante de BeII em 3130 Å.

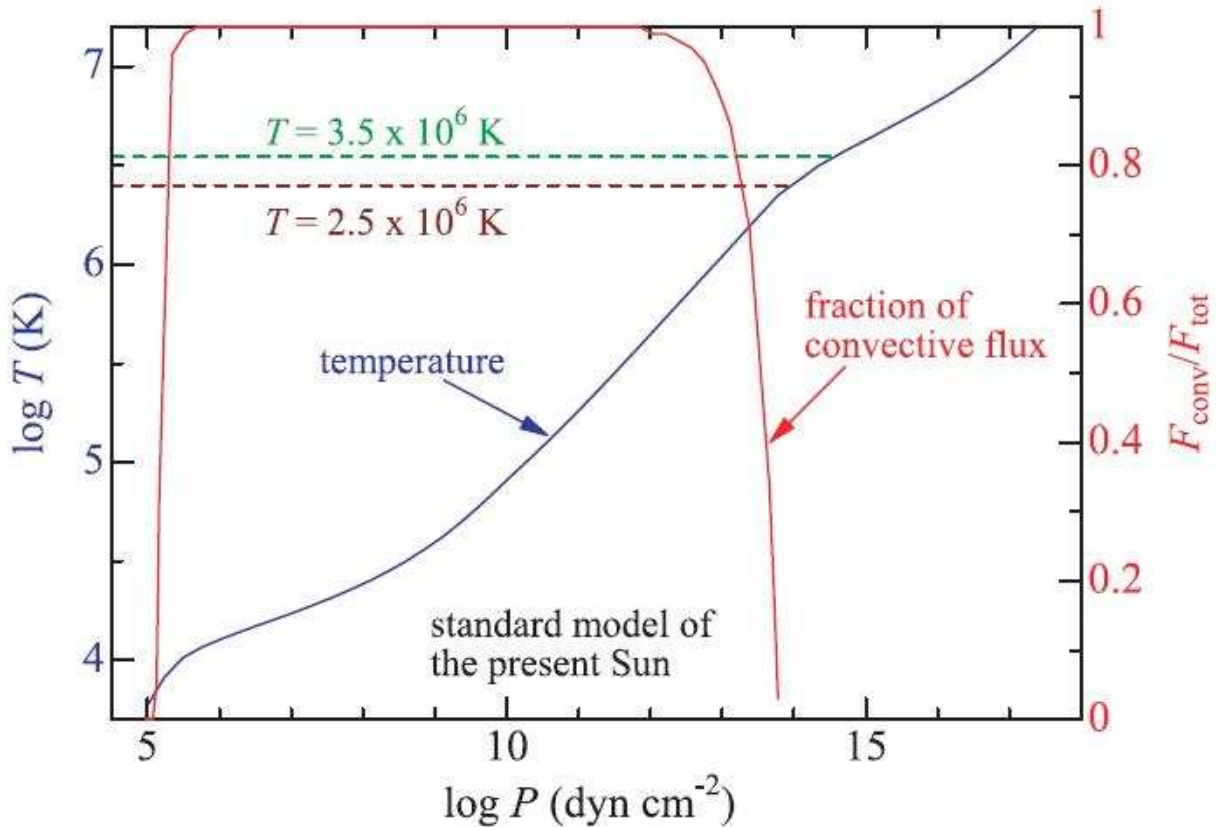


Figura 3.3: Modelo solar padrão mostrando a variação da temperatura e fluxo convectivo em função da pressão. A temperatura de queima de Li ( $2.5 \times 10^6$  K) e Be ( $3.5 \times 10^6$  K) estão indicadas (Takeda et al., 2011).

A observação desses elementos pode ser um desafio a parte. A linha de Li ( $6707 \text{ \AA}$ ) está na parte vermelha do espectro (de mais fácil observação, porém a linha é muito fraca no Sol, requerendo alto S/N) enquanto as únicas linhas possíveis de Be para observar do solo são as linhas de ressonância do BeII ( $3130.420 \text{ \AA}$  e  $3131.065 \text{ \AA}$ ), que estão no UV e perto do corte da atmosfera. Ou seja, o observador deve tomar bastante cuidado em não observar a altas massas de ar, pois a atmosfera absorve muito nessa região. Entretanto, a determinação da abundância de Be usando o dupletto de BeII não é trivial. Essas linhas são muito blendadas por outros perturbadores como CH, OH, ZrI, MnI, FeI, FeII e CrII (Primas et al., 1997; Castilho et al., 1999; Ashwell et al., 2005).

Chmielewski et al. (1975) também detectaram um problema na opacidade do contínuo na região do UV. Segundo esse trabalho, existe uma fonte adicional para a opacidade do contínuo nessa região que afeta a determinação da abundância do Be. Isso porque, ao se levar em conta uma opacidade adicional, para compensar a opacidade faltante em UV, a abundância de Be vai aumentar, pois se existe uma falta de opacidade no contínuo, uma maior abundância de Be vai se



tornar necessária para produzir o perfil de linhas observado. Em Chmielewski et al. (1975) foi determinada uma abundância de Be de  $1.15 \pm 0.20$  dex, e argumentam que, levando em conta a abundância normalizada de Be de 1.30 encontrada por Buseck (1971) em meteoros condritos, dentro do limite de erro estipulado o berílio não está necessariamente depletado na atmosfera solar.

Investigando mais a fundo a idéia do contínuo faltante em UV, Balachandran & Bell (1998), em uma tentativa de quantificá-lo, usaram uma aproximação empírica na qual os autores determinaram a abundância de oxigênio a partir de moléculas de OH. Para isso eles partiram da idéia de que as transições eletrônicas A - X no UV para a molécula de OH devem fornecer a mesma abundância de oxigênio dada pelas transições vibracional-rotacional da mesma molécula no infravermelho. Sendo estas transições no infravermelho consideradas uma das mais confiáveis para a determinação da abundância de O (Grevesse et al., 1984), e com valores para as forças do oscilador ( $\log gf$ ) bem conhecidos (com valores teóricos e experimentais concordando dentro de 10% (Bauschlicher et al., 1987)), elas são usadas para se obter abundâncias muito precisas para o oxigênio no Sol. Com isso Balachandran & Bell (1998) encontraram que a opacidade no contínuo do UV deveria ser aumentada com um fator de  $1.60 \pm 0.15$  acima do valor usual até então utilizado. Levando em conta a correção feita através da opacidade faltante, os autores encontraram uma abundância de Be =  $1.40 \pm 0.09$  dex, que é comparável com a abundância de Be encontrada em meteoros condritos, que é de 1.41 dex em Lodders (2003) ou 1.32 dex em Lodders et al. (2009). Isso é forte evidência de que o Be solar não é depletado. Conclusões similares em relação ao conteúdo de Be no Sol foram obtidas por Asplund (2004), porém modelando as linhas de OH no UV e infravermelho usando um modelo de atmosfera em 3D.

Embora não seja objeto deste estudo, é importante salientar que o boro não é depletado no Sol (Cunha & Smith, 1999). Isto é esperado se o Be no Sol não for depletado, pois o B é destruído a  $T = 5 \times 10^6$  K, ou seja, a temperaturas maiores que o Be.

### 3.2.1 Modelos de depleção de lítio e berílio

Nesta seção serão discutidos alguns dos possíveis processos extras de mistura, responsáveis pela destruição de Li (e talvez de Be) no interior de estrelas similares ao Sol. Esta mistura extra não é definida por apenas um processo isolado, mas provavelmente pela competição entre eles. Entretanto, como dito na seção anterior, podemos inferir até que profundidade a mistura da zona convectiva pode alcançar através da abundância dos elementos leves Li e Be, que são queimados

em temperaturas diferentes, e com isso fornecer vínculos para a criação de modelos de estrutura estelar capazes de reproduzir a abundância destes elementos.

### 3.2.1.1 Rotação

Em uma estrela com velocidade de rotação as superfícies equipotenciais de gravidade não são esféricas, devido à presença da força centrífuga. Isto induz uma circulação de matéria entre as regiões polares e equatoriais chamada de circulação meridional (Zahn, 1992). Esta própria circulação induz o transporte de momento angular, e com isso criando cisalhamentos<sup>1</sup> que se tornam instáveis na direção horizontal, enquanto o cisalhamento vertical é estabilizado pelo gradiente de densidade da estrela (Richard et al., 1996). Este movimento turbulento na direção horizontal na zona convectiva da estrela pode jogar elementos químicos, que subiriam para as camadas mais externas da estrela junto com o fluxo ascendente de matéria, para o fluxo de material descendente e com isso atingir regiões mais profundas na estrela (Richard et al., 1996).

Os modelos de Pinsonneault et al. (1989), que são regidos pela rotação estelar, descrevem uma grande depleção de Be para o caso solar. A rotação agiria nas camadas mais externas, levando material para regiões mais profundas, de modo análogo ao descrito acima, e com isso proporcionando a queima de Li e Be.

Os autores também argumentam que o momento angular inicial é uma propriedade física fundamental que varia de estrela para estrela. Com isso, o grau de mistura induzida por rotação seria proporcional ao transporte de momento angular transferido para camadas mais externas (com essas camadas exibindo baixas velocidades de rotação diferencial e um núcleo central rotacionando em alta velocidade), o que segundo Pinsonneault et al. (1989) explicaria o porque estrelas da mesma massa, composição e idade apresentam diferentes abundâncias de Li e Be. Além disso, a determinação das abundâncias de Li e Be também poderiam ser usadas para resgatar informações sobre o momento angular inicial de uma determinada estrela.

Na Figura 3.4 é mostrada a variação da abundância de lítio e berílio no Sol em função da idade para os modelos de Pinsonneault et al. (1989). Dependendo do momento angular inicial que é adotado, são apresentadas diferentes variações na abundância de Li e Be. É importante ressaltar que nestes modelos a variação de Be com a idade é bem menor do que a variação do

<sup>1</sup> O cisalhamento ou tensão de corte podem ocorrer quando quando forças com mesmo sentido e direção agem em um determinado material. No caso apresentado, o cisalhamento horizontal em estrelas acontece devido à efeitos de velocidade diferencial em função da profundidade na zona convectiva.

Li na mesma escala de tempo, entretanto, a depleção de berílio nestes modelos é bem mais acentuada do que é encontrado neste trabalho (Figura 3.14).

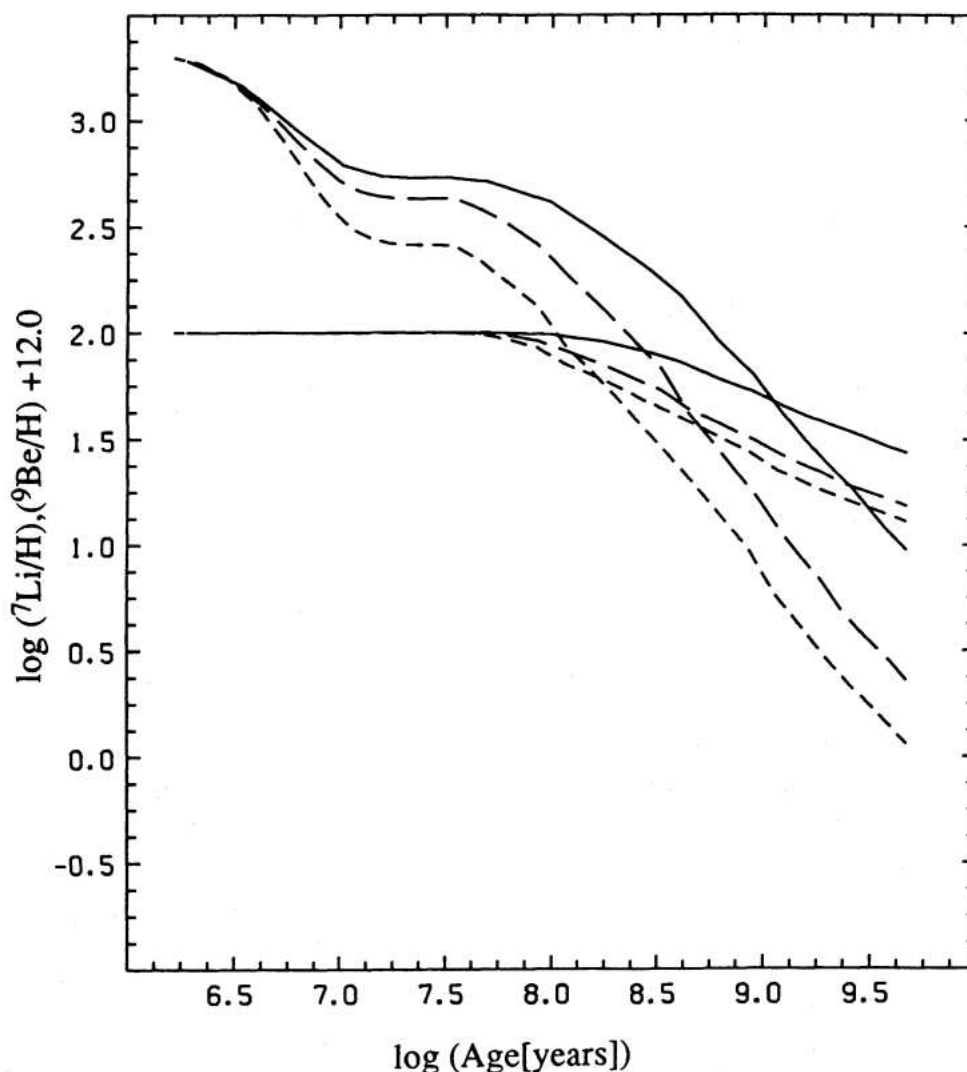


Figura 3.4: Abundância de Li e Be em função do tempo para três modelos diferentes apenas em seus momentos angulares iniciais  $J_0$ . O conjunto superior de linhas (começando em 3.3) representam as abundâncias de  ${}^7\text{Li}$ . O conjunto de linhas inferior (começando em 2.0) representam as abundâncias de  ${}^9\text{Be}$ . A linha sólida é o modelo solar de referência, com  $J_0 = 5 \times 10^{49} \text{ g cm}^2\text{s}^{-1}$ . A linha tracejada longa é um modelo com  $J_0 = 1.63 \times 10^{50} \text{ g cm}^2\text{s}^{-1}$ . E finalmente, a linha tracejada curta é um modelo com  $J_0 = 5 \times 10^{50} \text{ g cm}^2\text{s}^{-1}$ . Retirado de Pinsonneault et al. (1989).

Na Figura 3.5 são mostradas as previsões dos modelos de Richard et al. (1996) para abundâncias de Li e Be para o Sol, com idades variando entre 0.22 Gyr até 4.6 Gyr (a idade atual do Sol). Estes modelos levam em conta os efeitos da difusão microscópica e uma mistura induzida por rotação. Note que estes modelos descrevem uma depleção de Li compatível com os valores solares atuais (com uma depleção de aproximadamente 150 vezes menor do que o lítio meteorítico), mas como no modelo de Pinsonneault et al. (1989) queima muito Be, em oposição aos resultados deste

trabalho.

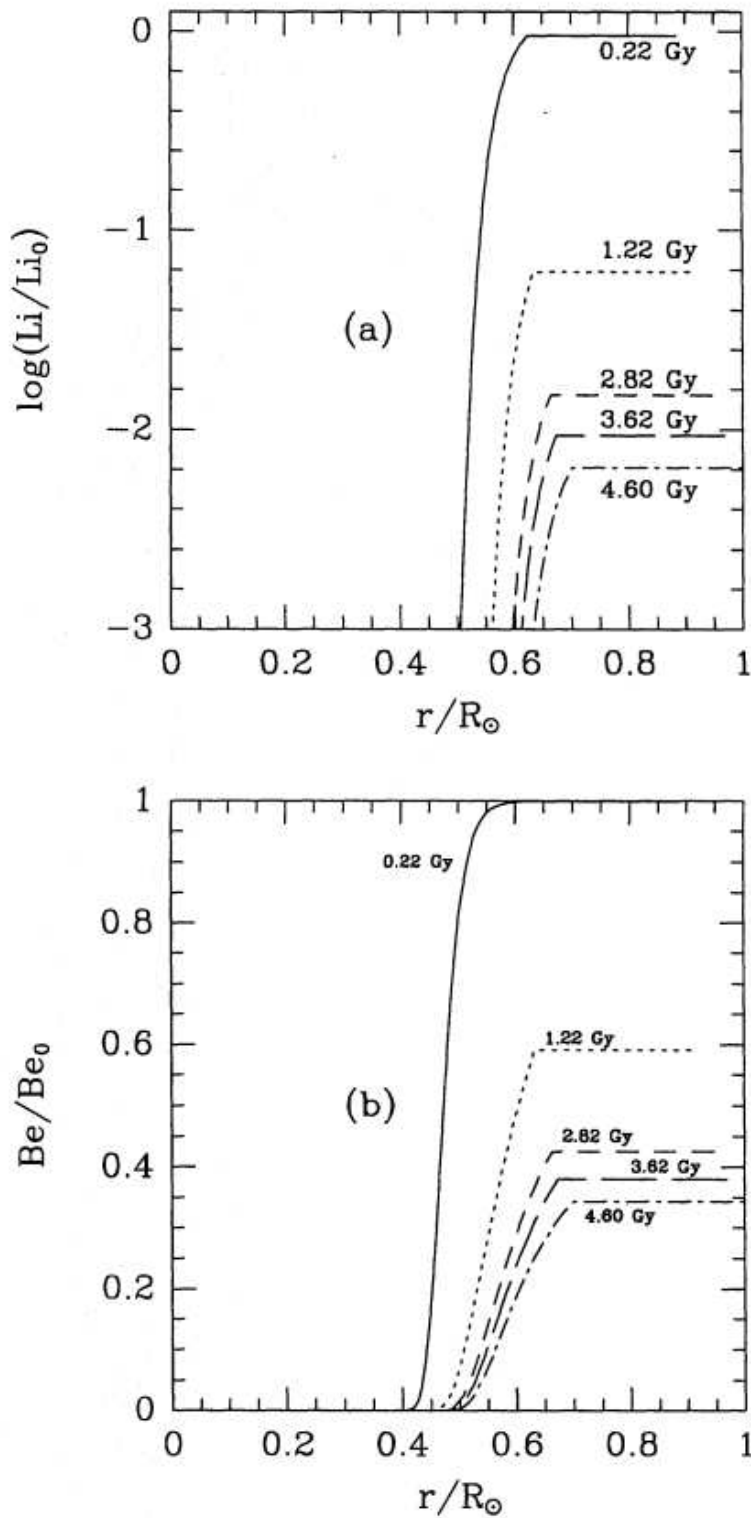


Figura 3.5: Abundâncias de lítio (painel superior) e de berílio (painel inferior) em função da idade dos modelos de Richard et al. (1996).

Observações de abundâncias de Li e rotação estelar no aglomerado jovem  $\alpha$  Per, feitas por Balachandran et al. (1988), indicam uma correlação entre a abundância de lítio e rotação (Figura 3.6). Entretanto, Montalbán & Schatzman (2000) questionam esta correlação e argumentam que nenhum mecanismo proveniente da rotação (descritos em Zahn (1992)) consegue prever uma alta abundância de Li em estrelas jovens e com alta velocidade de rotação. Além disso, na Figura 3.6 é possível notar que também existem estrelas com menor rotação apresentando um alto conteúdo de Li.

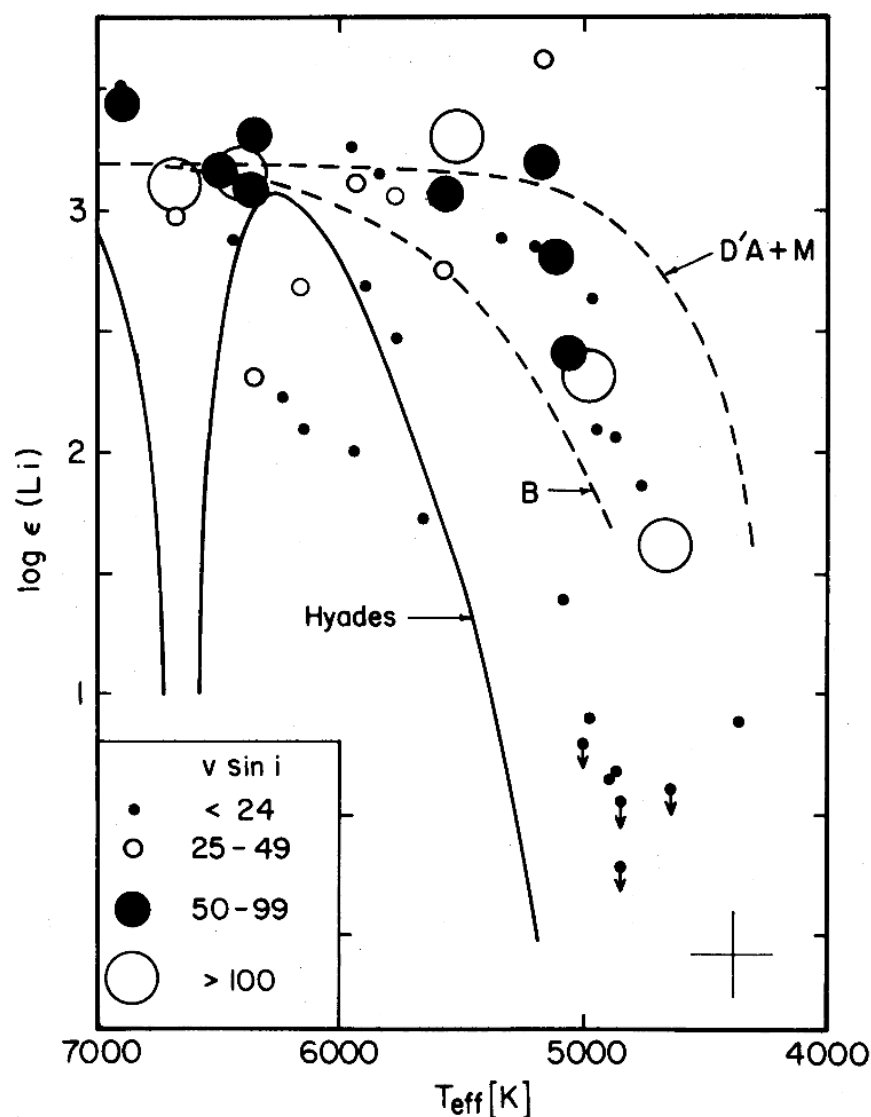


Figura 3.6: Abundâncias de Li em função da temperatura efetiva para o aglomerado  $\alpha$  Per. O tamanho dos círculos representa a velocidade de rotação. Retirado de Balachandran et al. (1988).

### 3.2.1.2 Ondas internas e difusão microscópica

Ondas internas são formadas nos limites da base da zona convectiva em estrelas do tipo solar. A mistura seria então induzida por uma propagação não adiabática na região onde estas ondas são geradas (Montalbán & Schatzman, 2000). Deste modo, o transporte convectivo seria por meio de plumas (Figura 3.7), e criariam uma assimetria entre o fluxo de material ascendente e o descendente, causando uma turbulência nos limites da zona convectiva.

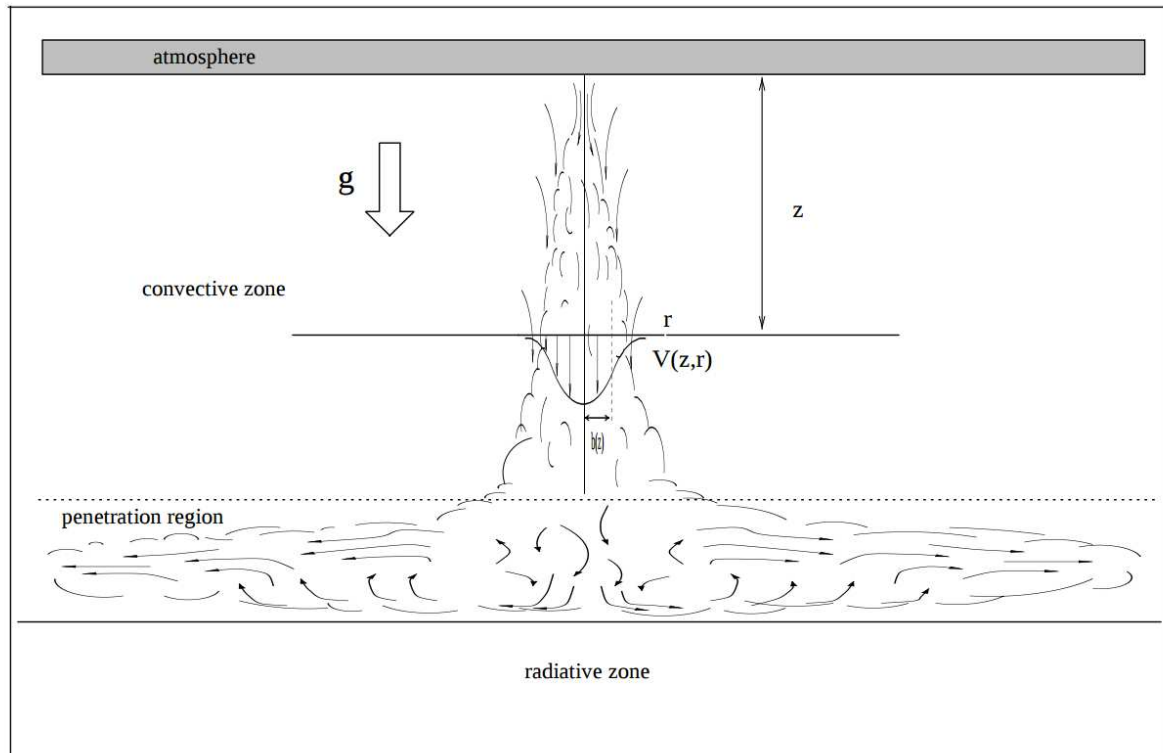


Figura 3.7: Representação de uma pluma na zona convectiva. Retirado de Montalbán & Schatzman (2000)

Montalbán & Schatzman (2000) também sugerem que a mistura é influenciada pela difusão microscópica (ou segregação elemental), que consiste na separação de diferentes espécies de elementos químicos devido aos gradientes de densidade, temperatura e pressão da estrela. Quando a difusão em um meio é baixa, o material fica mais concentrado em uma determinada região e, quando ocorre o transporte de material da zona convectiva para uma região mais profunda, uma maior concentração deste material é levado e, como efeito disso, uma mais eficiente queima de Li. A Figura 3.8 mostra as abundâncias de Li previstas pela difusão nos modelos de Montalbán & Schatzman (2000).

### 3.2.1.3 Overshooting convectivo

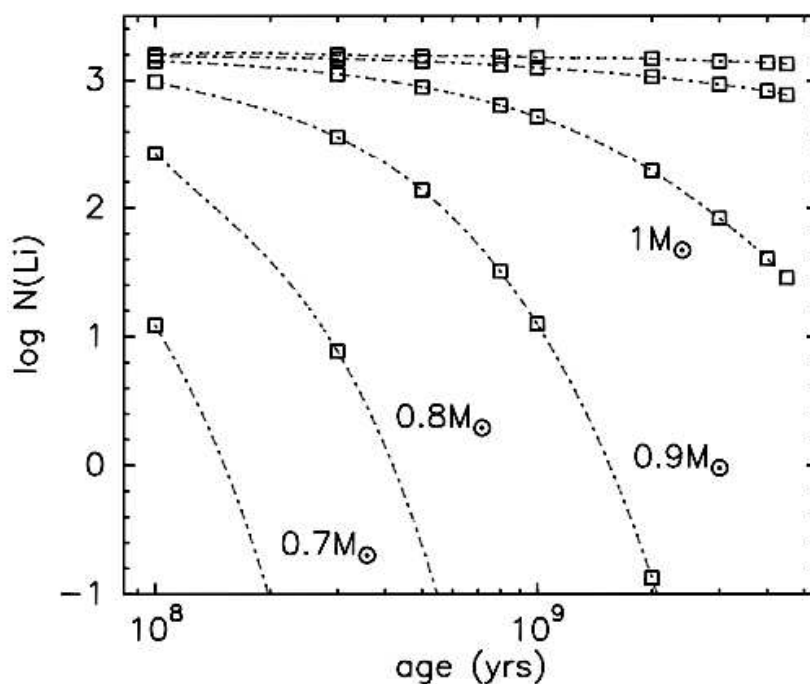


Figura 3.8: Evolução das abundâncias de Li entre  $10^8$  yrs até 4.5 Gyrs para massas de 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1 e 1.2  $M_{\odot}$ . Retirado de Montalbán & Schatzman (2000)

Xiong & Deng (2007) desenvolveram modelos para o cálculo das depleções de Li e Be com base no *overshooting* convectivo. *Overshooting* convectivo é um fenômeno de convecção que carrega material para além de uma zona instável da atmosfera estelar para uma região estável. Este fenômeno é causado pelo momento que o material convectivo carrega para outras regiões, como é sugerida pela queima do Li, que só encontra temperaturas altas o suficientes (para o caso do Sol) abaixo da base da zona convectiva, já na zona de radiação.

A Figura 3.9 mostra as previsões do modelo para estrelas de diferentes massas em função da idade. Para estrelas de 1 massa solar, ocorre uma ligeira depleção de Li enquanto Be não apresenta nenhuma queima.

A seguir detalhamos o nosso estudo de Be em estrelas gêmeas do Sol de idades diferentes, que traz importantes vínculos sobre a mistura no interior solar.

### 3.3 Determinação da abundância de Be

Como já descrito anteriormente, foram adotadas as linhas de dubleto resonante de Be II 3130.420 Å e 3131.065 Å, porque são as únicas linhas possíveis de serem observadas do solo. Existem outras linhas de BeII por todo o espectro estelar, incluindo regiões mais no UV (~

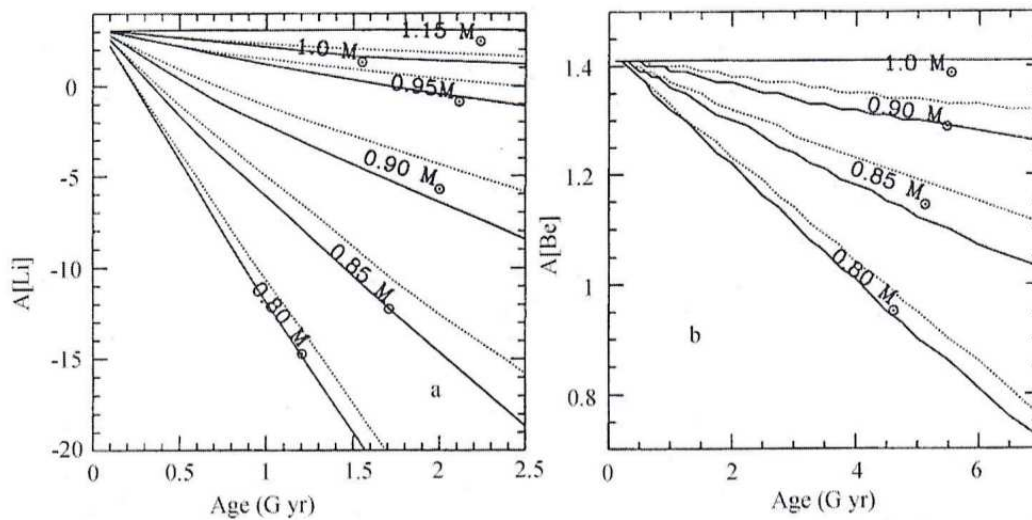


Figura 3.9: Abundâncias de Li (a) e Be (b) como função da idade estelar para modelos evolucionários de diferentes massas. A linha sólida e pontilhada são para  $[\text{Fe}/\text{H}]=0$  e  $0.10$  dex respectivamente. Retirado de Xiong & Deng (2007).

250 nm, abaixo do corte atmosférico) e regiões no vermelho ( $\sim 600$  nm), segundo VALD<sup>2</sup>. Entretanto, todas elas possuem um potencial de excitação bem alto ( $\sim 15$  eV, como por exemplo as linhas de BeII em  $5410 \text{ \AA}$  e  $6276 \text{ \AA}$ ), fazendo com que seja praticamente impossível a sua observação e medição.

Como dito na Seção 3.2.2, acreditava-se anteriormente que existia uma linha de absorção do berílio em  $3321 \text{ \AA}$ , mas Grevesse (1968) e Hauge & Engvold (1968) descobriram que era um erro na identificação de um perfil de absorção do Sol nesta região. Isso faz com que as linhas de Be II  $3130.420 \text{ \AA}$  e  $3131.065 \text{ \AA}$  sejam as mais importantes para a determinação de abundância de berílio.

Como estas linhas estão na região do ultravioleta e blendadas por uma grande quantidade de diferentes espécies atômicas e moleculares (Figura 3.10), a determinação de abundância precisa ser feita através de síntese espectral. As moléculas que mais afetam a linha de Be  $3130 \text{ \AA}$  são CH e OH, com perturbadores nos ambos os lados das asas (Chmielewski et al., 1975). Foi utilizada inicialmente a lista de linhas de Ashwell et al. (2005), na qual os valores de  $\log gf$  foram sutilmente modificados para alcançar uma boa concordância entre o espectro sintético do Sol e seu espectro observado, como mostrado na Figura 3.10. Apesar da linha de Be  $3130 \text{ \AA}$  ser a mais forte, ela é a mais afetada por *blends* (fortes linhas de V II e OH), fazendo com que a linha em  $3131 \text{ \AA}$  seja a mais confiável para a determinação da abundância de Be. A linha de

<sup>2</sup> <http://vald.astro.uu.se/>



3130 Å foi usada apenas para verificação.

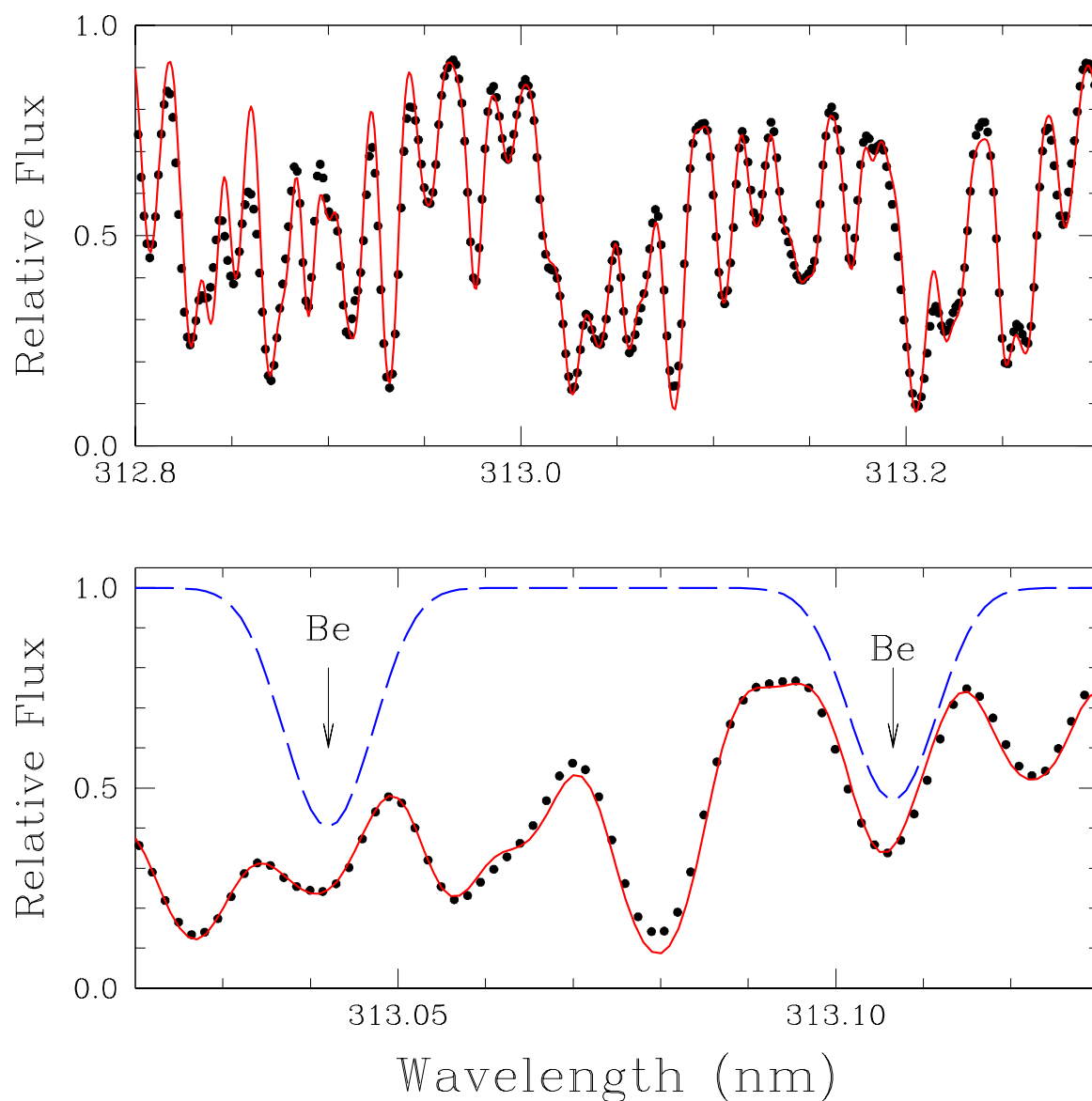


Figura 3.10: Comparação entre o espectro observado (pontos pretos) e o sintético (linha contínua vermelha) para a gêmea solar HIP 102152 na região do Be II (painel superior). No painel inferior é mostrada a região das linhas de Be ampliada. A linha tracejada azul representa a linha de Be sem a influência dos *blends*.

Para auxiliar na calibração do espectro sintético solar foi utilizada a estrela HIP 10725 (Schirbel et al., 2015), uma estrela extremamente depletada em seu conteúdo de Be, com um limite para sua abundância de  $[\text{Be}/\text{H}] \leq -1.2$  dex (Figura 3.11; mais detalhes podem ser encontrados na Seção 6.3). Devido à essa acentuada deficiência, foi possível melhor estimar a influência dos blends da região da linha de BeII, como por exemplo a linha de MnI em 3130.439 Å. A lista final completa, usada na síntese espectral, pode ser encontrada no Apêndice F.

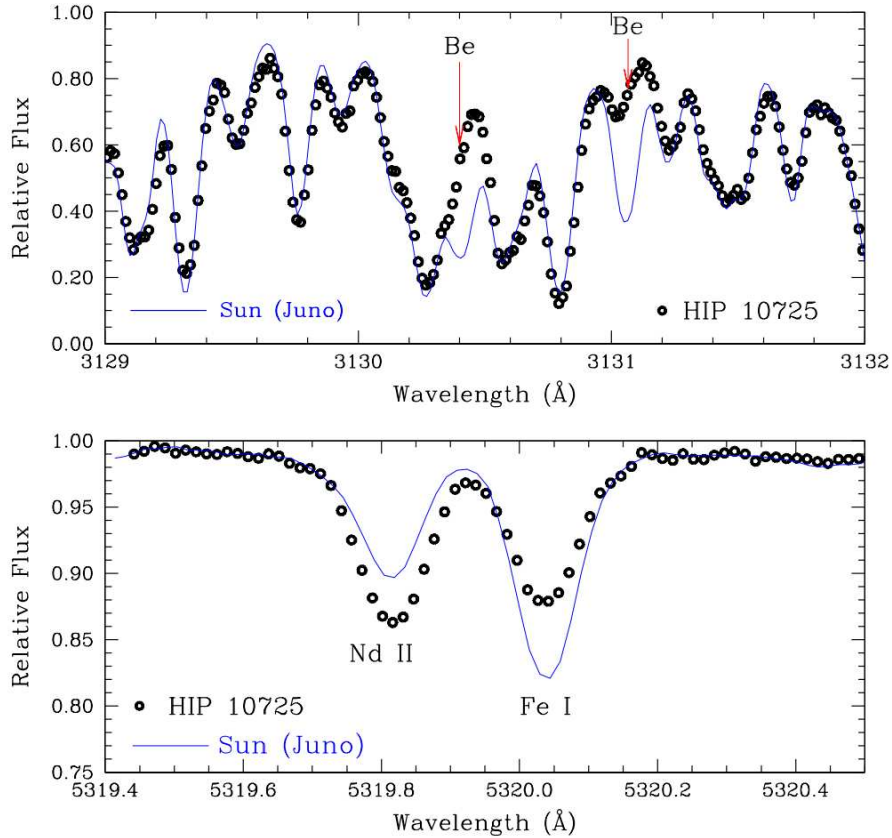


Figura 3.11: Comparação entre o espectro de HIP 10725 e o Sol. No painel superior são mostradas as linhas de BeII na região de 313 nm. Note a extrema depleção de Be comparado com o conteúdo deste elemento no Sol. No Painel inferior é mostrado um excesso de Nd em HIP 10725; o elemento é produzido por captura de nêutrons. Retirado de Schirbel et al. (2015).

No cálculo da síntese espectral usamos o driver *synth* da versão de Fevereiro de 2014 do código LTE MOOG. Foi adotado  $A(\text{Be})=1.38$  dex como a abundância de berílio padrão para o Sol (Asplund et al., 2009). Os modelos de atmosferas foram interpolados das grades de Kurucz dos modelos de atmosfera ATLAS9 (Castelli & Kurucz, 2004) com  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e microturbulência determinada por Monroe et al. (2013) e Meléndez et al. (2014a). Asplund (2005) e Takeda & Tajitsu (2009a) concluem que as linhas de Be II não são sensíveis a efeitos fora do equilíbrio termodinâmico local (non-LTE) no Sol.

Se tratando do alargamento de linhas, primeiramente foi analisado o Sol, adotando  $v \sin i = 1.9 \text{ km.s}^{-1}$  (Bruning, 1984; Saar & Osten, 1997), para então ter estimada sua macroturbulência através dos perfis de linha das linhas de Fe I 6027.050 Å, 6151.618 Å, 6165.360 Å, 6705.102 Å e 6767.772 Å. O valor encontrado foi de  $3.6 \text{ km.s}^{-1}$  (Tabela 3.1). Para as gêmeas solares a macroturbulência foi estimada seguindo Meléndez et al. (2012), através da média das suas equações E.2 e E.3:

$$V_{\text{macro.star}} = V_{\text{macro}\odot} + (T_{\text{eff}} - 5777)/486, \quad (3.2)$$

onde  $V_{\text{macro}\odot} = 3.6 \text{ km.s}^{-1}$ . Finalmente, com a macroturbulência fixa,  $vsini$  foi estimada para as gêmeas solares da amostra através dos perfis das linhas descritas acima, como pode ser visto na Figura 3.12. A macroturbulência e  $vsini$  para toda a amostra pode ser encontrados na Tabela 3.1.

Para a determinação dos erros consideramos incertezas observacionais e sistematicas. O erro observacional é devido a incertezas na localização do contínuo e o S/N. Para as incertezas sistemáticas foram levados em conta os erros dos parâmetros estelares. Ambos os erros, observacional e sistemático, foram somados em quadratura para se obter o erro total.

### 3.3.1 Determinação de idades

A determinação das idades para a amostra de gêmeas solares foi feita através de técnicas padrões que usam isócronas. Como a determinação dos parâmetros atmosféricos alcança uma alta precisão, possíveis dificuldades na estimativa da idade, como a vagarosa variação dos parâmetros estelares com a idade (que ocorre na sequência principal), são superados pois seus parâmetros fundamentais são muito bem conhecidos.

As idades foram determinadas por Iván Ramírez, onde foi empregado o algoritmo de determinação de idade através de isocronas q2 (Capítulo 1, seção 1.10) descritos em Ramirez et al. (2013a), que usa as isocronas de Yonsei-Yale (Yi et al., 2001; Kim et al., 2002). Em vez de se adotar a magnitude absoluta das estrelas para determinar a idade, para as gêmeas solares é mais adequado usar o  $\log g$  medido espectroscopicamente, pois os erros das paralaxes são muito altos. Com isso, para cada estrela, foi computada um distribuição de probabilidade para a idade (*Age Probability Distribution*, APD) através da comparação da localização dos parâmetros  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  das estrelas com os valores previstos pela teoria, como mostrado pela Figura 3.13.

O pico da APD mostra a idade mais provável enquanto que os limites de incerteza ( $1\sigma$ ) superior e inferior são equivalentes a 68.2% do pico da APD. Idades calculadas dessa maneira foram validadas por Ramírez et al. (2014), que demonstraram que essas idades produzem uma forte correlação entre idade com a atividade estelar para estrelas de 1 massa solar.

Entretando, mesmo com uma alta precisão nos parâmetros estelares, a determinação de idade para gêmeas solares com idades menores que 1 Gyr ainda possui muita incerteza.

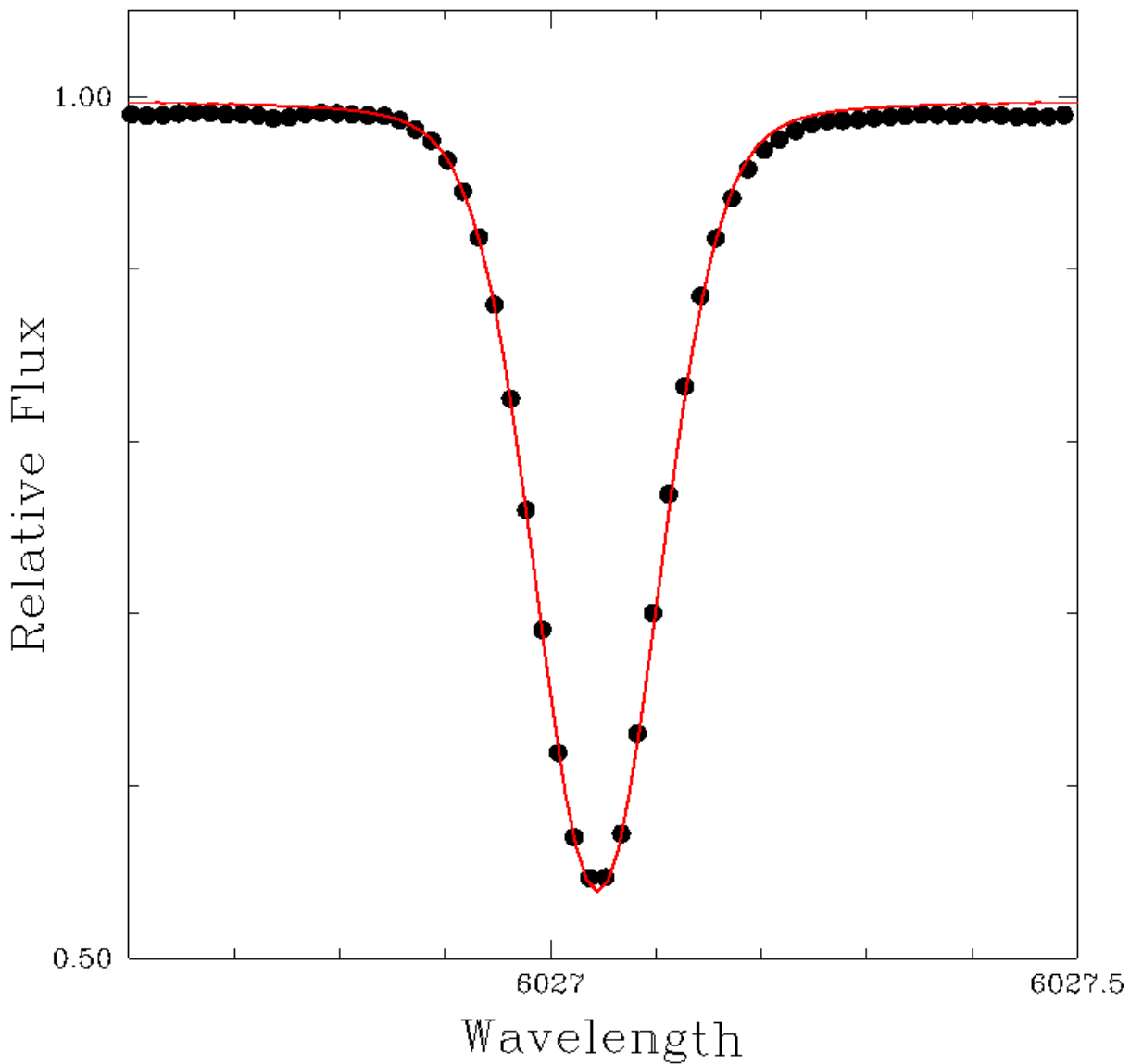


Figura 3.12: Comparação da síntese espectral e o espectro observado após o ajuste de  $vsini$  para a gêmea solar HIP 77883, usando a linha de Fe I 6027.050 Å.

### 3.3.2 Depleção de berílio em gêmeas solares em função da idade estelar

No modelo padrão do Sol a depleção de elementos leves somente é esperada abaixo da zona convectiva, onde a temperatura é alta o suficiente para queimar estes elementos. Santos et al. (2004) correlacionam a temperatura efetiva  $T_{\text{eff}}$  com a abundância de Be, mostrando que a depleção deste elemento é mais efetiva em estrelas mais frias. Como  $T_{\text{eff}}$  está relacionada com a massa, quanto mais fria e menos massiva é a estrela, mais profunda é sua zona convectiva e mais propensa é à destruição de Be.

No Sol, seguindo o modelo padrão, a temperatura para a queima de lítio ( $2.5 \times 10^6$  K) somente

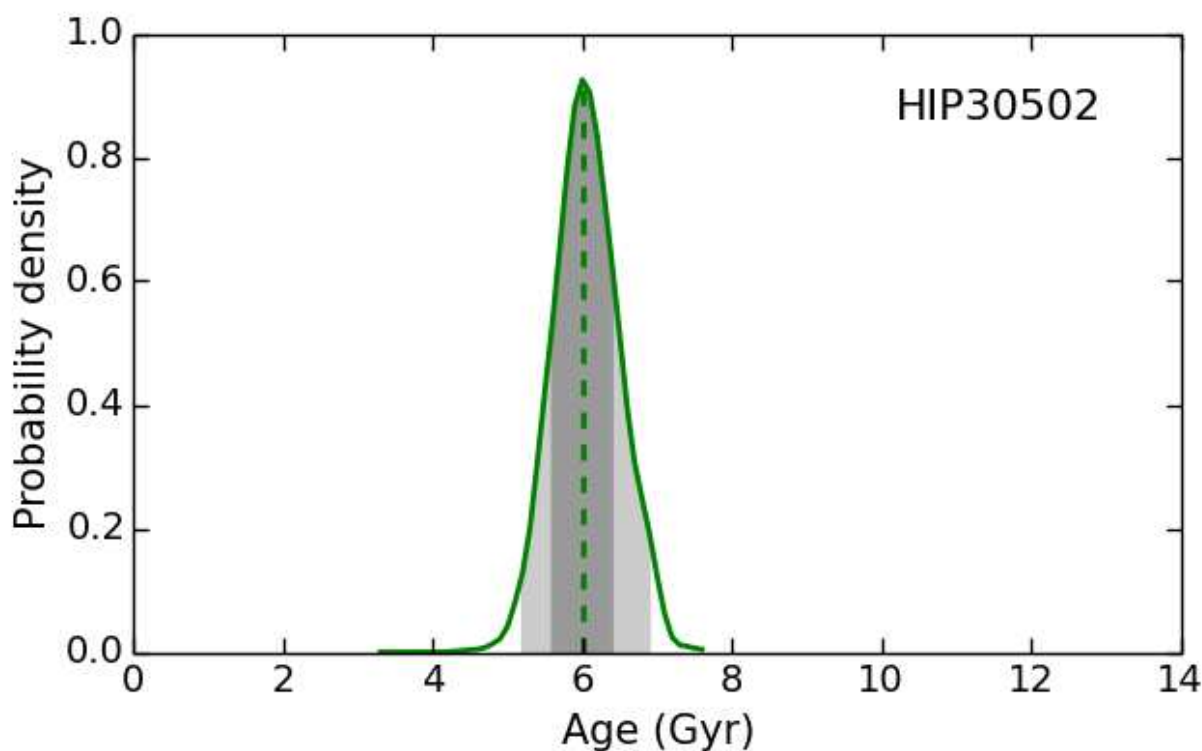
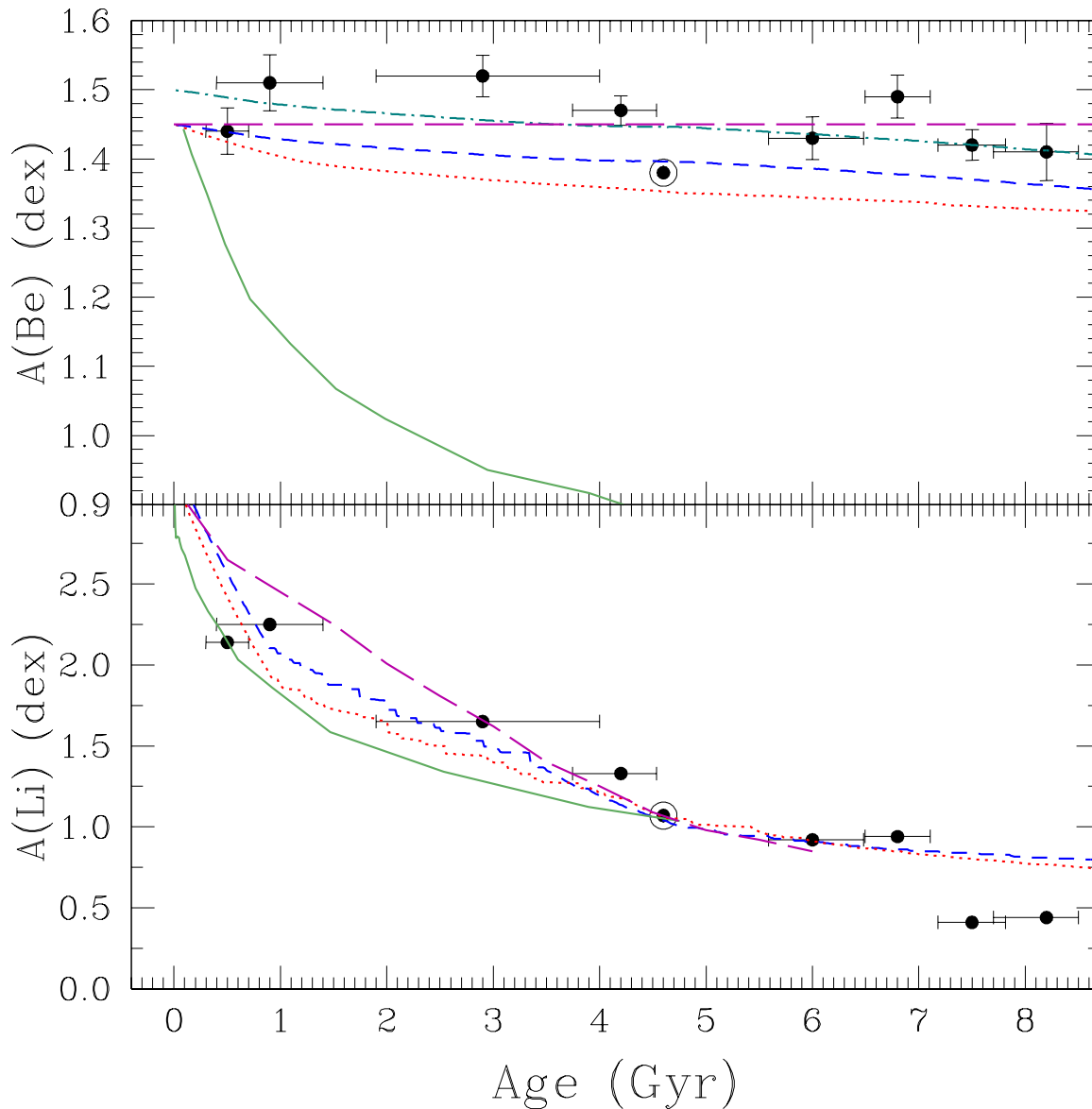


Figura 3.13: Exemplo da distribuição de probabilidade usado para a estimativa de idade para a gêmea solar HIP30502.

é alcançada abaixo da base da zona de convecção (Stix, 2002), como visto na Figura 3.3. Com isso devem existir processos de mistura responsáveis pelo transporte de material até esta região. Evidência disso é a depleção de Li com a idade como mostrado por Baumann et al. (2010), Monroe et al. (2013) e Meléndez et al. (2014a). Em contraste, é mostrado na Figura 3.14 que berílio não mostra variação com a idade em gêmeas solares, e com isso foi possível inferir que os processos de mistura responsáveis pela queima do Li não atingem uma profundidade suficiente para a queima do Be ( $3.5 \times 10^6 K$ ).

Neste trabalho (Tucci Maia et al., 2015) (que é o primeiro estudo focado somente na abundância de berílio em gêmeas solares) é mostrado que pode não ocorrer depleção de Be no Sol e também em gêmeas solares, como pode ser visto na Figura 3.14 e na Tabela 3.1. Takeda & Tajitsu (2009a) analisaram 3 gêmeas solares e somente inferiram que estas estrelas tinham abundância de berílio similares à do Sol através de inspeção visual de seus espectros. Posteriormente, Takeda et al. (2011), analisando uma amostra de 118 análogas solares, encontraram uma dispersão de 0.2 dex, enquanto nós encontramos uma dispersão significativamente menor, de apenas 0.04 dex. Como é mostrado na Figura 3.14, não existe uma forte correlação entre o conteúdo de Be a idade estelar. Um ajuste linear em nossos dados, usando os erros totais para a idade e para as abundâncias de

Be, nos dá uma inclinação de  $-8.09 \times 10^{-3} \pm 4.17 \times 10^{-3}$  dex/Gyr. Esta inclinação para o ajuste linear nos sugere uma fraca tendência com a idade, na melhor das hipóteses.



*Figura 3.14:* Abundâncias de Be (painel superior) e Li (painel inferior) em função da idade estelar. Para os modelos de depleção do berílio foi adotada uma abundancia inicial meteorítica de 1.45 dex (ver texto). Os modelos de depleção do Li foram normalizados na abundância solar de lítio. A linha verde contínua representa o modelo de Pinsonneault et al. (1989); a linha vermelha pontilhada o modelo de do Nascimento et al. (2009), a linha tracejada azul o modelo de do Nascimento et al. (2009) modificado (ver texto); e a linha roxa tracejada longa são as previsões de Xiong & Deng (2009). A linha pontilhada e tracejada da cor teal (no painel superior) é o mesmo modelo de depleção de berílio de do Nascimento et al. (2009) modificado, mas com uma abundância inicial de 1.50 dex (ver texto) (Tucci Maia et al., 2015).

No painel inferior da Figura 3.14 também são mostradas as abundâncias de Li para a mesma amostra. A depleção de lítio é claramente mais íngreme do que a do berílio, com uma inclinação

de  $-0.23 \pm 0.01$  dex/Gyr, evidenciando que os processos de mistura responsáveis pela queima do Li alcançam regiões mais profundas, porém não o suficiente para a queima simultânea de uma quantidade significativa de Be.

No modelo padrão de evolução e estrutura do Sol (Figura 3.3), a queima de Be e Li somente deveria acontecer abaixo da zona convectiva e com isso a abundância química observada na fotosfera solar deveria se manter constante com o passar do tempo; o que não condiz com o que é observado para o Li (Monroe et al., 2013). Como dito na seção 3.1, somente é esperado uma grande depleção de Be em função da idade para estrelas de menores massas, cuja zona convectiva é mais profunda, permitindo que a zona convectiva alcance mais facilmente a temperatura suficiente para sua queima (Santos et al., 2004).

Como é evidenciado pela abundância de Li, devem haver processos extras capazes de levar material da fotosfera para baixo da zona convectiva e trazer o material depletado de volta para a fotosfera, onde as linhas de absorção são formadas. Quatro modelos que levam em conta estes processos extras de mistura são plotados na Figura 3.14. O primeiro é o modelo de Pinsonneault et al. (1989) (linha sólida verde) que considera uma mistura induzida pela rotação, trazendo material de regiões mais profundas e quentes para a superfície. Este modelo reproduz razoavelmente bem a depleção de Li, porém depleta Be demais para condizer com nosso resultado. A linha vermelha pontilhada representa o modelo de Nascimento et al. (2009) que inclui mistura extra devido a difusão (incluindo assentamento gravitacional) e rotação. Neste modelo a depleção de Li é bem representada, mas em contrapartida, a queima de Be é um pouco maior do que observado. Este modelo foi alterado para calibrar a circulação meridional, e com isso manter uma maior depleção de Li porém com uma menor queima de Be. A circulação meridional teve sua eficiência diminuída para assim destruir menos berílio e Li enquanto o coeficiente de difusão da taoclina (região de transição entre a zona radiativa, que rotaciona como um corpo sólido, e a zona convectiva) para destruir mais lítio sem afetar o conteúdo de berílio. O resultado desta alteração é mostrado pela linha azul tracejada. Por último, são plotados os modelos de Xiong & Deng (2007, 2009) (linha roxa com traços longos) que levam em conta o *overshooting* convectivo assim como o assentamento gravitacional, que reproduzem a queima de Li mas não depleta Be.

Para a construção de modelos capazes de reproduzir a depleção de Be observado, é necessário conhecer a abundância inicial de Be. Para isso assumimos que ela seja igual ao valor meteorítico. O valor da abundância meteorítica de Be foi determinada nos condritos carbonáceos do tipo CV

e CM (Lodders, 2003) que levou a um valor de CI condritos de  $1.41 \pm 0.08$  dex (através da comparação da proporção da abundância de elementos refratários entre outros diferentes tipos carbonáceos). Também, Lodders (2003) ressalta que a concentração de condritos CM e CV foi baseada em apenas poucas determinações. Um valor revisado de  $1.32 \pm 0.03$  dex foi sugerido por Lodders et al. (2009).

Uma vez que a escala de abundância absoluta para meteoritos foi definida ao forçar que o Si meteorítico e fotosférico sejam iguais (Asplund et al., 2009) e que todos os elementos mais pesados que o H passaram por um assentamento gravitacional no Sol, um valor mais apropriado para a abundância inicial de berílio deveria ser então 0.04 dex mais alta do que as abundâncias recomendadas por Lodders (2003) e Lodders et al. (2009). Isto é corroborado pelo resultado deste trabalho que sugere uma maior abundância inicial de Be. Partindo disto, foi adicionado 0.04 dex ao valor indicado por Lodders (2003), usando portanto um valor para abundância inicial de 1.45 dex.

Os dados também sugerem que o Sol tem um conteúdo de Be mais depletado para sua idade ( $\pm 0.05$  dex) quando comparado com outras gêmeas solares. Como Be é um elemento refratário (com temperatura de condensação 1452 K (Lodders, 2003)), pode estar ligado a uma possível assinatura química de formação planetária, como sugerem os resultados de Meléndez et al. (2009). Entretanto, é necessário uma maior quantidade de dados para que se possa fazer qualquer afirmação sobre isso. Mas, se considerarmos que o Sol é efetivamente deficiente em Be e assumirmos uma abundância inicial de Be de 1.50 dex para as gêmeas solares, o modelo modificado de do Nascimento et al. (2009) consegue reproduzir muito bem a queima deste elemento nas gêmeas solares.

### 3.3.3 Considerações finais

Este é o primeiro estudo detalhado sobre a abundância de Be em uma amostra exclusivamente de gêmeas solares, cobrindo idades de 0.5 até 8.2 Gyr. Nesta análise foi revelado que o Be mostra ser relativamente constante no intervalo de idades estudado. É encontrada uma dispersão de apenas 0.04 dex e uma suave tendência com a idade, mas não forte o suficiente para se identificar uma queima significativa de berílio. Este resultado contrasta com a forte depleção do lítio com a idade em gêmeas solares (Monroe et al., 2013; Meléndez et al., 2014a; Baumann et al., 2010).

Com isso, fica evidente que os processos de mistura interna no interior de estrelas parecidas



Tabela 3.1 - Abundância de Be para as 8 gêmeas solares e o Sol, seguido de suas respectivas macroturbulência,  $v \sin i$ , erros e idade.

Star	$V_{\text{macro}}$ (km s <sup>-1</sup> )	$v \sin i$ (km s <sup>-1</sup> )	A(Be) (dex)	param <sup>a</sup>	obs <sup>b</sup>	total <sup>c</sup>	Age(Gyr)
HD20630	3.5	4.2	1.44	0.03	0.03	0.04	0.50 <sup>+0.20</sup> <sub>-0.20</sub>
HD202628	3.7	2.4	1.51	0.01	0.04	0.04	0.90 <sup>+0.50</sup> <sub>-0.50</sub>
HIP30502	3.5	1.6	1.44	-0.01	-0.03	0.03	6.00 <sup>+0.48</sup> <sub>-0.41</sub>
HIP73815	3.6	1.7	1.49	-0.01	-0.03	0.03	6.80 <sup>+0.31</sup> <sub>-0.30</sub>
HIP77883	3.4	1.8	1.42	0.01	0.02	0.02	7.50 <sup>+0.31</sup> <sub>-0.32</sub>
HIP89650	3.8	1.7	1.46	0.01	0.02	0.02	4.20 <sup>+0.33</sup> <sub>-0.46</sub>
18Sco	3.7	2.0	1.52	0.01	0.03	0.03	2.90 <sup>+1.10</sup> <sub>-1.00</sub>
HIP102152	3.5	1.8	1.41	0.01	0.04	0.04	8.20 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.50</sub>
Sun	3.6	1.9	1.38	-	0.01	0.01	4.6

<sup>a</sup> erros devido aos parâmetros estelares.

<sup>b</sup> erros observacionais

<sup>c</sup> soma quadrática dos erros observacionais e dos parâmetros estelares.

com o Sol, são eficientes o bastante para a queima do Li, mas não alcançam profundidades com temperaturas altas o suficiente para a queima de Be. Este resultados provêm novos vínculos para os modelos de mistura extra que vão além da teoria de comprimento de mistura.

O próximo passo é a obtenção de uma maior quantidade de dados, com a mesma qualidade dos espectros UVES, para que possamos melhor investigar se de fato existe depleção de Be no Sol e em gêmeas solares (apesar de pequena) ou se o conteúdo deste elemento se mantém constante por todo o tempo de permanência destas estrelas na Sequência Principal. Para isso precisamos conhecer melhor o conteúdo de Li e Be, em especial para estrelas jovens e extremamente velhas.

Um outro aspecto interessante a ser investigado é que o Sol aparentemente se mostra relativamente deficiente em Be, quando comparado com outras gêmeas solares, como mostra a Figura 3.14. Sendo Be um elemento bastante refratário, isto pode indicar uma possível relação com a assinatura espectral relacionada à formação de planetas rochosos (como abordado no Capítulo 2).

Aparentemente a abundância de idade zero do Be (*zero age abundance*), que atualmente é utilizada nos modelos de depleção de berílio pode estar subestimada (Figura 3.14). Como mostrado, o modelo de do Nascimento et al. (2009), com calibrações na eficiência da circulação meridional e um aumento no coeficiente de difusão turbulenta da taoclina, consegue prever muito bem as abundâncias de Be se seu valor inicial for 0.04 dex maior do que o reportado

por Lodders (2003). Com isso, é reiterado a extrema importância do estudo de gêmeas solares jovens.

Recentemente, em Janeiro de 2016, foi publicado uma matéria na edição 239 da revista FAPESP<sup>3</sup> sobre este trabalho, com o título: *”Investigação Solar: Pesquisadores tentam compreender as reações que ocorrem no interior de estrelas como o Sol”*, divulgando o nosso trabalho para o público.

---

<sup>3</sup> A reportagem pode ser lida em <http://revistapesquisa.fapesp.br/2016/01/12/folheie-a-edicao-239/>

# Evolução Química da Galáxia

No Capítulo 3, tratamos da nucleossíntese primordial e da nucleossíntese interestelar. O primeiro destes processos sintetiza essencialmente os elementos leves D,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  e parte de  $^7\text{Li}$  nos primeiros instantes do Universo, enquanto o último é responsável pela produção de Be, B e pelo incremento na abundância de Li, como observado pela alta abundância de Li em meteoritos.

Neste capítulo trataremos a nucleossíntese estelar, através dos processos de fusão termonuclear (responsável pela produção de elementos até o *pico do ferro*) e de captura de nêutrons (Apêndice G). O processo de fusão nuclear consiste na fusão de núcleos leves para sintetizar um núcleo mais pesado. Conforme elementos mais pesados são produzidos, são necessárias temperaturas e densidades mais altas para que o fusão continue. Com isso, a queima de elementos como carbono e oxigênio somente acontece em estrelas mais massivas que o tipo solar (tipicamente para  $M > 8M_{\odot}$ ), atingindo temperaturas maiores que  $10^8$  K.

Conforme o núcleo dos elementos sintetizados vai ganhando massa, também ocorre um aumento nas forças Coulombianas que gradualmente dificulta a fusão de núcleos. Com isso existe um limite de massa para os núcleos formados através do processo de queima nuclear. Este limite acontece na produção de elementos do *pico do ferro*, onde as reações de fusão se tornam endotérmicas, e "desligando" a nucleossíntese do núcleo estelar, dando início à fase final da evolução estelar.

Elementos mais pesados que o ferro são formados através de processos de captura de nêutrons, chamados de processo-*s* (*slow*) e processo-*r* (*rapid*). Este nome está associado à escala de tempo da captura de nêutrons quando comparado ao tempo de decaimento  $\beta^-$ .

Nas primeiras Seções (4.1 - 4.5) é contextualizada a pesquisa relacionada à evolução química da Galáxia e a partir da Seção 4.6 é descrito o trabalho realizado, a ser publicado em Tucci Maia et al. (2016).

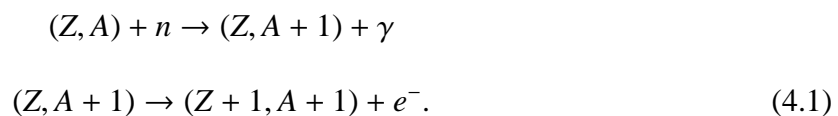
## 4.1 Nucleosíntese além do Fe

Com os processos de queima nuclear é possível produzir elementos até o *pico do ferro* (como visto no Apêndice G), pois a síntese de núcleos mais pesados através da fusão nuclear se torna um processo endotérmico, com a repulsão eletrostática crescendo com o aumento da massa atômica. Com isso, elementos mais pesados que o ferro são produzidos através do processo de captura de nêutrons livres.

Como nêutrons são partículas muito instáveis e facilmente capturadas por outros núcleos, para que o processo de captura ocorra é necessária apenas uma fonte constante de nêutrons livres. Entretanto, levando em conta as reações de fusão termonucleares descritas na seção anterior, a liberação de nêutrons não é algo típico. As duas principais fontes de nêutrons são  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , que é uma das cadeias de reações relacionadas à queima do carbono, e a outra sendo  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , que ocorre a temperaturas de  $4 \times 10^8$  K, que podem ser encontradas durante a queima de He em estrelas massivas, onde a presença de Ne pode produzir elementos-s.

A adição de nêutrons inicialmente cria um isótopo mais pesado do mesmo elemento (que vai se tornar mais instável conforme mais nêutrons são capturados), onde finalmente ocorre o decaimento  $\beta$  (que é a emissão de um elétron pelo núcleo), em escalas de tempo que podem variar desde minutos até milhões de anos. Como a massa do elétron é uma pequena fração de uma unidade de massa atômica, a massa do núcleo que sofre decaimento  $\beta$  é praticamente inalterada. Como o núcleo não contém elétrons, o elétron emitido no decaimento  $\beta$  corresponde na verdade à transmutação de um nêutron em um próton, dentro do núcleo. Com o decaimento é criado um novo elemento, com mesma massa e com número de prótons acrescido em uma unidade.

A sequência geral de reações é dada por:



Se o processo de captura de nêutrons ocorrer em uma escala de tempo maior do que para o decaimento  $\beta$ , este processo recebe o nome de *processo-s* (de *slow neutron-capture process*). De modo análogo, se o tempo de captura de nêutrons for menor do que o tempo do decaimento  $\beta$ , este processo é chamado de *processo-r* (*rapid neutron-capture process*).

O processo-s requer um baixo fluxo de nêutrons, com a criação de novos elementos seguindo

o vale de estabilidade  $\beta$ , enquanto para o processo-r existe um grande fluxo de nêutrons, permitindo a criação de elementos fora do vale de estabilidade (Battistini & Bensby, 2015).

Na Figura 4.1 é mostrado como exemplo o caminho típico para as reações do processo-s na região de Cs e Ba.

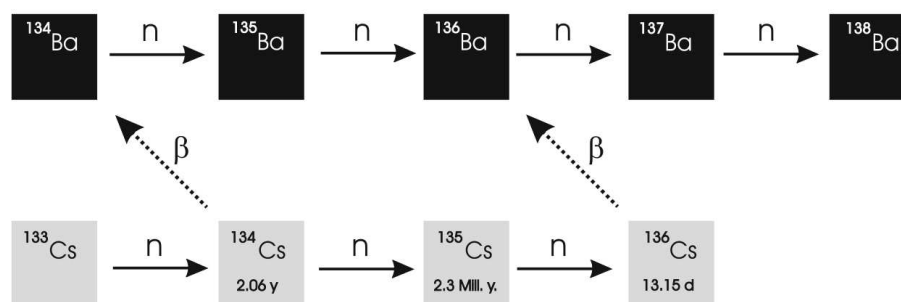


Figura 4.1: Caminho típico para as reações do processo-s na região do Cs e Ba. É dado também o tempo de meia vida em laboratório para os isótopos de Cs. Retirado de Kippenhahn et al. (2012).

É importante notar que a maioria dos elementos formados através da captura de nêutrons são produzidos através de uma mistura de processos  $-r$  e  $-s$ , somente em poucos casos um processo é o principal responsável pela produção. Exemplos típicos disto são Ba e Eu: enquanto bário é produzido através da contribuição de 85% do processo-s e 15% do processo-r, somente 6% de Eu é sintetizado pelo processo-s (Bisterzo et al., 2014).

Com isso, a comparação entre as abundâncias de Ba e Eu podem ajudar na identificação de sítios onde ocorre determinado processo de captura de nêutron. É sabido que em estrelas pobres em metais é encontrada uma alta abundância relativa de Eu, indicando uma maior influência do processo-r na produção de elementos em relação ao processo-s nos primórdios da Galáxia (Battistini & Bensby, 2015).

Os sítios de produção para o processo- $r$  ainda não são muito bem entendidos e atualmente existem três possíveis cenários. *i)* O cenário clássico para produção de elementos- $r$  é através da produção por ventos induzidos de neutrinos em supernovas tipo II (SNII) (Woosley & Weaver, 1995). Neutrinos extremamente energéticos são formados durante o colapso de SNII e interagem com o material denso que cai para o núcleo da estrela. *ii)* *Merging* de estrelas de nêutrons ou de uma estrela de nêutron com um buraco negro (Freiburghaus et al., 1999; Surman et al., 2008). Este cenário seria capaz de produzir elementos com  $A > 130$ . *iii)* Jatos polares de SNII produzidos por explosões magneto-hidrodinamicas poderiam ter as condições necessárias para a nucleossíntese do processo- $r$  (Nishimura et al., 2006).

Em contraste, os sítios de produção do processo-s são mais conhecidos. Sabe-se que pode ocorrer em estrelas massivas, em regiões de queima de He, e em camadas convectivas onde ocorre a queima do C (Pignatari et al., 2010) e especialmente em estrelas AGB de massa baixa e intermediária (Fishlock et al., 2014), que são responsáveis por aproximadamente metade da abundância de elementos pesados além do Fe (Gallino et al., 1998).

## 4.2 Nucleosíntese em AGBs

Estrelas AGB são as grandes responsáveis pela nucleossíntese de elementos-s e são um dos principais agentes da evolução química da Galáxia, produzindo a síntese desde o Zr até o Pb e de parte do carbono (Gallino et al., 1998). Estas estrelas têm o envelope progressivamente espelho devido a ventos severos e com isso poluem o meio interestelar. Esta seção é baseada em Kippenhahn et al. (2012), Fishlock et al. (2014) e Gallino et al. (1998).

O ramo das gigantes assintóticas ou AGBs, é o último estágio de queima termonuclear de estrelas de massa inicial entre 0.8 e 8  $M_{\odot}$ . Nesta fase, a queima de He no núcleo terminou formando uma região de elétrons degenerados e composto em grande parte de C e O. Rodeando este núcleo existem duas camadas onde ainda ocorrem reações de queima nuclear; uma camada queimando He, que é termicamente instável, e a outra queimando H. Entre estas duas camadas existe uma região que não contém H suficiente para sua queima e também não alcança temperaturas altas o suficiente para iniciar a queima de He. Esta região entre camadas é constituída de 75% de  ${}^4\text{He}$ , 22% de  ${}^{12}\text{C}$  e 2% de  ${}^{16}\text{O}$  (Battistini & Bensby, 2015). Envolvendo todas estas estruturas existe um extenso envelope convectivo. Na Figura 4.2<sup>1</sup> pode ser vista um esquema representando a estrutura interna de uma AGB.

O processo-s de captura de nêutrons acontece na camada que separa as regiões de queima de He e H, onde a abundância de  ${}^4\text{He}$  é alta, permitindo que reações que liberam nêutrons aconteçam. Existem duas principais reações que provêm nêutrons:



Os nêutrons livres liberados por estas reações são capturados por núcleos de  ${}^{56}\text{Fe}$ , que também é abundante nesta região. O núcleo de  ${}^{56}\text{Fe}$  é chamado de semente pois é a partir deste material

<sup>1</sup> Imagem retirada de <http://burro.cwru.edu/academics/Astr221/LifeCycle/agb.html>.

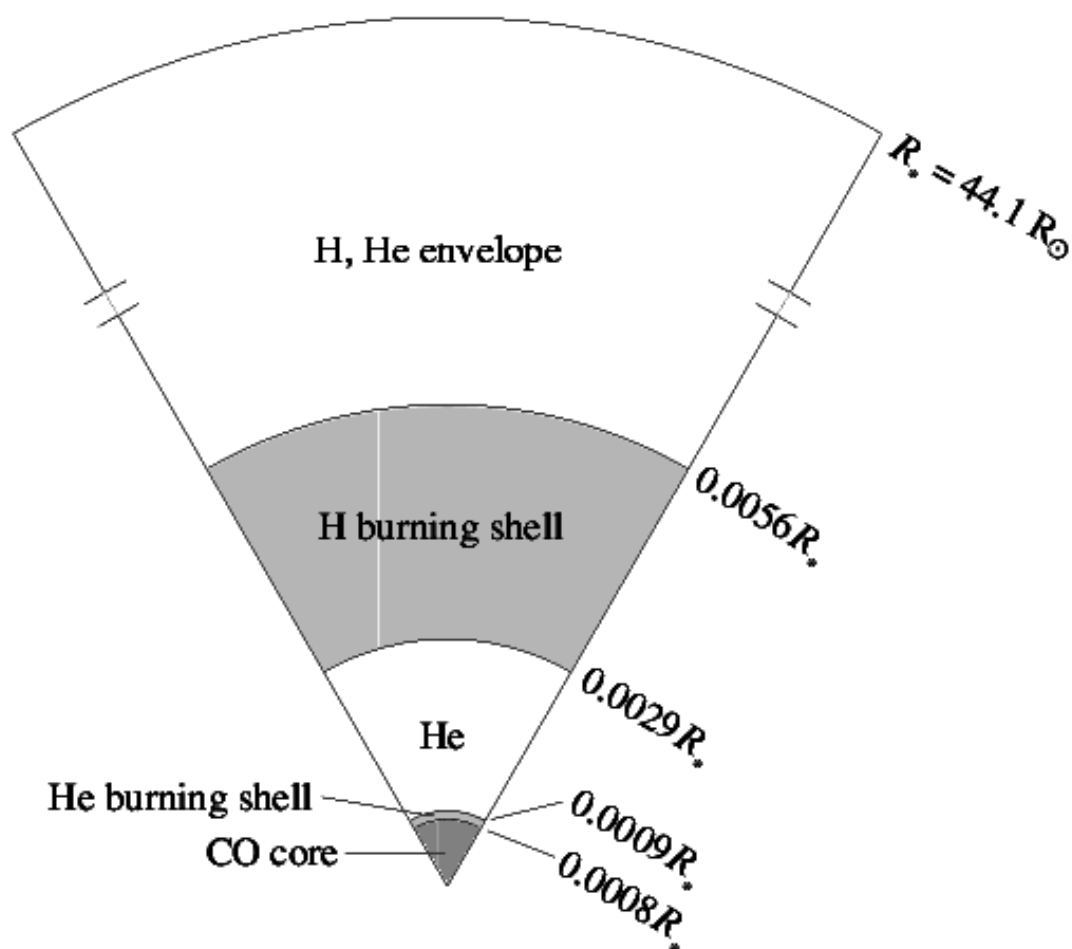
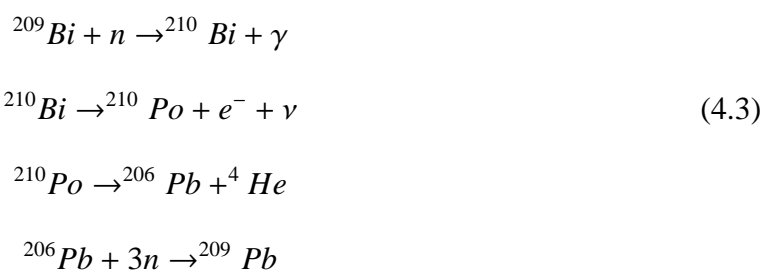
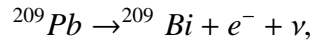


Figura 4.2: Representação da estrutura interna de uma estrela AGB. Envolvero o núcleo de CO degenerado está a camada onde ocorre a queima do He e logo acima a região de queima de H. Separando estas duas camadas está uma região constituída de elementos provenientes da queima parcial do He. Envolvero tudo isto existe um grande envelope convectivo.

que é iniciado a todo o processo de captura de nêutrons-s, com sua abundância inicial regendo a quantidade final de elementos-s criados.

A nucleossíntese do processo-s termina com a criação de Pb e Bi, que são os núcleos pesados mais estáveis que podem ser produzidos com o baixo fluxo de neutrons existente em estrelas AGB. O final das reações acontece quando:





com  $^{209}\text{Pb}$  sofrendo um decaimento  $\beta$ , criando assim  $^{209}\text{Bi}$  e com isso reiniciando o ciclo.

Em certo ponto de sua evolução, as estrelas AGBs passam por periódicos pulsos térmicos (que ocorrem dentro de  $10^4 - 10^5$  anos), que são causados devido à instabilidade da camada aonde acontece a queima de He. Devido a esta liberação de energia, as camadas que circundam o núcleo degenerado de CO se expandem de tal maneira que interrompem temporariamente a queima de H. Este efeito é capaz de levar material rico em He, C e elementos-s (da região entre camadas), proveniente do interior da estrela AGB para o envelope convectivo, sua camada mais externa. Este fenômeno é conhecido como *terceira dragagem* de material ou *third dredge-up*<sup>2</sup> e a sua existência é comprovada pela observação de estrelas de carbono, que são estrelas AGB que tem a razão  $\text{C/O} > 1$  (Gallino et al., 1998). Modelos onde os processos de mistura se baseiam no critério de Schwarzschild e no comprimento de mistura, prevêm que o *third dredge-up* somente ocorre em estrelas de baixa massa e metalicidade muito baixas. Entretanto, isto não está de acordo com as observações, que encontram modificações na composição química de estrelas mais massivas e ricas em metais. Isto somente pode ser explicado devido ao *third dredge-up* e a processos extras de mistura (Kippenhahn et al., 2012).

Como dito acima, existem dois principais processos de liberação de nêutrons (Eq. 4.2). O processo envolvendo núcleos de  $^{22}\text{Ne}$  é ativado em temperaturas  $T > 300 \times 10^6$  K, o que é alcançado na região convectiva durante o pulso térmico em estrelas de massa intermediária  $M > 3M_{\odot}$  (em estrelas de baixa massa este processo não é muito eficiente), enquanto que a primeira reação da Eq. 4.2 pode ocorrer em temperaturas menores, da ordem de  $90 \times 10^6$  K e com isso podendo ser ativadas em estrelas de baixa massa.

Devido aos processos extras de mistura que ocorrem durante o *third dredge-up*, prótons são capturados por  $^{12}\text{C}$ , formando então regiões com alta concentração de  $^{13}\text{C}$  na região entre camadas. Através disto, os núcleos de  $^{13}\text{C}$  são queimados (da forma mostrada na Eq. 4.2) em um intervalo de tempo entre os pulsos termais, liberando nêutrons.

Na Figura 4.3 são esquematizados os episódios de mistura que ocorrem entre os pulsos térmicos. Nesta figura é representada a região entre camadas (entre a região de queima de He e H) e o fundo da região convectiva exterior (OCZ). No tempo  $t_1$ , o pulso termal da camada de

<sup>2</sup> Todos os processos de dragagem devido ao pulsos térmicos em AGBs são definidos como terceira dragagem, sendo que a primeira dragagem *first dredge-up* ocorre no ramo das gigantes vermelhas, e a segunda dragagem *second dredge-up* ocorre durante a fase de E-AGB (*early AGB*).



He começa e produz uma bolha de convecção entre as camadas (ISCZ) que cresce em massa e alcança a camada de H em  $t_2$ . Com essa expansão radial da região entre camadas, a camada de H deixa de existir.

Quando o pulso termal termina, ocorre uma retração da região entre camadas, permitindo que a OCZ alcance regiões mais profundas em  $t_3$  e com isso promovendo tanto a mistura de prótons quanto carbono. Devido a isso, ocorre um enriquecimento do envelope convectivo superior.

Com a retração da região entre camadas, a queima de H é reiniciada. Com a reignição do hidrogênio, a região entre camadas (agora enriquecida com prótons) é aquecida, iniciando novamente a captura de prótons por núcleos de  $^{12}\text{C}$ , voltando a criar bolsões de  $^{13}\text{C}$ . Em  $t_4$  o próximo pulso térmico se inicia, levando a um *dredge-up* de elementos-s e carbono para a superfície da estrela AGB. Isto marca o ciclo de nucleossíntese do processo-s em AGBs.

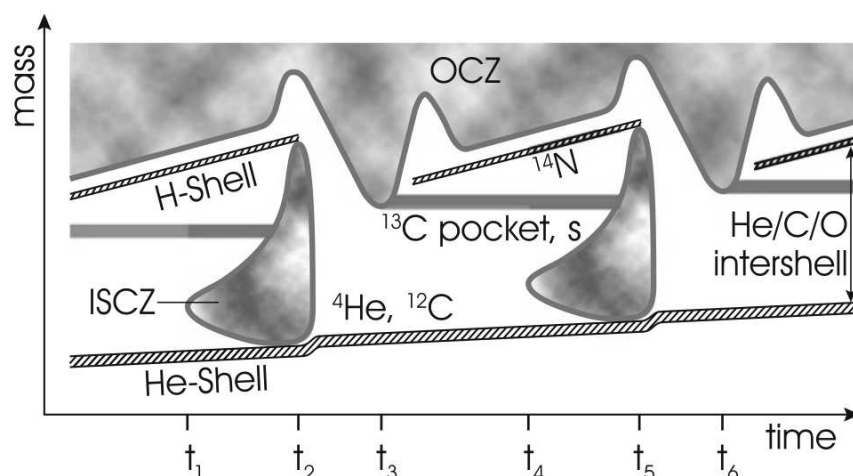


Figura 4.3: Esquema representando os processos de mistura no interior de uma estrela AGB entre seus pulsos térmicos (ver texto). Retirado de Kippenhahn et al. (2012).

É possível identificar duas componentes da nucleossíntese pelo processo-s: uma principal e outra fraca. A componente principal depende de  $^{13}\text{C}$  para a fonte de nêutrons, enquanto a componente fraca usa a semente de  $^{56}\text{Fe}$  com a fonte de nêutrons vindo de  $^{22}\text{Ne}$ , que ocorre a temperaturas mais altas (Fishlock et al., 2014).

Na Figura 4.4 são mostradas as abundâncias superficiais finais (relativas ao Fe) para elementos mais pesados que o Mn. Note que segundo estes modelos, o elemento Y é mais efetivamente produzido em estrelas AGB com  $4M_{\odot}$ , enquanto a maior produção de Ba é atribuída a AGBs de  $2.25M_{\odot}$  (Fishlock et al., 2014).

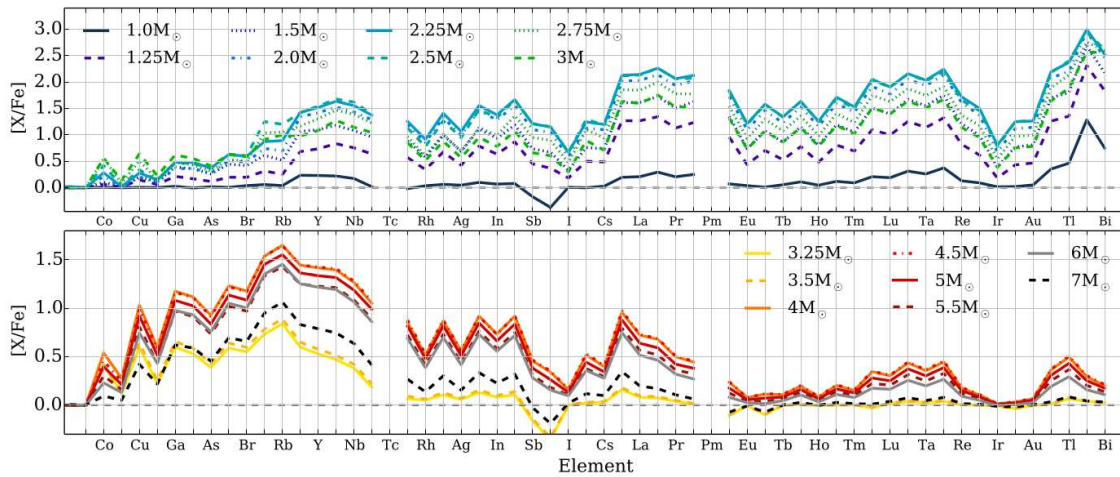


Figura 4.4: Abundâncias superficiais finais relativas ao Fe para elementos mais pesados que o Mn. No painel superior são mostrados os resultados para modelos AGBs de baixa massa, enquanto que no painel inferior são mostrados os modelos de massa intermediária. Os elementos estão ordenados em função da massa atômica. Retirado de Fishlock et al. (2014).

### 4.3 Supernovas

Explosões supernovas são eventos astronômicos que marcam o final da vida de estrelas massivas e influenciam a evolução química da Galáxia. A Figura 4.5 mostra os diferentes finais do caminho evolutivo para estrelas de diferentes massas.

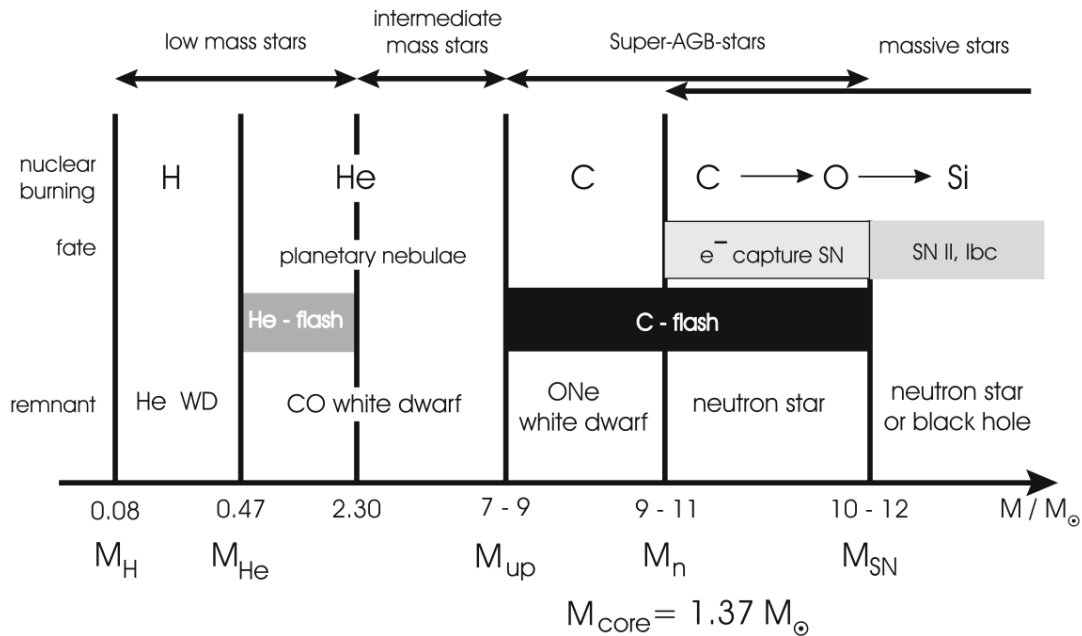


Figura 4.5: Caminhos evolutivos para estrelas de diferentes massas.  $M_H$ ,  $M_{He}$ ,  $M_{up}$ ,  $M_n$  e  $M_{SN}$  correspondem a massa estelar inicial mínima para a ignição do hidrogênio, hélio e carbono, a formação de uma estrela de nêutrons, e para estrelas no processo de explosão de SNI. Retirado de Kippenhahn et al. (2012)

Como mencionado na Seção 4.2, supernovas do Tipo II são o cenário clássico de produção de elementos- $r$ , e são responsáveis também pela formação de elementos  $\alpha$  como o Mg. Por outro lado, são atribuídas às supernovas do Tipo Ia (SNe) dois terços do Fe do disco Galáctico (Kobayashi et al., 2006), influenciando a abundância de [Mg/Fe] com o passar do tempo.

#### 4.3.1 Supernovas tipo Ia

Este tipo de supernova é associado à anãs brancas constituídas de CO que são membros de um sistema binário. Neste sistema, a estrela mais massiva tem uma evolução mais acelerada que sua parceira, saindo da Sequência Principal e entrando no regime de gigantes vermelhas e posteriormente no ramo das AGBs. Na fase de AGB, a estrela ejeta gradualmente suas camadas mais externas devido aos pulsos térmicos que ocorrem em seu interior (como mencionado na Seção 4.3). O resultado disto é a criação de uma anã branca que é basicamente o núcleo da AGB (composto de carbono e oxigênio) que ejetou suas camadas mais exteriores. Eventualmente, a outra componente menos massiva deste sistema continua sua evolução chegando também ao estágio de AGB no qual também inicia o processo de expulsão de material.

Neste cenário, se a anã branca (WD, do inglês *white dwarf*) acreta material de sua companheira em quantidade suficiente para que este possa ser comprimido e aquecido, eventualmente ocorre a sua explosão em supernova.

Entretanto, a taxa de acreção de material influencia como essa explosão irá ocorrer. Segundo Kippenhahn et al. (2012), se He é acretado em relativamente baixas taxas (de  $\sim 10^{-8} M_{\odot}/yr$ ), vai ocorrer a ignição de um flash de He em uma camada de alta densidade. O resultado pode ser uma explosão com dupla onda, com uma onda seguindo em direção exterior da estrela e outra indo para o interior. Isto pode ocasionar a destruição total da WD.

Em contra partida, se ocorre acreção de materia de maneira mais rápida o material pode manter-se na superfície da WD, simplesmente aumentando sua massa. Quando a quantidade de massa acretada atinge o limite de Chandrasekhar, a pressão de elétrons degenerados não é suficiente para sustentar o peso do material acretado. Com isso a densidade e a temperatura se tornam tão grandes que a queima de C é iniciada e isso resulta em flash de carbono, dando início a uma explosão que pode destruir completamente a WD, como no caso anterior. Ambas as possibilidades estão associadas a explosões de supernovas do Tipo Ia.

Logo no princípio da explosão da SNe Ia, seu espectro mostra linhas que são atribuídas a linhas de elementos (O, Mg, Si, S e Ca) em estado neutro ou levemente ionizados, com uma

pequena contribuição de elementos do pico do ferro (Fe, Co) Filippenko (1997).

Depois de um intervalo de tempo de  $t \approx 2$  semanas, a contribuição de elementos do grupo do ferro aumenta rapidamente, com o espectro sendo dominado por linhas de FeII e apresentando linhas de SiII (Filippenko, 1997).

Explosões em supernova do Tipo I também podem ser classificadas como Tipo Ib (quando o espectro não contém SiII e mostra a presença de HeI) e como Tipo Ic (quando não há a presença de SiII e nem de HeI).

Segundo Kobayashi et al. (2006), as SNe Ia são responsáveis por aproximadamente 2/3 do conteúdo de ferro do disco Galáctico. Além de produzir muito pouco Mg, este tipo de supernova é responsável pelo decréscimo de [Mg/Fe] em função da idade estelar devido ao aumento de SNe Tipo Ia em relação à SNe Tipo II (que acredita-se que tenha tido uma maior contribuição nos primórdios da Galáxia), através do aumento na abundância do Fe (e.g., Nissen, 2015).

#### 4.3.2 Supernovas tipo II

Supernovas do Tipo II (SNe II) estão associadas a colapsos nucleares de estrelas com massas superiores a  $10-12 M_{\odot}$  (como mostrado na Figura 4.5). Estas estrelas massivas, nas etapas finais de sua evolução, apresentam uma estrutura de "cebola" com diferentes elementos sendo queimados em diferentes camadas, como mostra a Figura 4.6.

Quando o núcleo destas estrelas é composto em sua grande maioria de Fe e Ni (proveniente da queima de Si), a fusão termonuclear no núcleo é encerrada e a condição de equilíbrio hidrostático é quebrada, ocorrendo assim o seu colapso, resultando em uma explosão SNe II. Na Figura 4.7 é mostrado um esquema do núcleo colapsante de uma estrela muito evoluída e de alta massa.

Antes do colapso, neutrinos são produzidos através das reações de fusão nuclear (descritas nas seções anteriores), mas durante o colapso a produção de neutrinos é dominada pelo processo de neutronização. Quando a densidade atinge valores muito altos, da ordem de  $\rho \sim 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ , elétrons são forçados a se juntar com prótons (ocorrendo um decaimento  $\beta$  inverso) e com isso enriquecendo o núcleo com nêutrons (Kippenhahn et al., 2012). Durante esta neutronização ocorre uma grande liberação de neutrinos.

Conforme o colapso continua, a densidade do núcleo vai se tornando tão grande que é formada uma região que é opaca a  $\nu$ , definida na Figura 4.7 como  $\nu$  *trapping surface*.

Abaixo desta região, ocorre uma forte interação de  $\nu$  com a matéria; acima dela eles se propagam através de difusão até uma camada chamada de neutrinosfera. A partir desta região,

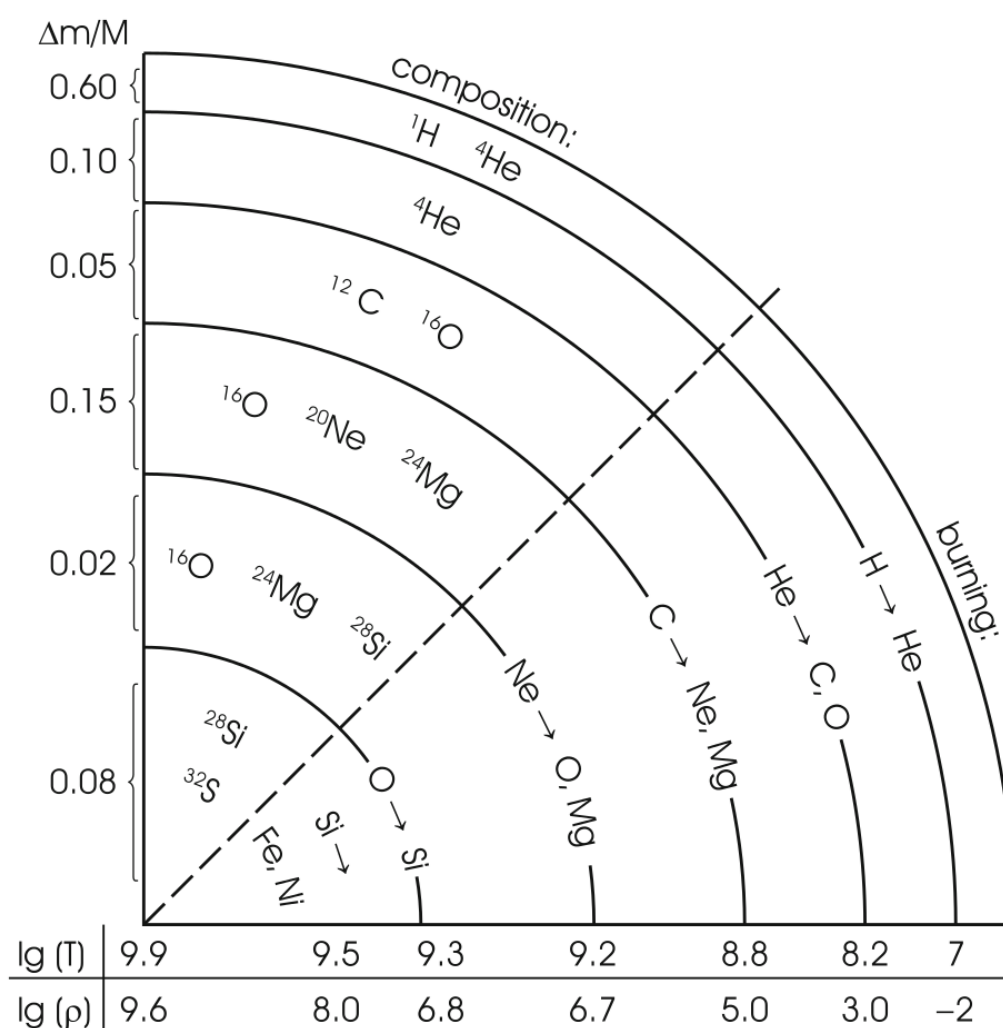


Figura 4.6: Esquema mostrando a estrutura de "cebola" no interior de uma estrela massiva muito evoluída. Retirado de Kippenhahn et al. (2012).

os neutrinos saem do núcleo sem quase nenhuma interação com o material (Kippenhahn et al., 2012).

Devido a este processo de neutronização e produção de neutrinos, material extremamente enriquecido com nêutrons é ejetado. Com isso, é iniciada a produção de núcleos pesados através da captura de nêutrons em uma escala de tempo muito rápida (em torno de 20 segundos; Woosley & Weaver (1995)), caracterizando com isso a nucleossíntese do processo- $r$  em uma explosão SNe II.

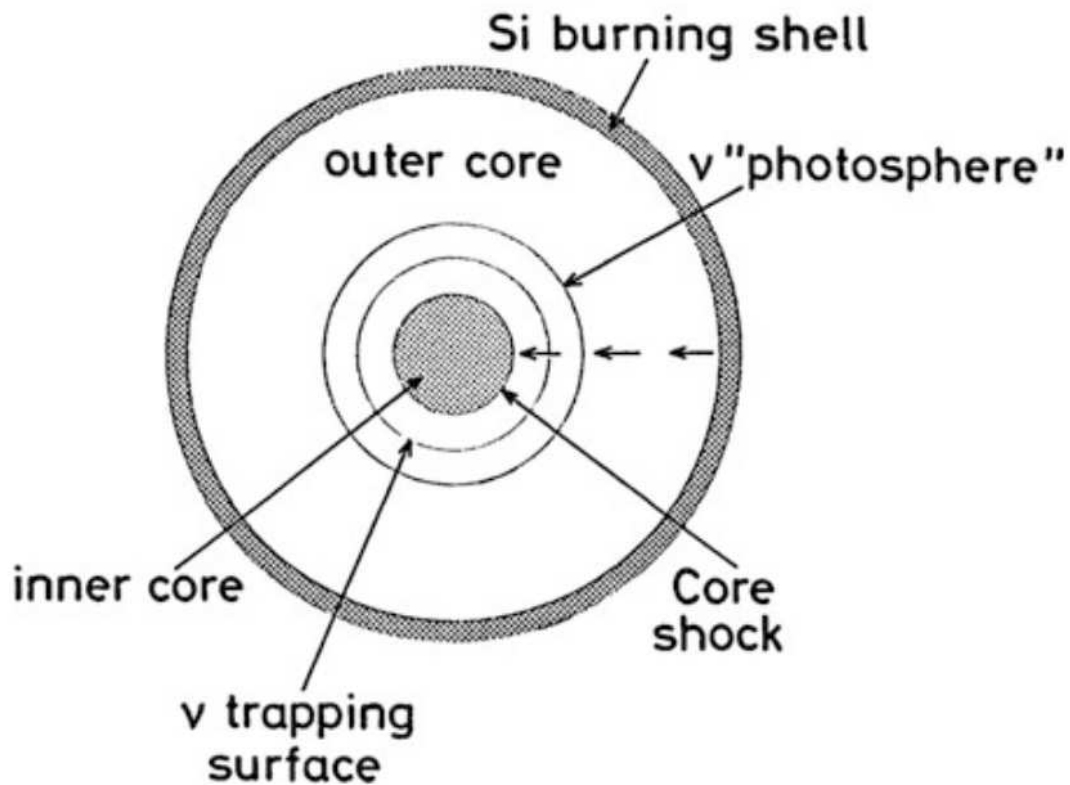


Figura 4.7: Esquema de um núcleo colapsante de estrelas massivas. As setas pequenas representam o sentido de movimento do campo de velocidade. Também é mostrada uma neutrinosfera, aonde neutrinos são presos. Retirado de Kippenhahn et al. (2012).

#### 4.4 Populações do disco Galáctico

As três principais populações estelares da Via Láctea na vizinhança solar são: o disco fino, o disco espesso e o halo. Estas populações tem propriedades químicas e cinemáticas distintas. Nesta tese estudamos as populações do disco Galáctico. A distinção entre as componentes do disco fino e disco espesso foi proposta por Gilmore & Reid (1983), nos anos 80, que analisaram a distribuição de densidade populacional em função da distância do plano Galáctico.

Em Adibekyan et al. (2013), os autores ressaltam diferentes cenários que tentam explicar a formação do disco espesso como: a acreção de gás em altos *red-shifts* e estrelas formadas *in situ*, e a migração radial de orbitas estelares.

Em geral, a população do disco espesso é formada de estrelas relativamente velhas (com idades maiores que  $\sim 8$  Gyr), enriquecidas em elementos  $\alpha$  e pobres em metais, enquanto o inverso é observado para o disco fino (e.g., Adibekyan et al., 2011; Bensby et al., 2005; Haywood

et al., 2013; Ramírez et al., 2013c).

A separação vista em  $[\alpha/\text{Fe}]$  (onde  $\alpha$  é a média entre as abundâncias de Si, Mg e Ti) destacada na Figura 4.8, mostra o enriquecimento de elementos  $\alpha$  do disco espesso em relação ao disco fino.

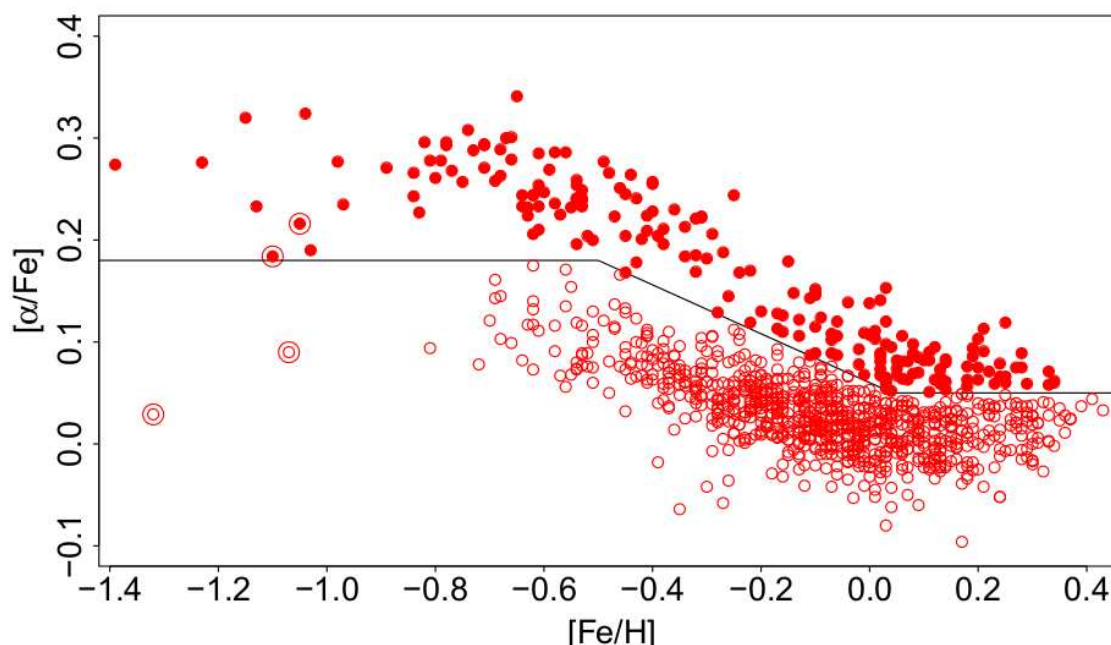


Figura 4.8: Gráfico de  $[\alpha/\text{Fe}]$  vs.  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Estrelas do disco espesso são representadas por círculos preenchidos, enquanto estrelas do disco fino são representadas por círculos vazios. Retirado de Haywood et al. (2013).

Em Adibekyan et al. (2011) é mostrada a separação entre estas populações em diferentes intervalos de metalicidade, como mostra a Figura 4.9. Para a região com  $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.25$  (não mostrada no gráfico) estes autores também fazem uma distinção entre estrelas pobres e ricas em elementos  $\alpha$ . Entretanto, em Trevisan et al. (2011) os autores não encontram uma clara separação entre populações (relativo ao conteúdo  $\alpha$ ) em uma amostra de estrelas velhas ricas em metais (com  $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.2$ ), porém note-se que a chance de ter uma estrela rica em metais e rica em elementos  $\alpha$  é baixa (Seção 4.6.4).

Dentro do grupo de estrelas ricas em elementos  $\alpha$  também é feita a distinção entre dois sub-grupos: estrelas ricas em elementos  $\alpha$  assim como ricas em metais ( $h\alpha mr$ ), e ricas em elementos  $\alpha$  porém pobres em metais. Enquanto em Adibekyan et al. (2011) as estrelas ricas em elementos  $\alpha$  e pobres em metais são definidas como integrantes do disco espesso, as  $h\alpha mr$  fariam parte de uma população própria de estrelas, não pertencendo nem ao disco fino e nem ao disco espesso (como mostrado mais claramente na Figura 4.10), mas mostrando propriedades cinemáticas de

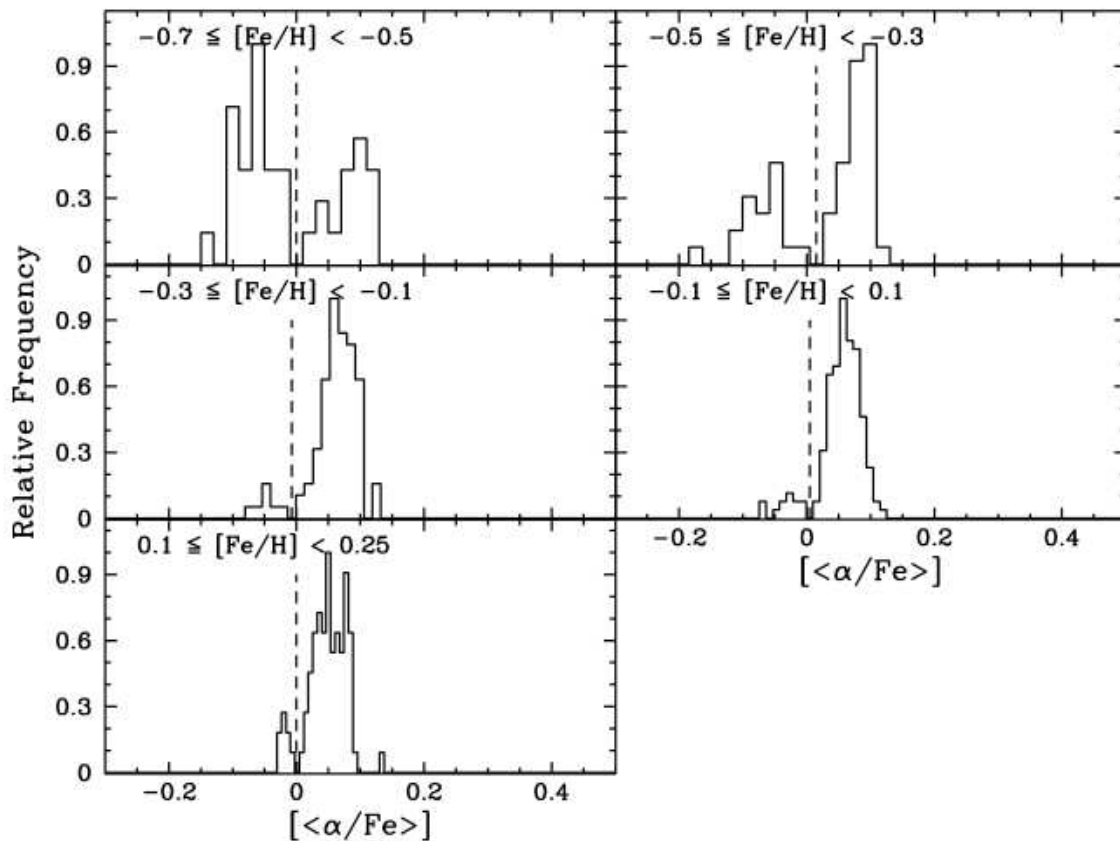


Figura 4.9: Histogramas de separação de estrelas pobres e ricas em elementos  $\alpha$ . Retirado de Adibekyan et al. (2011).

ambos. Adibekyan et al. (2013) sugerem que as estrelas  $\alpha$ mr teriam migrado de regiões mais internas da Galáxia. Entretanto, Haywood et al. (2013) não consideram as  $\alpha$ mr como sendo uma população distinta, e propõem que são integrantes do disco espesso.

As populações também podem ser identificadas cinematicamente, como descrito em Bensby et al. (2003) e exemplificado na Figura 4.11. Entretanto, a identificação de populações do disco Galáctico baseada em abundâncias estelares tem se mostrado um método superior do que a separação cinemática. (e.g., Navarro et al., 2011; Adibekyan et al., 2013). Isto porque o conteúdo químico é uma propriedade relativamente mais estável de uma estrela do que sua posição espacial e sua velocidade cinemática (Adibekyan et al., 2013).

Em Haywood et al. (2013) é destacada a relação entre idade e  $[\alpha/Fe]$ , separando estrelas do disco fino como sendo mais jovens do que 8 Gyr enquanto estrelas mais velhas como sendo do disco espesso, no gráfico de  $[\alpha/Fe]$  em função da idade estelar (Figura 4.12). Este resultado também evidencia uma correlação entre as abundâncias de  $[\alpha/Fe]$  com a idade, em comum acordo com Bensby et al. (2014) e Nissen (2015). Note que em nosso trabalho também confir-



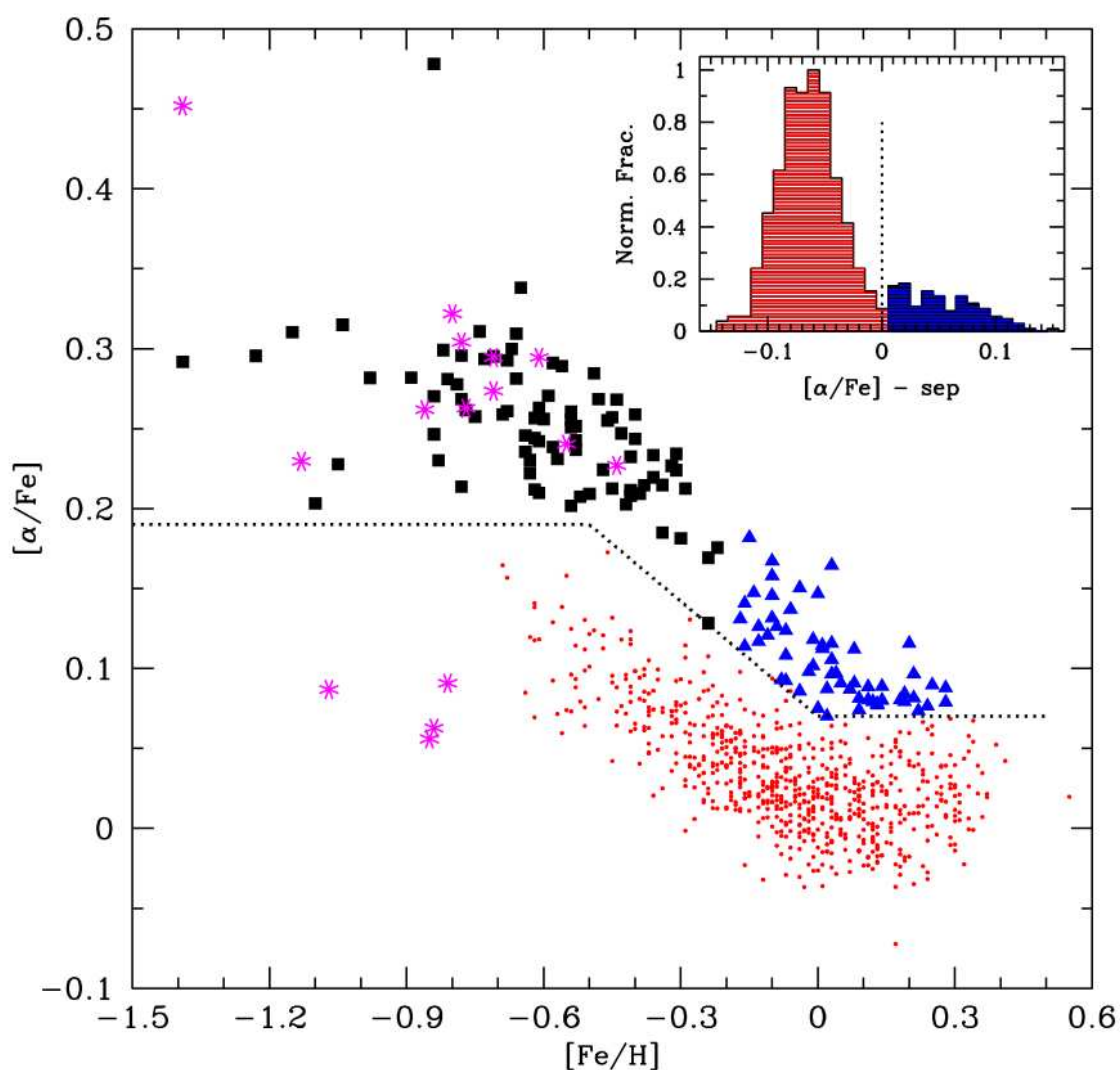


Figura 4.10: Gráfico de  $[\alpha/Fe]$  vs.  $[Fe/H]$ . Os asteriscos representam o halo, pontos representam o disco fino, quadrados o disco espesso, e triângulos representam estrelas  $\alpha$ mr. Retirado de Adibekyan et al. (2013).

mamos a separação entre o disco fino e o disco espesso em  $t \approx 8$  Gyr (como descrito na Seção 4.6.4).

Dados de alta resolução e S/N em estrelas do tipo solar têm trazido importante informação sobre as populações estelares do disco Galático. As abundâncias de altíssima precisão que podem ser obtidas com gêmeas solares podem nos trazer informações adicionais sobre a evolução química da Galáxia, como detalhado a seguir no estudo feito nesta tese sobre o elemento Mg e elementos de captura de nêutrons.

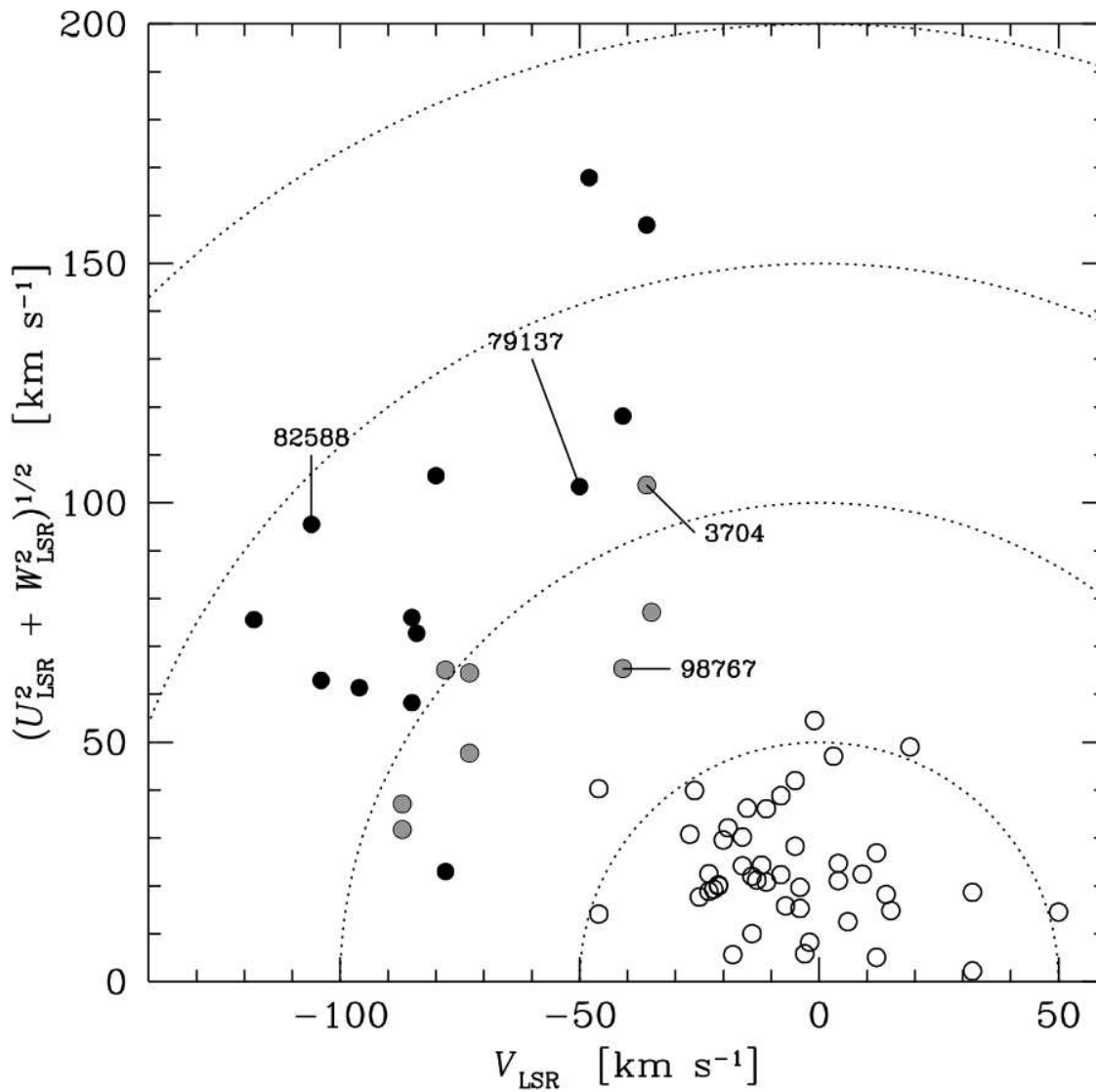


Figura 4.11: Diagrama Toomre, usado para identificação de diferentes populações estelares na amostra de Bensby et al. (2003). As linhas pontilhadas indicam espaços constantes de velocidade em intervalos de  $50 \text{ km s}^{-1}$ . Estrelas do disco fino estão representados por círculos vazios e as estrelas do disco espesso por círculos preenchidos. Retirado de Bensby et al. (2003).

#### 4.5 O relógio de $[Y/Mg]$

Nesta Seção apresentaremos os resultados da análise da abundância dos elementos Y e Mg e sua correlação com a idade estelar (como mostrado por Nissen (2015)) em uma grande amostra de 88 estrelas gêmeas solares. Também é explorada a implicação deste resultado na identificação de diferentes populações do disco Galáctico e na evolução química da Galáxia. Este trabalho é base de um artigo submetido ao A&A que já se encontra no processo final para sua publicação, recebendo parecer favorável.

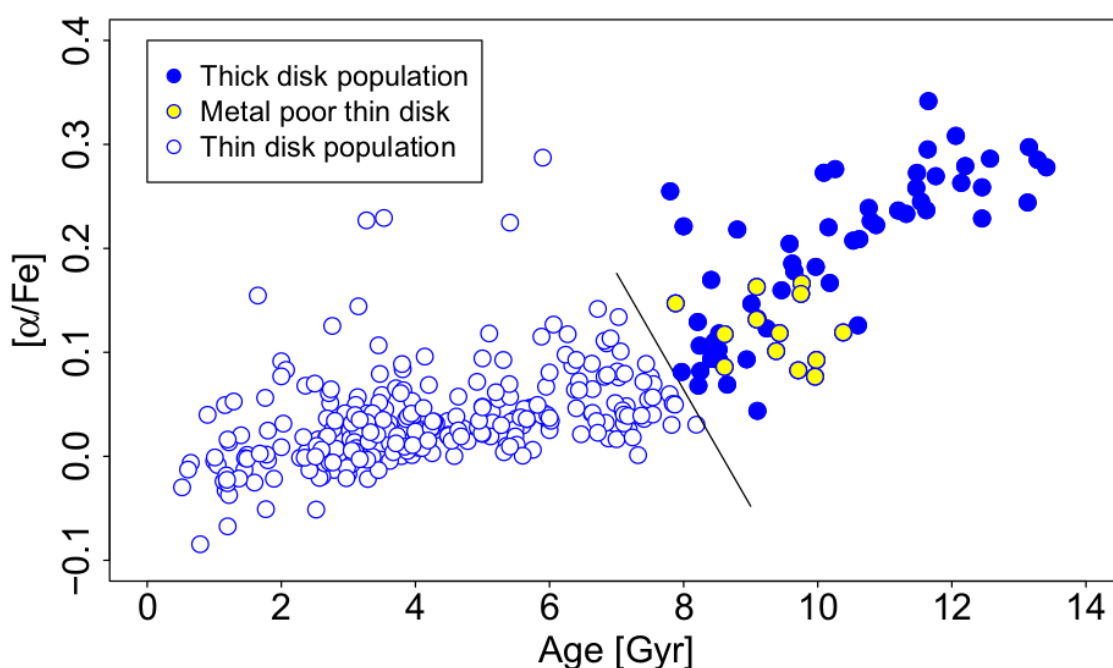


Figura 4.12: Gráfico de  $[\alpha/Fe]$  em função da idade. A linha contínua separa as populações do disco fino das do disco espesso. Retirado de Haywood et al. (2013).

#### 4.5.1 Observações

As observações das 88 estrelas da nossa amostra de gêmeas solares foram feitas no telescópio Clay Magellan de 6.5 m no observatório de Las Campanas, no Chile, usando o espectrografo MIKE (veja Seção 1.6.3). Estas missões ocorreram entre Janeiro de 2011 e Maio de 2012. Mais informações sobre as observações e o processo de redução pode ser encontradas em Ramírez et al. (2014).

O mesmo setup instrumental foi usado para a observação de todas as estrelas da amostra, alcançando um S/N de pelo menos 400 em torno da região do vermelho (600 nm). O poder resolvente alcançado é  $R= 83\,000$  na parte azul e  $65\,000$  no vermelho. O espectro do Sol, que serviu como referência para a análise diferencial, foi obtido através da observação dos asteróides Iris e Vesta (usando a mesma instrumentação do resto da amostra). Neste trabalho somente foi usado o espectro solar refletido em Iris como nosso espectro de referência.

As ordens foram extraídas com o CarnegiePython, o pipeline próprio para redução do MIKE<sup>3</sup>. A normalização e a correção doppler foi feita usando o IRAF. As observações e redução dos dados foram feitas principalmente pelo Dr. Iván Ramirez (University of Texas at Austin),

<sup>3</sup> <http://code.obs.carnegiescience.edu/mike>

pesquisador principal dos dados obtidos com o MIKE.

#### 4.5.2 Determinação dos parâmetros estelares

Os parâmetros atmosféricos superficiais foram determinados por Ramírez et al. (2011) através do modo usual, que consiste no equilíbrio de ionização e excitação a partir das abundâncias de FeI e FeII, usando o Sol como referência (vide Seção 1.8). As abundâncias foram determinadas pelo método diferencial, linha-por-linha, de modo similar ao que é descrito na Seção 2.4.2. O autor da tese foi responsável pela medição das larguras equivalentes do Sol e em parte da amostra de gêmeas solares (mais detalhes na Seção 5.4).

As abundâncias de ferro e os parâmetros estelares de Ramírez et al. (2011), foram determinados usando a versão de 2014 do código MOOG (Snedden, 1973), adotando a grade de modelos atmosféricos em 1D de MARCS (Gustafsson, 2008). As abundâncias de Y e Mg foram então determinadas usando os modelos atmosféricos ODFNEW de Kurucz (Castelli & Kurucz, 2004), que foram gerados usando os parâmetros atmosféricos previamente obtidos por Ramírez et al. (2014). É importante notar que apesar das abundâncias de Fe terem sido determinadas usando modelos de MARCS e as abundâncias de Y e Mg com os modelos de Kurucz, isto é irrelevante para abundâncias diferenciais, como mostrado por Ramírez et al. (2015) e Meléndez et al. (2012), pois as abundâncias diferenciais obtidas por diferentes grades de modelos de atmosfera têm um acordo de  $\sim 0.001$  dex.

Neste trabalho foi empregado o código  $q^2$  escrito em python (Ramírez et al., 2014), que é descrito na Seção 1.10. Na estimativa de erros são somados em quadratura os erros observacionais (devido à medição das larguras equivalentes) e os erros sistemáticos (devido à incerteza proveniente da determinação dos parâmetros estelares e a degenerescência entre esses parâmetros).

A massa e a idade para as estrelas foram determinadas usando isócronas de Yonsei-Yale (Yi et al., 2001), como descrito em Ramirez et al. (2013a); Ramírez et al. (2014). Devido à alta precisão alcançada com a análise diferencial é possível encontrar boas idades relativas, pois é comparada a localização da estrela em um espaço de parâmetros (com base na  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) com a função de probabilidade de massa e idade, previstas pelo conjunto de isócronas, como descrito na Seção 1.9.

De modo parecido ao que foi dito para a determinação de abundâncias, as idades também podem ter uma boa precisão que é quase independente da escolha dos modelos. Isso é conseguido ao forçar que diferentes grades de isócronas reproduzam exatamente os parâmetros solares, ou

seja determinando idades diferenciais.

Na Figura 4.13 se mostra a localização do Sol no plano de  $T_{\text{eff}}\text{-log}g$  com isócronas de 4.6 Gyr de Yonsei-Yale e 4.5 Gyr de Dartmouth (Dotter et al., 2008). Estas idades são as mais próximas da idade solar encontradas em cada conjunto de isócronas. As linhas sólidas representam as isócronas de composição solar ( $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.00$  dex) para cada caso. Como pode ser visto, inicialmente as isócronas não atingem os valores solares. Porém, após de um pequeno deslocamento em  $[\text{Fe}/\text{H}]$  de  $-0.04$  dex e  $+0.08$  dex nas isócronas de Yonsei-Yale (linha tracejada) e Dartmouth (pontilhada e tracejada), respectivamente, as isócronas ficam em excelente acordo com os parâmetros solares na já bem conhecida idade solar (Sackmann et al., 1993). Estes ajustes foram aplicados em ambas grades de isócronas antes de serem usadas para a determinação da massa e da idade. É importante ressaltar que em Ramírez et al. (2014) o ajuste de  $-0.04$  dex em  $[\text{Fe}/\text{H}]$  foi aplicado nas isócronas de Yonsei-Yale depois de selecionar os pontos para serem usados nos cálculos de densidade de probabilidade. Isto levou a um pequeno deslocamento nas idades derivadas ( $-0.1 \pm 0.2$  Gyr) com respeito ao caso mais preciso onde os valores de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  nas isócronas foram todos deslocados antes da seleção de pontos para o uso nos cálculos da densidade de probabilidade. Esta pequena mudança faz com que as idades de Ramírez et al. (2014) estejam ligeiramente diferentes daquelas encontradas nesta tese, mas estas pequenas diferenças são tão pequenas que são praticamente irrelevantes.

Como é mostrado na Figura 4.14, apesar dos dados de nossa amostra de gêmeas solares terem uma pequena distribuição dos parâmetros  $T_{\text{eff}}$  e  $\log g$ , é suficiente para encontrar idades entre 0 até 10 Gyr. Nesta figura também são mostradas as isócronas de Yonsei-Yale (linha tracejada) e Dartmouth (linha pontilhada e tracejada) depois dos ajustes em  $[\text{Fe}/\text{H}]$  mencionados acima.

É importante notar o excelente acordo entre os dois conjuntos de isócronas para idades menores que 6 Gyr. Para idades maiores, as isócronas de Dartmouth apresentam um deslocamento para maiores  $T_{\text{eff}}$ , o que implica em determinação de idades maiores quando comparadas com aquelas determinadas usando as isócronas de Yonsei-Yale.

Na Figura 4.15 são mostradas com mais clareza as diferenças entre as isócronas de Yonsei-Yale e Dartmouth encontradas para a amostra de 88 gêmeas solares. A diferença média entre as idades (DM-YY) é de  $+0.2 \pm 0.5$  Gyr, que sugere um bom acordo dentro dos erros. Entretanto, existe um pequeno deslocamento para as estrelas mais velhas de  $0.4 \pm 0.2$  Gyr.

Se os deslocamentos em metalicidade não fossem aplicados nas isócronas, as idades de Yonsei-Yale e Dartmouth estariam sistematicamente deslocadas em 1 Gyr na idade solar e até

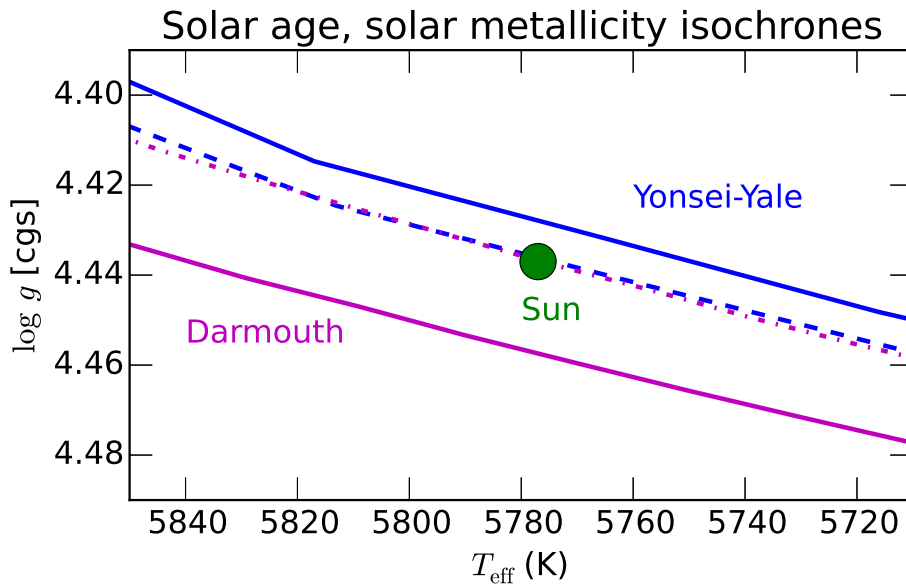


Figura 4.13: Isócronas de Yonsei-Yale de 4.6 Gyr (linha tracejada) e de Darmouth de 4.5 Gyr (linha pontilhada e tracejada) deslocadas em  $[Fe/H]$  por  $-0.04$  dex e  $+0.08$  dex, respectivamente. As linhas sólidas mostram as isócronas originais. Note o bom acordo com o Sol depois da mudança.

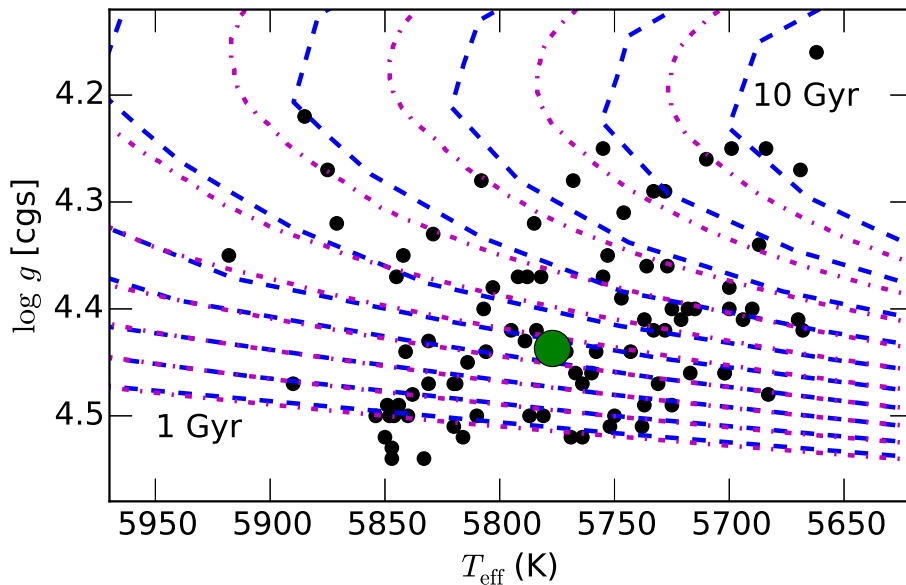


Figura 4.14: Distribuição de idades da nossa amostra usando as isócronas de Yonsei-Yale (linha tracejada) e Darmouth (linha pontilhada e tracejada).

2 Gyr para as estrelas mais velhas. Em contra partida, quando estas correções são aplicadas nas isócronas, o ponto âncora são os parâmetros solares, o que nos permite ter idades relativamente precisas. Note que para o par de estrelas do sistema binário 16 Cygni os métodos utilizados neste trabalho indicam uma idade de  $7.10^{+0.18}_{-0.35}$  Gyr (através das distribuições de idade combinadas de

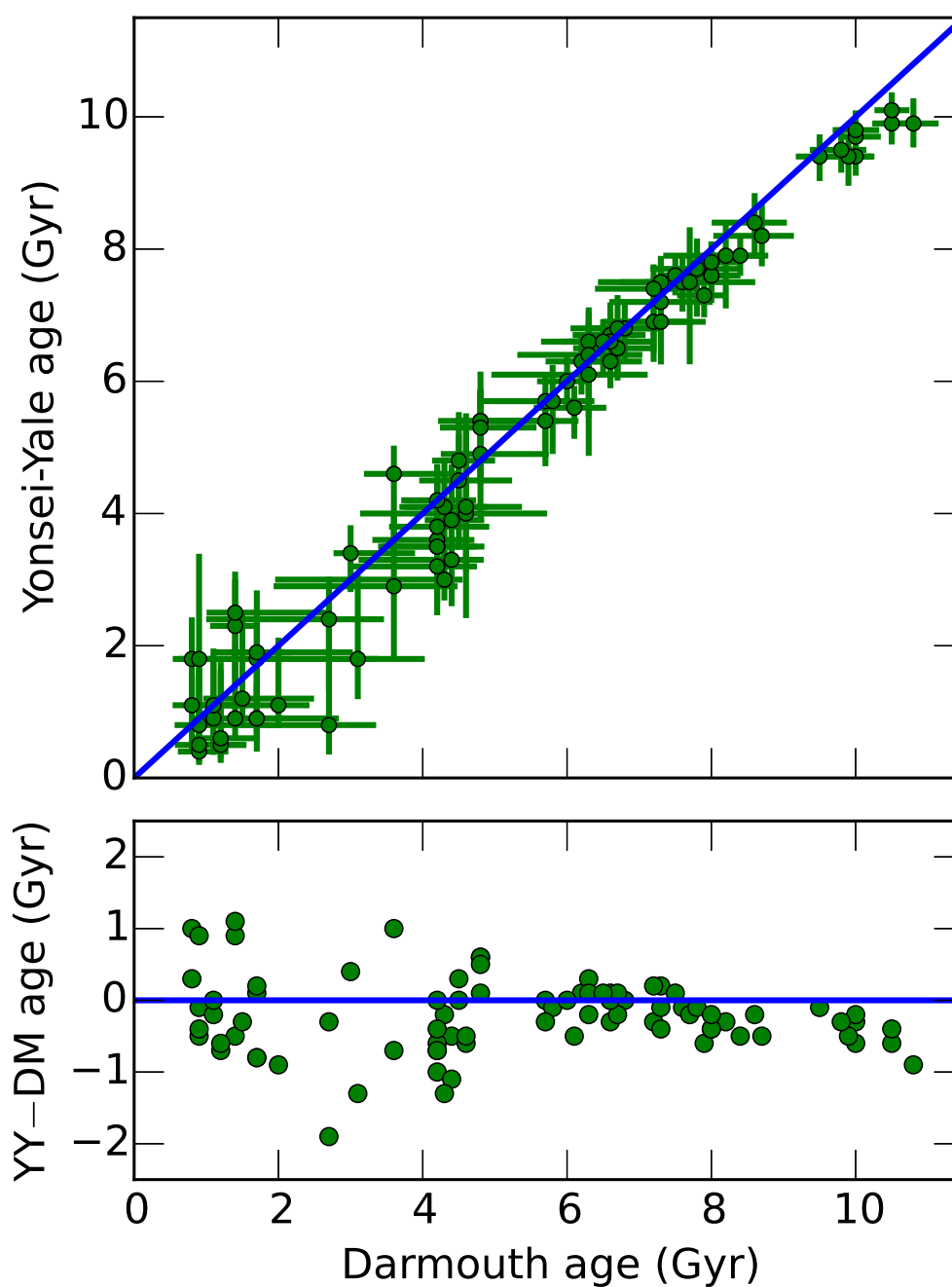


Figura 4.15: No painel superior a comparação de idades para as isócronas de Yonsei-Yale e Darmouth para a amostra de gêmeas solares. No painel inferior é mostrada a diferença entre as idades das isócronas de Yonsei-Yale e Darmouth.

Ramírez et al. (2011)), em ótimo acordo com a idade determinada através de astrosismologia (com uma média de  $7.0 \pm 0.1$  Gyr; van Saders et al. (2016)).

Tabela 4.1 - Parâmetros revisados para HIP 108158, HIP 55409 and HIP 68468.

Star	$T_{\text{eff}}$	$\log g$	[Fe/H]	Mass	Age
HIP	(K)	(dex)	(dex)	( $M_{\odot}$ )	(Gyr)
108158	$5688 \pm 6$	$4.29 \pm 0.02$	$0.067 \pm 0.008$	$0.99^{+0.01}_{-0.98}$	$9.0^{+0.4}_{-0.4}$
55409	$5712 \pm 6$	$4.41 \pm 0.02$	$-0.060 \pm 0.006$	$0.96^{+0.97}_{-0.95}$	$6.9^{+0.7}_{-0.7}$
68468	$5857 \pm 8$	$4.32 \pm 0.02$	$0.065 \pm 0.007$	$1.05^{+1.06}_{-1.04}$	$5.9^{+0.4}_{-0.4}$

Apesar do erro típico de ambos conjuntos de isócronas ser de  $\sim 0.6$  Gyr, preferimos adotar as idades de Yonsei-Yale, porque essa grade de isócronas tem uma amostragem constante, o que faz com que a determinação de idade seja menos suscetível a sofrer problemas de interpolação.

Como dito acima, os parâmetros estelares superficiais e as abundâncias de [Fe/H] para a maioria das estrelas foram determinados em Ramírez et al. (2014). Entretanto, as estrelas HIP 108158, HIP 55409, HIP72043 e HIP69468 foram identificadas como *outliers* no plot de [Y/Mg] em função da idade (Figura 4.22) e por conta disso, seus parâmetros foram verificados através de uma nova medição da largura equivalente das linhas de FeI e FeII para estas estrelas. Para HIP 108158, HIP 55409 e HIP 68468 foram encontradas idades diferentes das apresentadas por Ramírez et al. (2014), como mostrado na Tabela 4.1. Para a estrela HIP 72043 não foi encontrada nenhuma diferença, o que significa que esta estrela é um verdadeiro outlier no plot de [Y/Mg] versus idade. Existem outros outliers no plot da Figura 4.22, mas estes pontos podem ser explicados pela binaridade destas estrelas.

Também foram atualizadas as idades de HIP 109110 e HIP 29525, duas estrelas bem jovens, para as quais idades mais precisas foram determinadas através dos períodos rotacionais por Baumann et al. (2010). É importante ressaltar que mesmo usando a idade isocronal de HIP 29525 no ajuste linear de [Y/Mg]-idade (a idade HIP 109110 não foi usada no ajuste, pois ela foi identificada como sendo binária), este ajuste não é alterado, pois a barra de erro é relativamente grande para esta estrela, tendo pouco peso no ajuste. De acordo com Barnes (2007) o erro na determinação de idades através da girocronologia é de 15% nas idades de análogas solares, que é significativamente menor do que as encontradas por Ramírez et al. (2014) para estas estrelas, que é em torno de 40-70%. Como visto na Figura 4.15 a determinação de idade isocronal tem maiores erros para estrelas mais jovens. Além disso, as idades rotacionais tem melhor acordo com as abundâncias de [Y/Mg] no plot da Figura 4.22.



### 4.5.3 Análise de abundâncias

As linhas usadas na determinação das abundâncias de Ítrio são as linhas de YII 485.48 nm, 488.3 nm, 520.04 nm and 540.27 nm. As abundâncias de Y foram corrigidas devido à estrutura hiperfina (Seção 1.6), adotando os dados de Meléndez et al. (2012). Na Figura 4.16 é mostrada a linha de 488.3 nm da HIP 10175 (1.8 Gyr) com a sobreposição de HIP 14501 (9.9 Gyr). Note a diferença na profundidade da linha entre as duas estrelas.

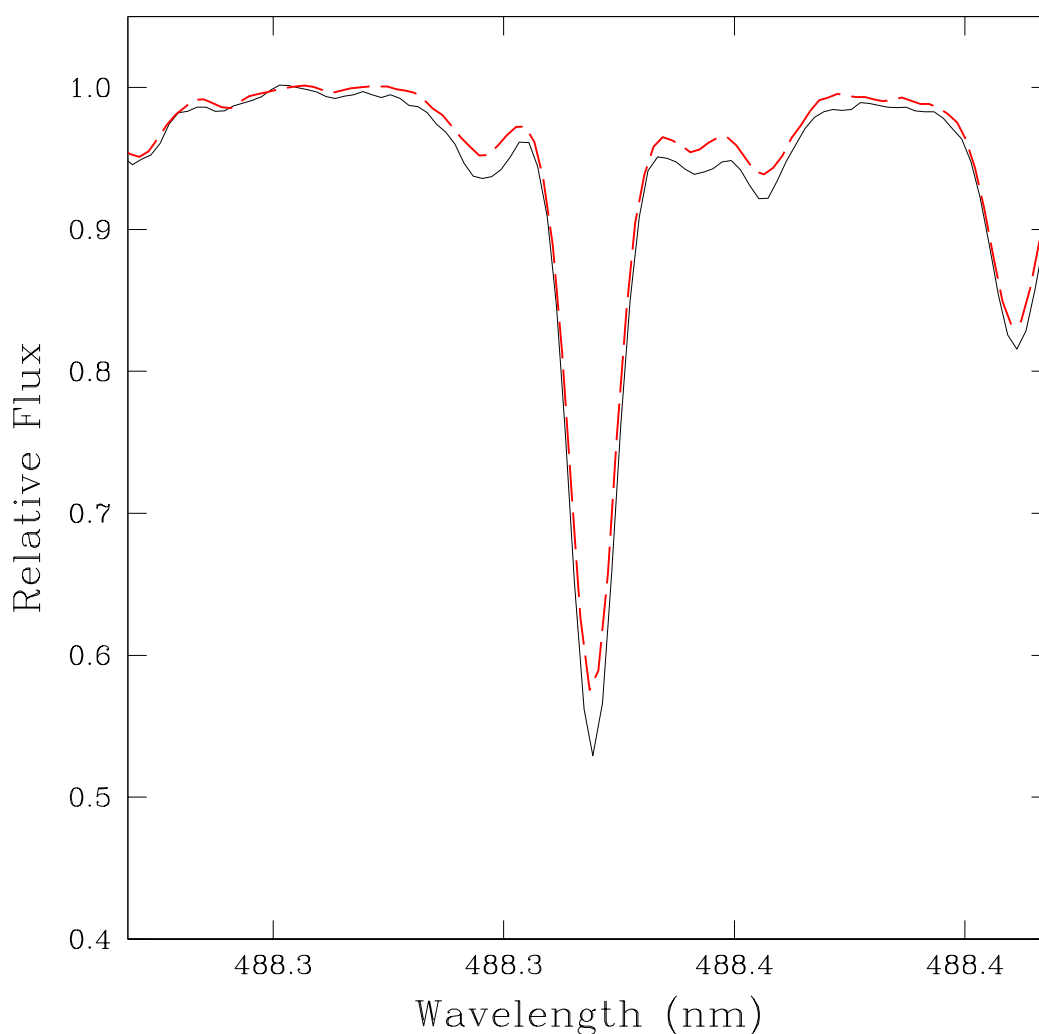


Figura 4.16: Linha de YII em 488.3 nm da estrela HIP 10175 (linha contínua) com a sobreposição de HIP 14501 (linha tracejada).

Para o magnésio foram usadas as linhas de 454.11 nm, 473.00 nm, 571.11 nm, 631.87 nm and 631.92 nm, tomando muito cuidado com as últimas duas linhas devido à influência de linhas telúricas nesta região, como mostrado na Figura 4.17. Note que a separação entre estas duas linhas é de 0.74 Å e a razão entre as linhas é 1.05.

Depois que a determinação inicial de abundâncias foi feita, verificamos a presença de outliers nas abundâncias destes elementos; caso fosse necessário, as larguras equivalentes destas linhas foram medidas novamente e os cálculos de abundâncias foram refeitos.

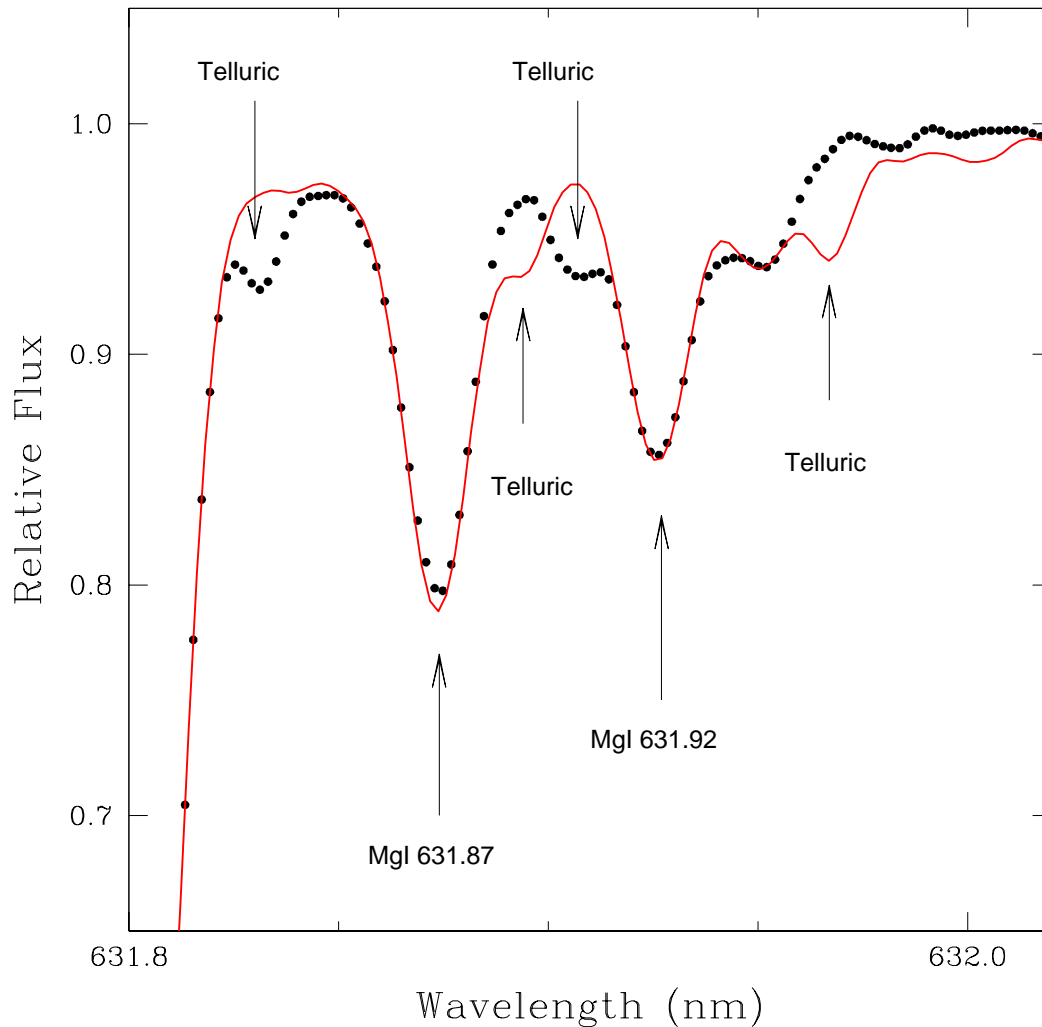


Figura 4.17: Linhas de MgI em torno de 631.9 nm mostrando as linhas telúricas desta região. Nesta figura foram usados os espectros de HIP 64713 (pontos) e HIP 89650 (linha).

#### 4.5.4 Resultados

Na Figura 4.18 é mostrada uma clara correlação entre  $[Y/Fe]$  e  $[Mg/Fe]$  com a idade, para a amostra de 88 estrelas gêmeas solares. Isto está de acordo com os resultados publicados por Nissen (2015), baseado em uma amostra menor de 21 estrelas. Os valores das abundâncias de Y e Mg, assim como seus respectivos parâmetros atmosféricos, podem ser encontrados no Apêndice H.

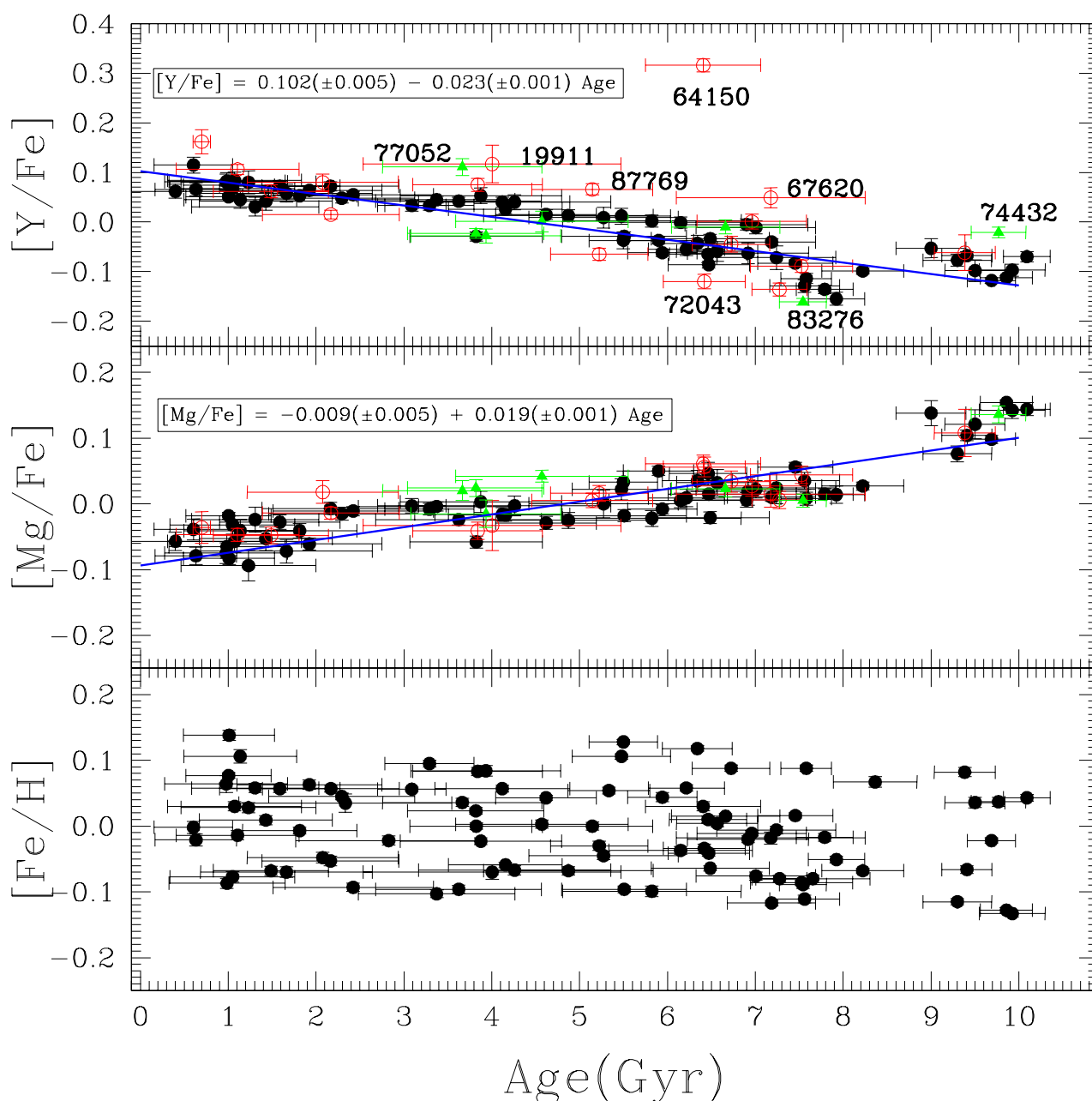


Figura 4.18: [Y/Fe] (painel superior), [Mg/Fe] (painel do meio) e [Fe/H] (painel inferior) em função da idade. Os círculos abertos vermelhos são binárias espectroscópicas e os triângulos verdes são binárias visuais.

O comportamento de Y é devido ao aumento da contribuição de elementos do processo- $\alpha$  provenientes de estrelas AGB de massas baixas e intermediárias (Fishlock et al., 2014; Karakas & Lattanzio, 2014), cuja produção se foi se tornando cada vez mais importante com o passar do tempo, no contexto da evolução química da Galáxia (Travaglio et al., 2004; Nissen, 2015).

Em contraste, a correlação entre [Mg/Fe] com a idade é um efeito de um crescente número de SNe Ia (é responsável por grande parte do Fe no disco Galáctico) em relação ao número de SNe II

(que acredita-se era maior no início da Galáxia, ocorrendo uma gradual redução de sua taxa de incidência com o passar do tempo) que produz maiormente elementos- $\alpha$ . Complementar a isto, é mostrado na Figura 4.18 que não existe uma correlação de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  com a idade estelar na nossa amostra. Isto sugere que, em um determinado momento, ocorreu uma mistura de material pobre em metais com o disco Galáctico seguida de uma formação estelar, antes que esses processos de mistura deixassem essa mistura de material no disco homogênea. Esta mistura de material contribuiria principalmente com H, produzindo um decrescimento em  $[\text{Fe}/\text{H}]$  mas deixando a razão  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  intácta (Edvardsson et al., 1993; Nissen, 2015).

Também na Figura 4.18 é mostrado um *gap* em torno de 8.5 Gyr, que pode ser usado para distinguir diferentes populações. O *gap* mostrado no gráfico de  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  em função da idade estelar foi usado para identificar 10 estrelas mostrando uma alta abundância de elementos  $\alpha$ , que de acordo com Haywood et al. (2013) podem pertencer à população do disco espesso.

Em contrapartida, Adibekyan et al. (2011) classifica estas estrelas com uma alta abundância de elementos  $\alpha$  e ricas em metais ( $h\alpha mr$ ) como pertencentes a uma população distinta. As estrelas  $h\alpha mr$  mostram propriedades tanto do disco fino, como do disco espesso e poderiam ter migrado de partes mais internas da Galáxia, segundo Adibekyan et al. (2013). Entretanto, o estudo detalhado de Haywood et al. (2013) indicam que elas podem ter sido formadas no final do disco espesso.

Usando o critério de Adibekyan et al. (2013), nove estrelas da nossa amostra foram identificadas como sendo  $h\alpha mr$ , como pode ser visto na Figura 4.19, em contraste com o número de dez estrelas identificadas usando a idade estelar neste trabalho. Entretanto, as nove estrelas  $h\alpha mr$  usando o critério de Adibekyan et al. (2012) coincidem com as estrelas  $h\alpha mr$  identificadas usando a idade, com exceção de HIP 109821.

Adotando uma distribuição bimodal (e.g., Bevington, 1969) a ocorrência de estrelas  $h\alpha mr$  na nossa amostra é de  $11.4 \pm 3.4 \%$ , que é consistente com os valores de  $14.3 \pm 7.6 \%$  encontrado por Nissen (2015) e  $14.5 \pm 1.7 \%$  de Adibekyan et al. (2012) (usando o limite de metalicidade da nossa amostra).

Na Figura 4.20 é mostrado o diagrama Toomre da amostra de gêmeas solares, destacando as estrelas  $h\alpha mr$  (círculos abertos). O grupo das estrelas  $h\alpha mr$  não parecem ser particularmente separadas do resto do grupo, e suas propriedades cinemáticas estão de acordo com o que é encontrado por Adibekyan et al. (2011, 2013) e Bensby et al. (2014).

Os círculos abertos vermelhos nas Figuras 4.18 e 4.22 são binárias, identificadas através de

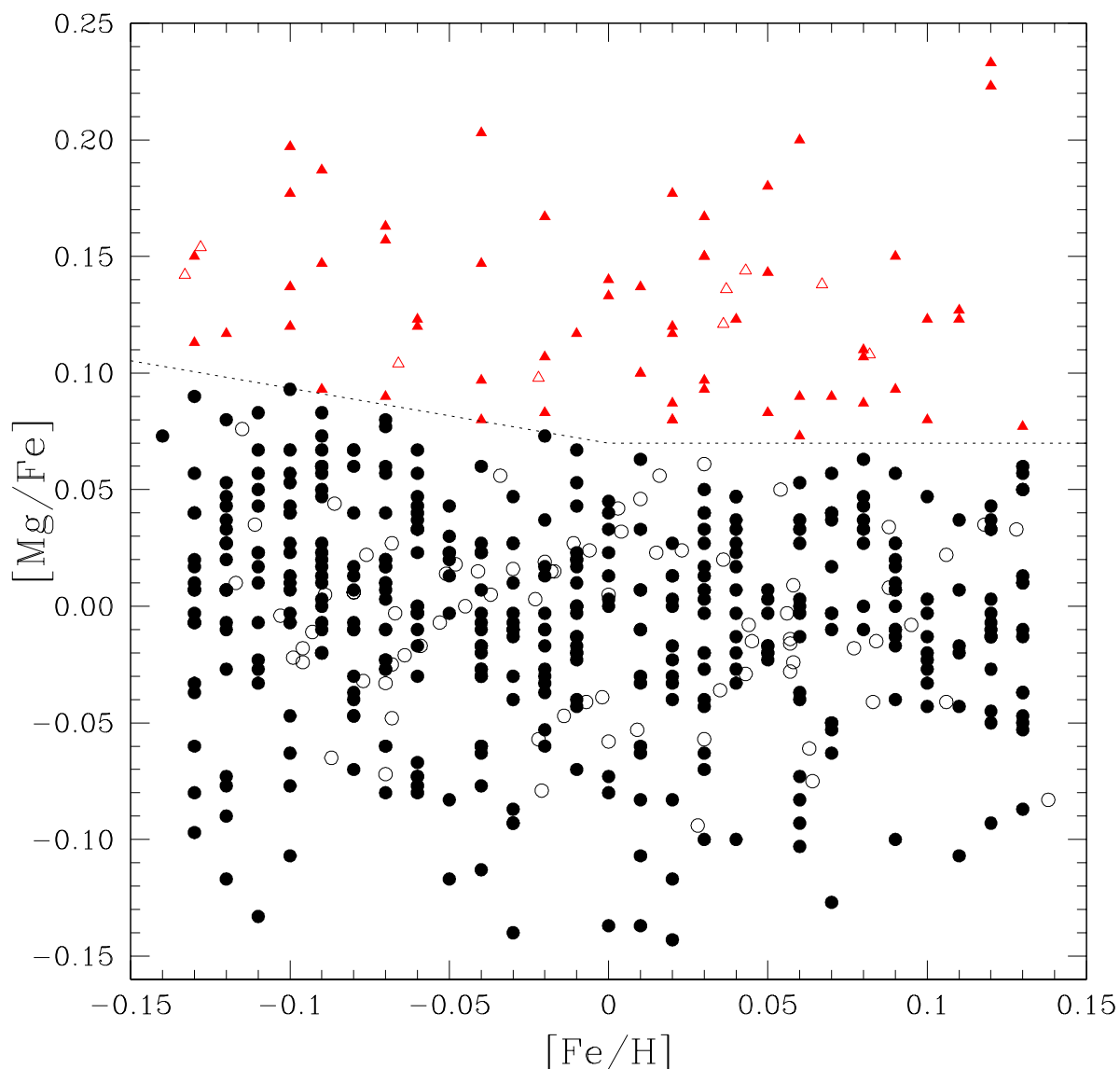


Figura 4.19:  $[Mg/Fe]$  vs.  $[Fe/H]$  proveniente dos dados de Adibekyan et al. (2012) (símbolos preenchidos) no correspondente limite de metalicidade do nosso trabalho (pontos vazios). Os círculos representam estrelas do disco fino e os triângulos estrelas  $\alpha$ mr.

mudanças na velocidade radial. A maioria das estrelas da nossa amostra MIKE se sobrepõe com o programa de busca de exoplanetas em gêmeas solares do HARPS do grupo do Prof. Jorge Meléndez (Ramírez et al., 2014; Bedell et al., 2015), com uma amostra de 60 estrelas gêmeas solares. As estrelas identificadas como binárias estão indicadas no Apêndice H.1. Através de nossa inspeção visual, todas as binárias espectroscópicas são de linhas únicas (*single lined binaries*). Isto também é aparente na análise da abundância de ferro, pois as larguras equivalentes não aparentam estar contaminadas de nenhuma maneira significativa.

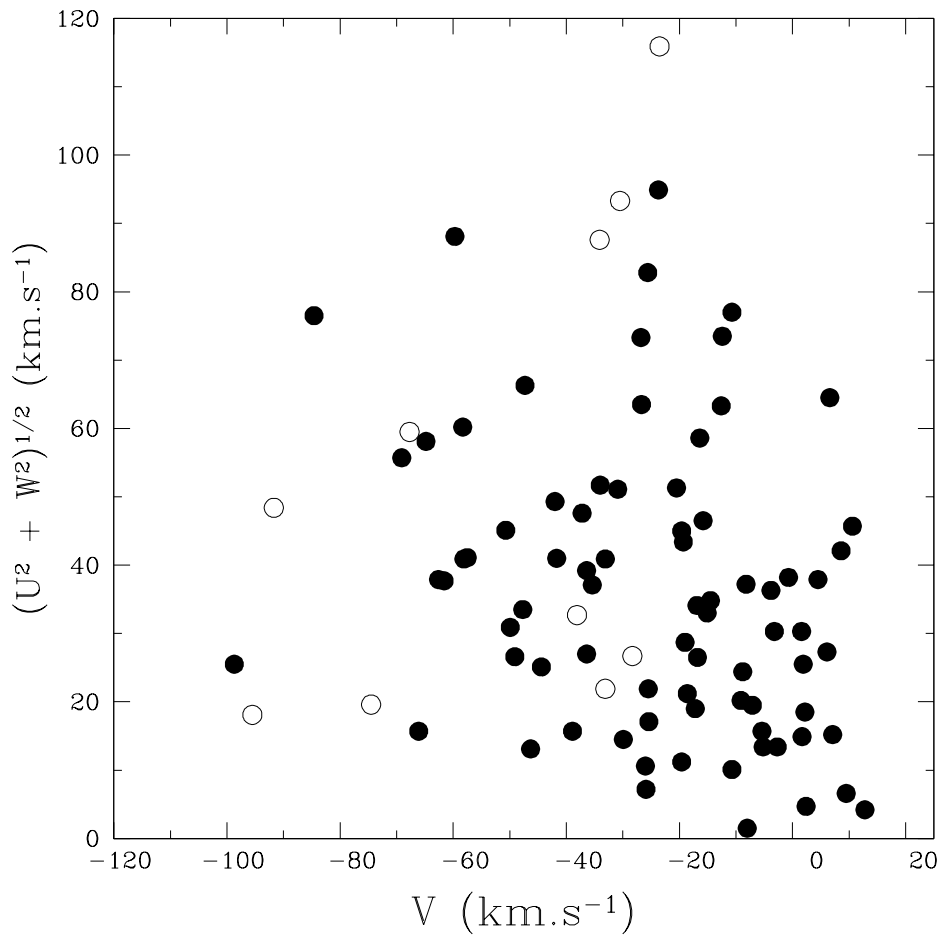


Figura 4.20: Diagrama Toomre para a nossa amostra. Os círculos abertos são estrelas  $h\alpha mr$ .

É importante ressaltar também que, no gráfico de  $[Y/Fe]$  em função da idade, todos os *outliers* são binárias espectroscópicas (círculos vermelhos abertos). A provável causa disso é uma possível transferência de massa da companheira (carregando  $Y$  produzido no estágio de AGB) para a estrela primária. Com isso, a relação entre  $[Y/Fe]$  em função da idade aparenta ser um bom método de identificação de sistemas múltiplos onde ocorreu transferência de massa. Entretanto, isto somente é possível com determinação de idades precisas. Note também que as estrelas HIP 77052, HIP 74432 e HIP 83276, que também são *outliers* no gráfico de  $[Y/Fe]$ , são identificadas como binárias espectroscópicas (Tokovinin, 2014).

Mostramos na Figura 4.21 o histograma de idades de toda a amostra. A linha vermelha contínua mostra as estrelas do disco fino, enquanto a linha tracejada azul mostra as estrelas que foram identificadas como pertencentes à população  $h\alpha mr$ . Nesta figura é possível distinguir um claro *gap* em torno da idade de 8.0 Gyr, separando as distintas populações.

As estrelas  $h\alpha mr$  mostram uma dispersão em idades, de estrela para estrela, de apenas 0.3

Gyr, indicando que as estrelas desta população se formaram rapidamente.

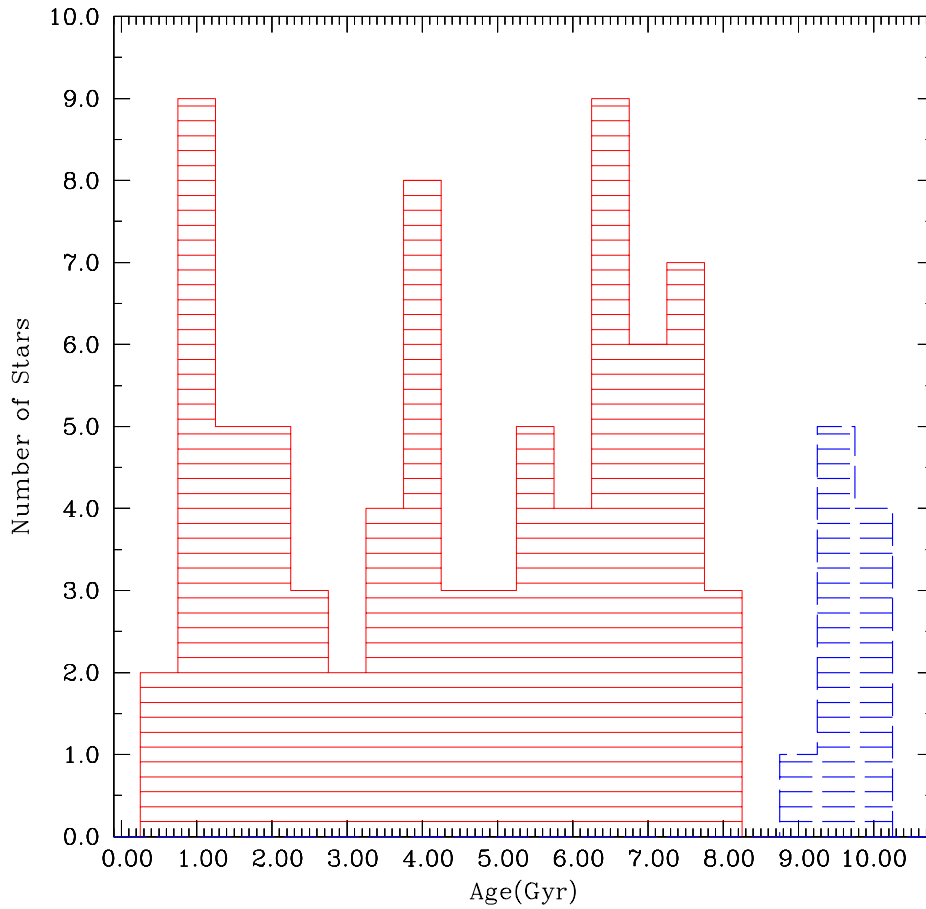


Figura 4.21: Histograma de idade de toda a mostra evidenciando dois tipos de populações estelares: o disco fino (linha contínua vermelha) e a população  $h\bar{m}r$  (linha tracejada azul) que é provavelmente do disco espesso.

Na Figura 4.22 é apresentado finalmente o gráfico de  $[Y/Mg]$  em função da idade estelar. Um ajuste linear foi feito (excluindo estrelas binárias), resultando na seguinte relação (usando as idades de YY):

$$[Y/Mg] = 0.188 \pm 0.008 - 0.042 \pm 0.001 \cdot Idade \quad (4.4)$$

Este ajuste é o mesmo (dentro de  $1\sigma$ ) que o encontrado por Nissen (2015), mas com uma melhor precisão e uma dispersão de 0.037 dex. Também foi encontrado um incrível level de significancia de  $43\sigma$  para o ajuste e um coeficiente de Spearman de  $r_s = -0.96$  (correlação quase perfeita) e uma probabilidade desse resultado ter surgido por puro acaso de  $10^{-35}$ .

É importante notar também que as estrelas  $h\bar{m}r$  não foram excluídas do ajuste, significando que a relação de  $[Y/Mg]$  em função da idade também é válida para essa população.

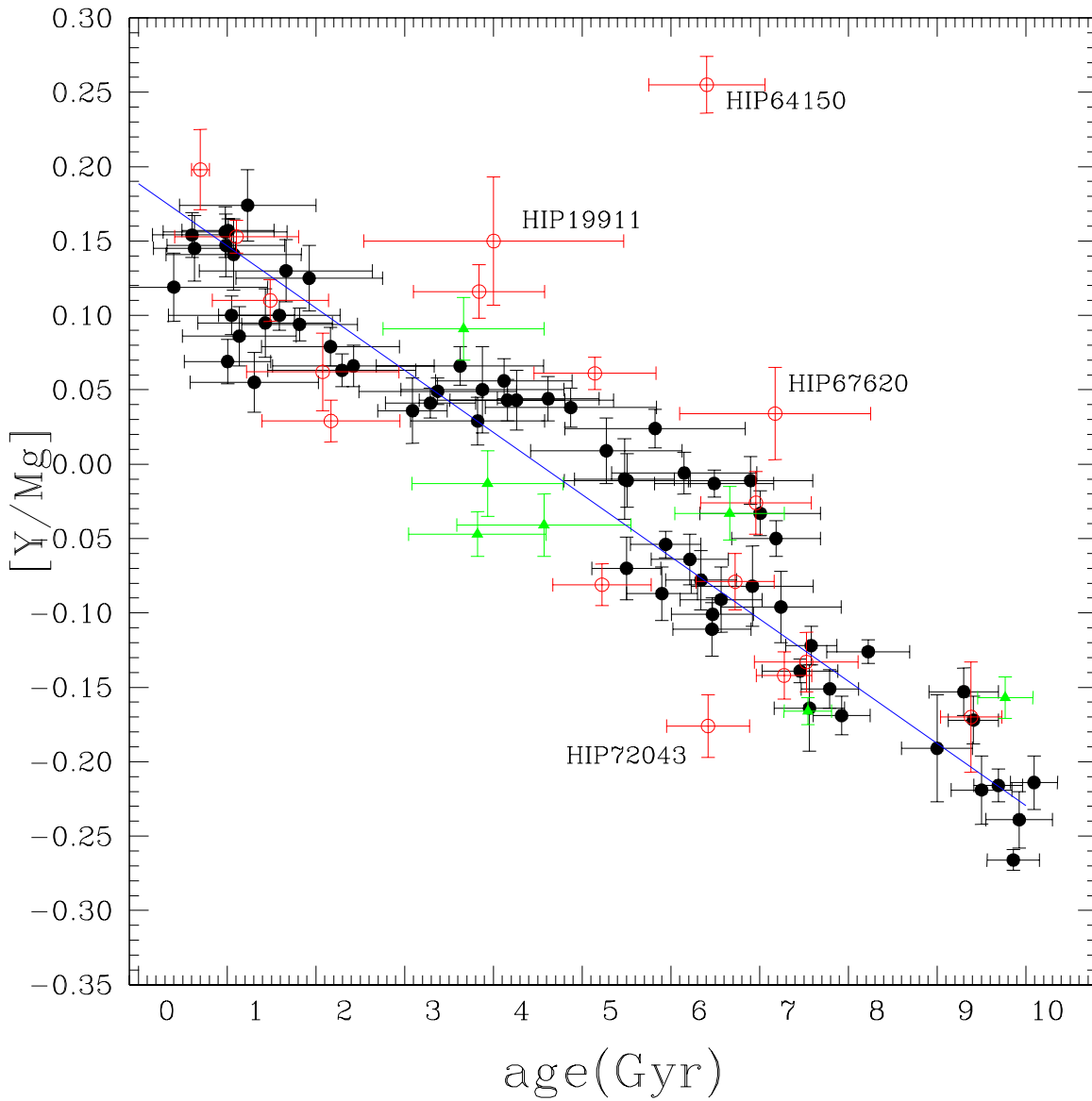


Figura 4.22:  $[Y/Mg]$  em função da idade estelar para a amostra de 88 gêmeas solares. Os círculos abertos são binárias espectroscópicas, os triângulos verdes são binárias visuais.

A relação da idade (Gyr) em função de  $[Y/Mg]$  é dada por:

$$Idade = 4.51 \pm 0.09 - 23.92 \pm 0.65.[Y/Mg] \quad (4.5)$$

A dispersão neste ajuste é de 0.9 Gyr, que é maior do que a média dos erros na determinação de idade isocronal, que é de 0.6 Gyr. Subtraindo estes erros é encontrada uma incerteza intrínseca de 0.7 Gyr para a determinação de idade. Este valor para a incerteza intrínseca deve ser adicionada ao erro da determinação de idade da Eq. 4.4.

O erro médio de  $[Y/Mg]$  da nossa amostra é de 0.017 dex, que é traduzido em um erro típico



para a determinação de idade de 0.4 Gyr. Com isso, o erro total esperado para este método é de  $\sim 0.8$  Gyr, usando dados com uma precisão similar à encontrada neste trabalho.

#### 4.6 Explorando o conteúdo de Ba e Eu

Complementário ao trabalho da relação entre as abundâncias de [Y/Mg] em função da idade estelar, foi determinado o conteúdo de Ba e Eu em gêmeas solares da uma amostra mista contendo espectros estelares do UVES e uma subamostra do MIKE, proveniente das mesmas amostras utilizadas nos capítulos anteriores (Capítulo 3 UVES e Capítulo 4 MIKE).

A abundância de bário (Tabela 4.2) foi obtida através do método de largura equivalente, usando o método diferencial e tendo o Sol como estrela de referência. As linhas usadas para o Ba foram as de BaII em 649.6 nm, 585.3 nm e 614.1 nm. Depois de calculadas, as abundâncias de Ba foram corrigidas devido ao efeito de HFS.

Na Figura 4.23 é mostrado o conteúdo de Ba em função da idade. Aparentemente as abundâncias de Ba com a idade não é uma relação linear, apresentando um *knee* que pode indicar um momento em que produção deste elemento tornou-se mais importante na evolução química da Galáxia. Isto provavelmente se deve a AGBs de baixa massa ( $1-2 M_{\odot}$ ) que evoluem mais devagar, mas em compensação produzem muito bário, como visto na Figura 4.4 (Fishlock et al., 2014).

Já as abundâncias de Eu (Tabela 4.2) foram obtidas através do cálculo de síntese espectral, com base na linha de EuII 664.5 nm, já levando em consideração a HFS durante a própria síntese. As abundâncias de európio são mostradas na Figura 4.24.

Ao contrário do Ba, as abundâncias de Eu não esboçam uma relação tão evidente com a idade, apesar de ser possível ver um pequeno crescimento para estrelas mais jovens. Talvez isso aconteça porque, como apenas 6% de Eu é produzido através do processo-*s*, grande parte do conteúdo de Eu tenha se formado logo no início da formação da Galáxia, quando a nucleossíntese era dominada por SN II. Com o passar do tempo, e com a subsequente queda no número de SN II, o conteúdo químico de Eu se estabilizou, e a ligeira subida em função da idade vista na Figura 4.24 talvez seja apenas devido a sua pequena produção em AGBs.

#### 4.7 Considerações finais

Com este trabalho de tese confirmamos a forte relação de [Y/Mg] em função da idade, inicialmente encontrada por Nissen (2015). A relação apresentada na Eq. 4.4 aparenta poder ser

Tabela 4.2 - Abundâncias de [Ba/H], [Eu/H] e idade junto com seus respectivos erros para uma amostra de 20 gêmeas solares.

Star	[Ba/H] (dex)	erro	[Eu/H] (dex)	erro	Idade (Gyr)	erro
HIP 10175	0.06	0.01	0.01	0.05	2.0	0.8
HIP 105184	0.19	0.01	0.04	0.05	0.9	0.5
HIP 117367	-0.06	0.02	-0.02	0.06	5.9	0.4
HIP 11915	-0.01	0.01	0.02	0.05	4.0	0.6
HIP 15457	0.24	0.01	-0.06	0.05	0.5	0.2
HIP 15527	-0.14	0.01	-0.06	0.05	7.8	0.3
HIP 18844	-0.09	0.01	0.13	0.05	7.3	0.4
HIP 29525	0.11	0.02	-0.04	0.05	2.9	1.1
HIP 30344	0.12	0.03	0.07	0.06	1.2	0.8
HIP 41317	-0.16	0.02	-0.03	0.05	8.0	0.5
HIP 44997	-0.05	0.02	-0.04	0.05	3.7	1.0
HIP 49756	-0.03	0.01	-0.04	0.05	4.6	0.5
HIP 55409	-0.12	0.02	-0.04	0.05	7.9	0.7
HIP 68468	0.02	0.01	-0.01	0.05	5.9	0.5
HIP 79672	0.11	0.01	-0.07	0.05	2.9	1.1
HIP102152	-0.05	0.01	0.04	0.05	8.2	0.4
HIP30502	-0.02	0.02	0.11	0.05	6.0	0.5
HIP73815	-0.01	0.01	0.02	0.12	6.8	0.3
HIP77883	-0.01	0.01	-0.02	0.05	7.5	0.3
HIP89650	-0.02	0.01	0.03	0.20	4.2	0.4

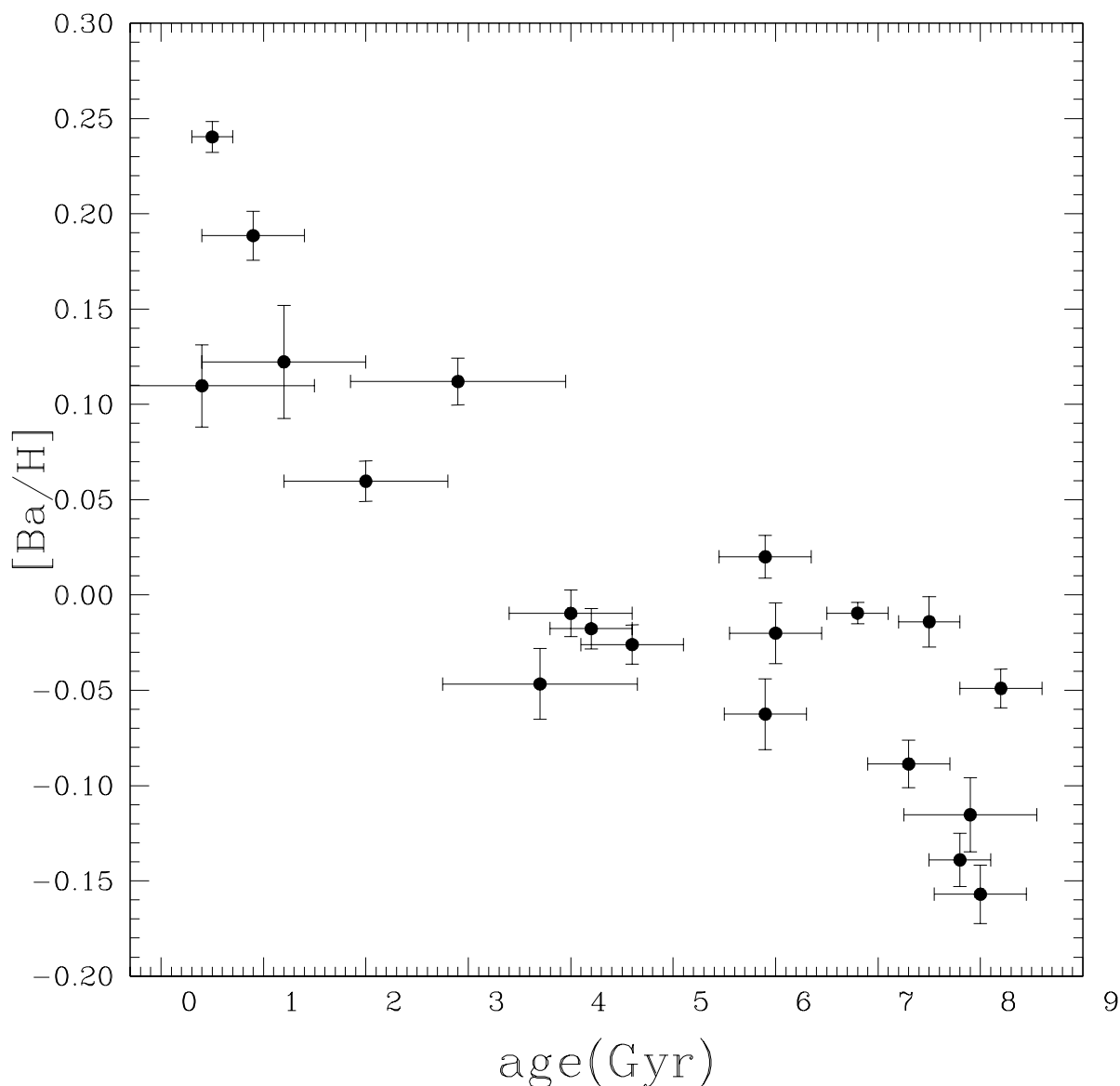


Figura 4.23: Abundâncias diferenciais de  $[Ba/H]$  em função da idade estelar.

aplicada inclusive para estrelas da população do disco espesso.

Apesar de usarmos uma diferente amostra e maior do que a usada por Nissen (2015), encontramos uma relação praticamente idêntica, dentro do limite de erro de  $1\sigma$ , o que só reforça a importância desta relação no contexto da evolução química da Galáxia.

A incerteza média para a idade, esperada para dados com precisão similar à encontrada nesta tese, é de  $\sim 0.8$  Gyr. Mas é importante ressaltar que não é necessário uma determinação de abundâncias com precisão extremamente alta para conseguir uma boa estimativa de idades. Por exemplo, com uma precisão de 0.05 dex em  $[Y/Mg]$ , ainda é possível ter uma precisão de 1.4 Gyr em idade.

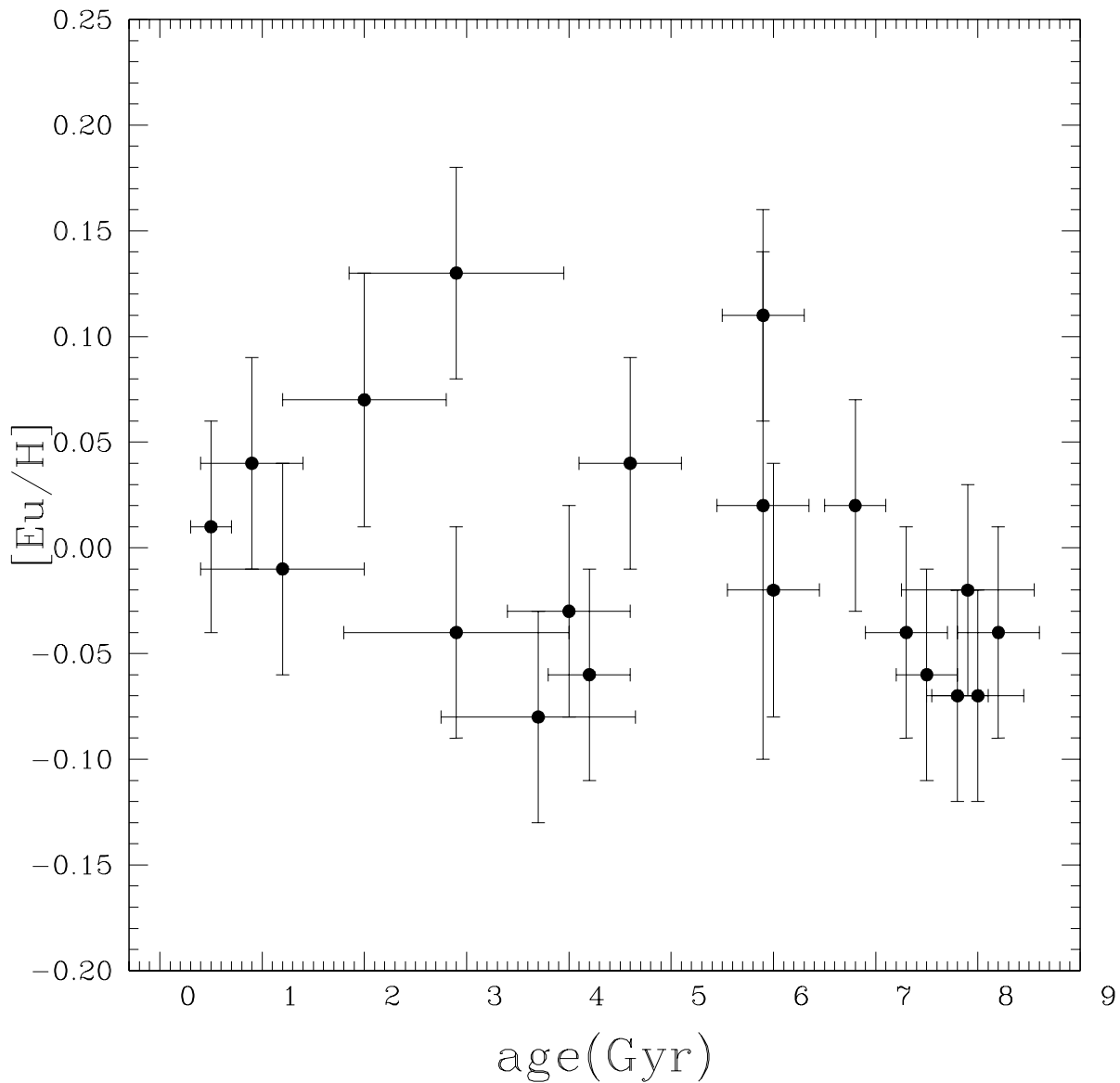


Figura 4.24: Abundâncias diferenciais de [Eu/H] em função da idade estelar.

Foram feitos testes para verificar se existe alguma relação de dependência desta relação com a metalicidade. Para isso a amostra foi dividida entre "ricas" ( $[\text{Fe}/\text{H}] > 0$  dex) em metais e "pobres" ( $[\text{Fe}/\text{H}] < 0$  dex) em metais, apesar da pouca dispersão em  $[\text{Fe}/\text{H}]$  dos nossos dados ( $-0.14 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.14$  dex). Entretanto, nenhuma relação significativa com a metalicidade foi encontrada, como mostra a Figura 4.25.

Embora tenhamos encontrado uma forte correlação com a idade, um estudo mais aprofundado deve ser feito para verificar a aplicabilidade da estimativa de idade usando  $[\text{Y}/\text{Mg}]$  para estrelas em um intervalo diferente de metalicidades. Além disso, a correlação mostrada na Figura 4.22 pode ser mais complexa do que apenas um ajuste linear, podendo apresentar um *knee* de

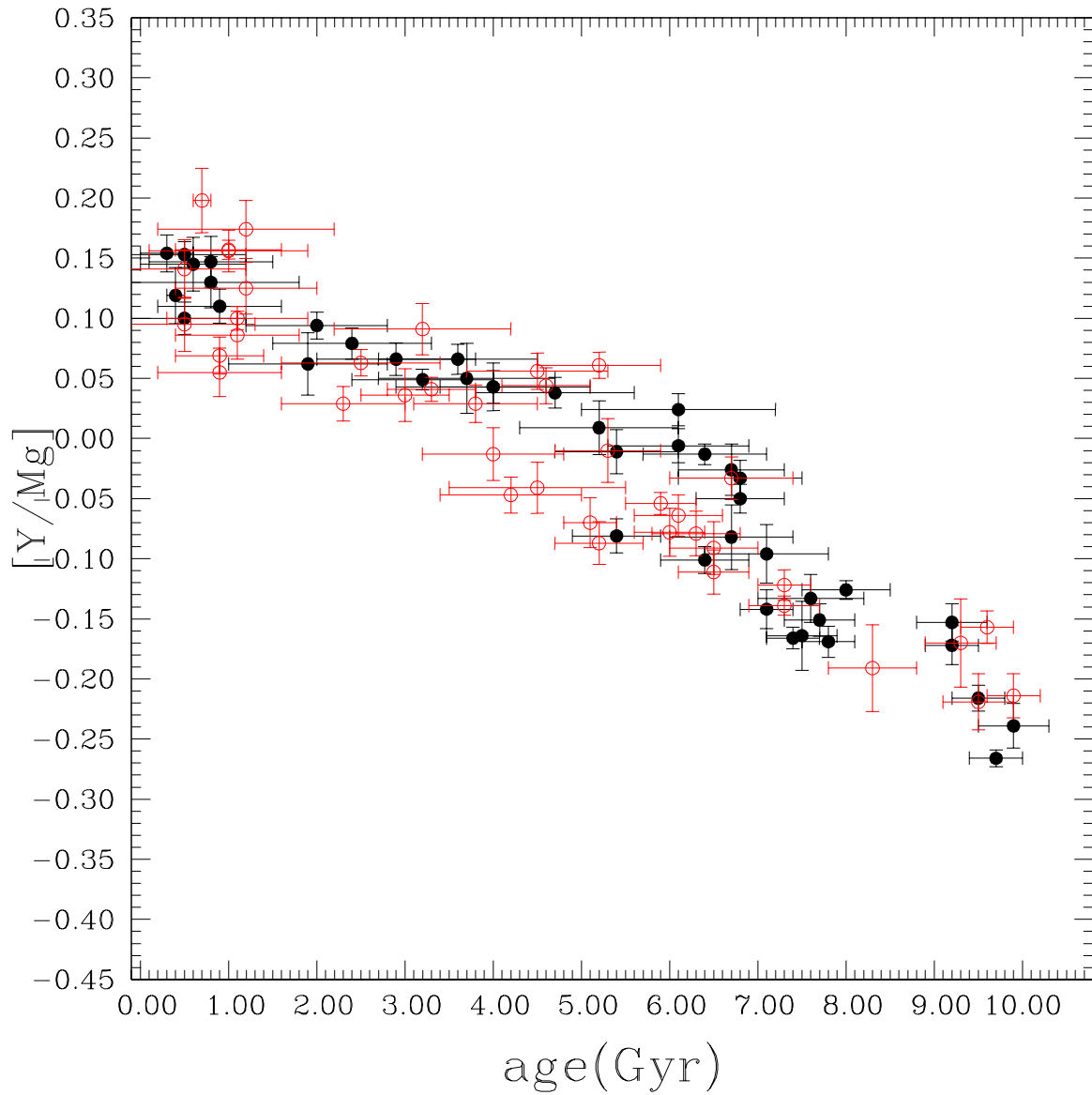


Figura 4.25: Abundâncias diferenciais de  $[Y/Mg]$  separadas em dois grupos: pobres em metais com  $-0.14 \geq [Fe/H] < 0$  dex (círculos vazios) e ricas em metais com  $0 \leq [Fe/H] \leq 0.14$  dex (círculos preenchidos).

modo semelhante ao encontrado para o  $[Ba/H]$  vs. idade, como mostrado na seção anterior.

Acima de tudo, no que diz respeito às gêmeas e análogas solares, a razão de  $[Y/Mg]$  se mostra um promissor novo método confiável de estimativa de idade, que pode ser usado em conjunto com outras técnicas para aprimorar a determinação de idades.

E para completar, nosso trabalho provê importantes vínculos observacionais para as taxas de produção do processo- $s$  em estrelas AGBs.



### Colaborações em outros trabalhos

Nas próximas seções serão mostrados brevemente outros trabalhos nos quais colaborei durante meu doutorado. Todas essas colaborações resultaram em artigos publicados no A&A e no *Astrophysical Journal*.

#### 5.1 2MASS J18082002-5104378: The Brightest ( $V=11.9$ ) Ultra Metal-Poor Star (Meléndez et al., 2016)

O estudo de estrelas ultra pobres em metais ( $[Fe/H] < -4$  dex, *ultra metal poor*, UMP) é de extrema importância na Astronomia pois além de inferir as abundâncias de Li da nucleossíntese primordial, podemos também analisar a influência dos produtos da nucleossíntese provenientes das primeiras estrelas da Galáxia, que devido a sua alta massa evoluíram muito rapidamente, porém a assinatura química deixada por essas estrelas deve estar presente nas subseqüentes gerações de estrelas (Frebel et al., 2015).

Em estrelas pobres em metais as linhas espectrais são tão fracas que dificultam uma análise de abundâncias detalhada. Por causa disto, o foco deste trabalho são as estrelas UMP brilhantes ( $V < 14$ ), que facilitam uma análise espectral em alta resolução.

Neste trabalho identificamos a estrela 2MASS J18082002-5104378 com magnitude  $V = 11.9$  e  $[Fe/H] = -4.07$  dex, sendo esta a estrela ultra pobre em metais mais brilhante já detectada até hoje, como mostrado na Figura 5.1.

Esta detecção ocorreu graças a um novo método de escolha de candidatas a UMP, onde se correlaciona a  $T_{\text{eff}}$ , o tipo espectral e a metalicidade. Um exemplo disto são as estrelas HD 19445 e HD 140283, que são estrelas classificadas como tipo A, mas entretanto, elas possuem temperaturas muito mais frias do que a esperada para estrelas deste tipo espectral. Isto ocorre

devido a sua baixa metalicidade de  $[Fe/H] \sim -2$  dex (Nissen et al., 2007; Ramirez et al., 2013b).

As observações para estas candidatas a UMP foram feitas usando o espectrógrafo EFOSC2 no observatório de La Silla do ESO, no Observatório do Pico dos Dias no Brasil (OPD) e no observatório McDonald nos EUA. Eu tive a sorte de ser o astrônomo que observou a estrela 2MASS J18082002-5104378 em uma das missões em La Silla. Além das observações no ESO, eu também realizei observações no OPD para o projeto.

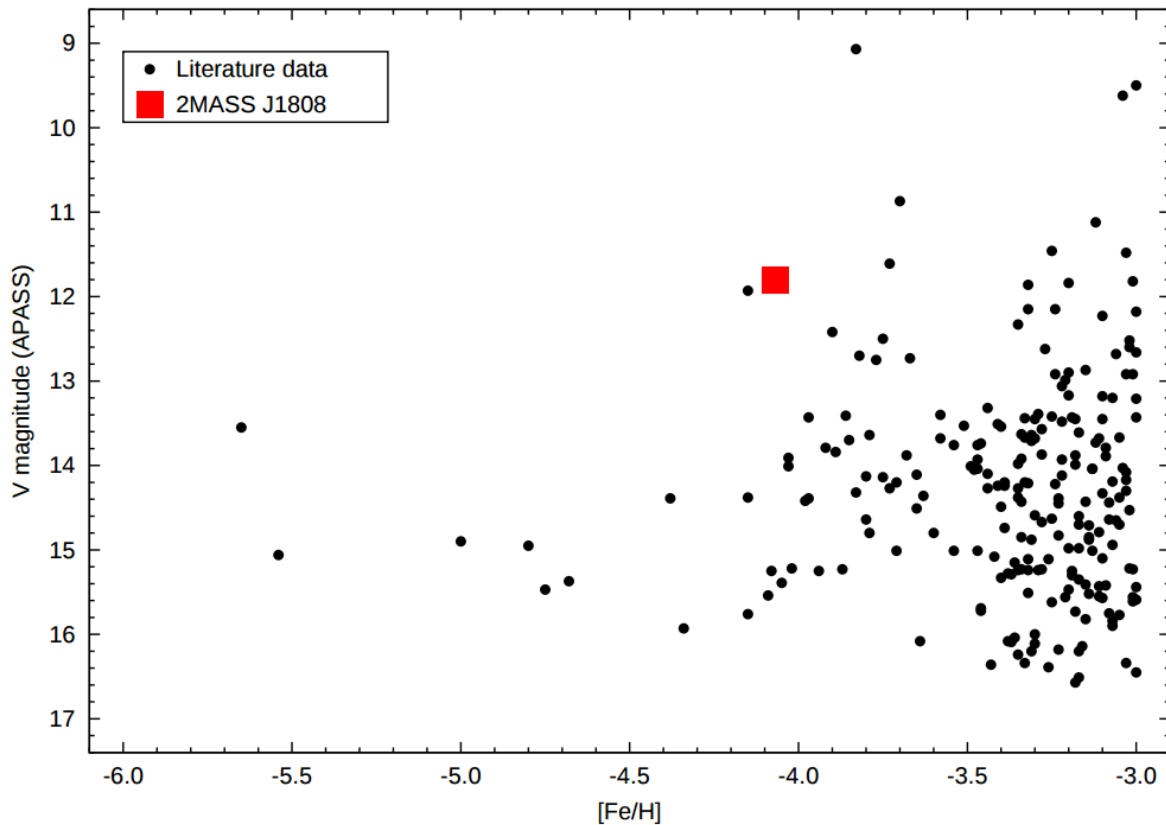


Figura 5.1: Magnitudes V para estrelas pobres em metais com  $[Fe/H] < -3$ . A estrela 2MASS J1808-5104 é a mais brilhante UMP. Figura de Meléndez et al. (2016).

## 5.2 HIP 10725: the first solar twin/analogue field blue straggler (Schirbel et al., 2015)

Neste trabalho é identificada a primeira gêmea/análoga solar *blue straggler*. Esta estrela pode ser classificada como gêmea solar se a metalicidade for caracterizada usando os elementos voláteis (C, N, O) ou uma análoga solar, se for usado um elemento refratário como o Fe.



*Blue stragglers* são tradicionalmente estrelas da Sequência Principal que são identificadas por serem mais azuis que as outras componentes de sua população (Ryan et al., 2001). Isto faz com que esse tipo de estrela seja mais facilmente observada em aglomerados globulares. Em contra partida, as *blue straggler* de campo (que pertenceram a um aglomerado mas já se dispersaram pela Galáxia) são significativamente mais difíceis de identificar porque é mais complicado estipular quais estrelas têm uma origem em comum. Entretanto, existem outras pistas deixadas, que estão ligadas ao seu processo de formação, que podem ajudar na sua identificação.

As estrelas *blue stragglers* são binárias enriquecidas em elementos do processo-s, provavelmente devido a transferência de massa de uma estrela AGB, que contaminou a atmosfera da companheira com estes elementos e também transferiu momento angular (McCrea, 1964). Elas têm alta atividade cromosférica e alta velocidade de rotação, devido à transferência de momento angular de sua parceira, e com isso aparentam ser mais jovens (Fuhrmann & Bernkopf, 1999). Apesar de parecerem jovens, estas estrelas tem conteúdo de Li muito depletado, o que indica uma idade já avançada (Monroe et al., 2013; Meléndez et al., 2014a).

Além do enriquecimento de elementos de processo-s, também são previstas anomalias no conteúdo de elementos leves (Li e Be) durante a transferência de massa de uma AGB para sua companheira (Desidera et al., 2007). Apesar da presença destas propriedades isoladas não ser um indicativo do status de *blue straggler*, a combinação destas fortemente sugere o estatus de *blue stragglers* (Rocha-Pinto et al., 2002).

Em se tratando de gêmeas e análogas solares, uma alta depleção de Be (associada a um enriquecimento de elementos -s) pode dar ainda mais força às afirmações acima. Isto porque não é esperado uma grande depleção de berílio para estrelas gêmeas e análogas solares, como relatado em Tucci Maia et al. (2015). Enquanto uma pequena parte do Be depletado é pela transferência de material pobre em Be da companheira AGB, a maior parte da depleção estaria associada a transferência de momento angular, que aceleraria os processos extras de mistura.

Na Figura 5.2 é mostrado como Be está depletado em relação ao conteúdo solar, assim como um enriquecimento em elementos-s (ver também a Figura 5.3). A minha colaboração neste trabalho foi a determinação de um limite superior para a abundância de berílio em HIP 10725 de  $[\text{Be}/\text{H}] \leq -1.2$  dex.

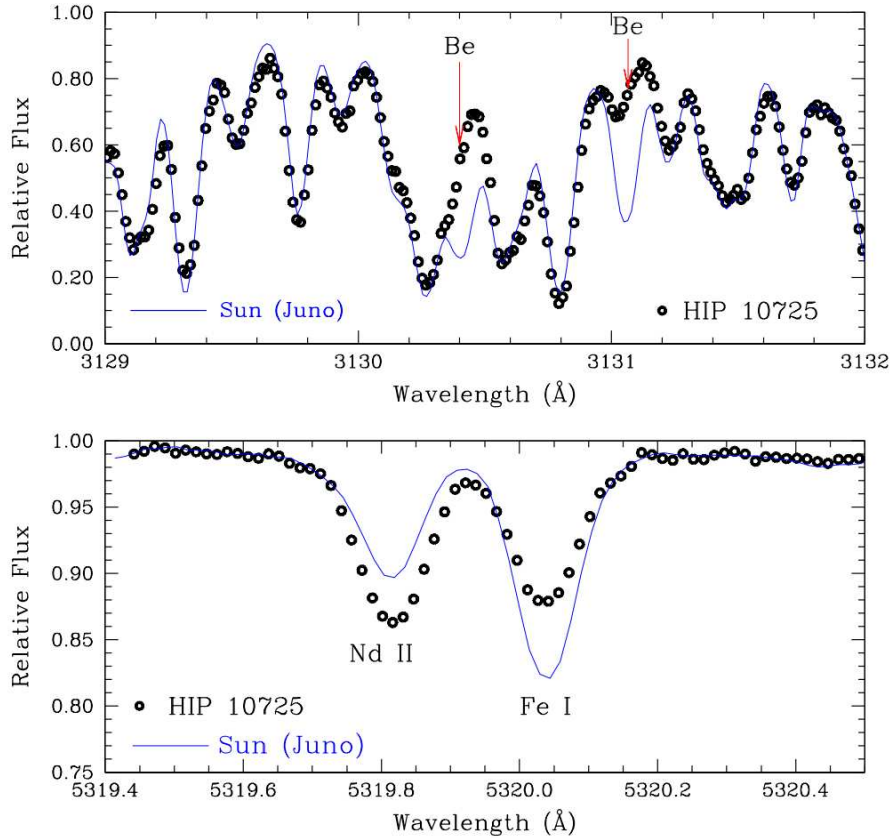


Figura 5.2: Comparação entre o espectro de HIP 10725 com o Sol. No painel superior são mostradas as linhas de BeII na região de 313 nm. Note a extrema depleção de Be comparado com o conteúdo deste elemento no Sol. No painel inferior é mostrado um excesso de Nd em HIP 10725, um elemento produzido por captura de nêutrons. Retirado de Schirbel et al. (2015).

### 5.3 The solar twin planet search. II. A Jupiter twin around a solar twin (Bedell et al., 2015)

Devido à base temporal longa em velocidade radial estamos alcançando o domínio de detecção de planetas de longos períodos orbitais. Isto permitiu a detecção pioneira de um planeta com a massa de Júpiter com um período orbital de 3800 dias (comparável ao período orbital de Júpiter que é de  $\sim 4300$  dias) ao redor da gêmea solar HIP 11915. Apesar da velocidade radial ser afetada pelo ciclo de atividade estelar, a interpretação de que este sinal seja de um planeta é mais plausível baseado na análise conjunta da velocidade radial e no índice de atividade estelar (Bedell et al., 2015).

As observações para esta estrela foram feitas usando o espectrografo HARPS no telescópio de 3.6 m do ESO em La Silla e processadas com a *pipeline* criado para o próprio instrumento. Na Figura 5.4 é mostrada a melhor solução orbital e na Tabela 5.1 os parâmetros com suas

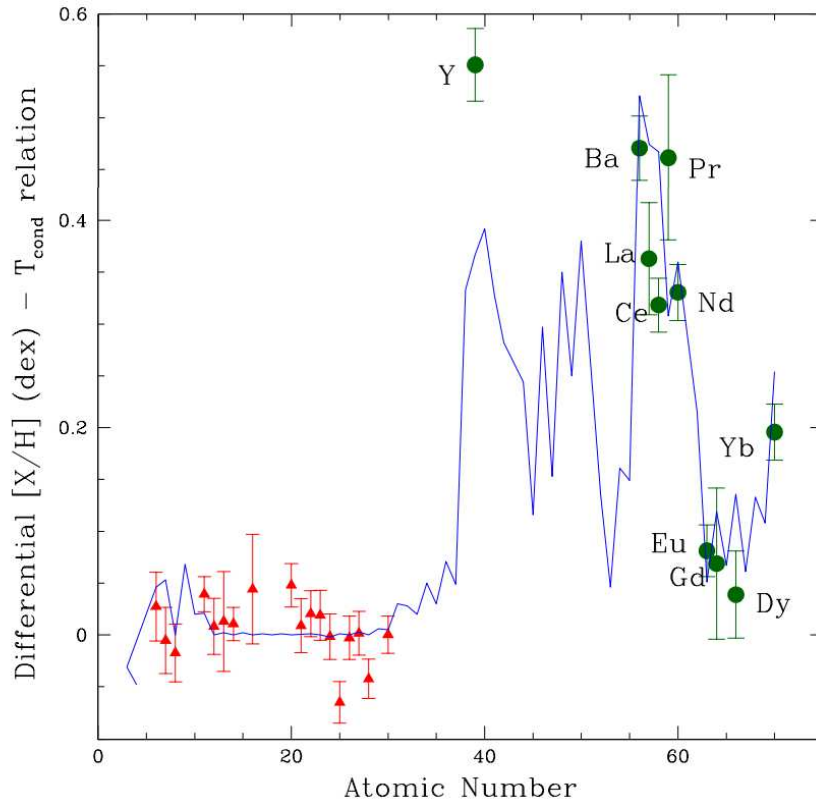


Figura 5.3: Abundância diferencial de HIP 10725 em relação ao Sol. Os elementos de captura de nêutrons (círculos cheios) têm bom acordo com o modelo de transferência de massa de uma AGB de  $2 M_{\odot}$  (linha sólida). Retirado de Schirbel et al. (2015).

respectivas incertezas para o planeta HIP 11915b. A minha colaboração para esta pesquisa foi determinação da velocidade de rotação  $v \sin i$  da estrela.

#### 5.4 The solar twin planet search I. Fundamental parameters of the stellar sample (Ramírez et al., 2014)

Neste trabalho apresentamos a maior amostra de gêmeas solares obtidas usando a mesma configuração com alta resolução e alto S/N para todas elas, com o intuito de proporcionar novos estudos envolvendo a composição química estelar e a conexão planetária, explorando as vantagens oferecidas pelas gêmeas solares, proporcionando uma análise de abundâncias com altíssima precisão.

Parâmetros atmosféricos ( $T_{eff}$ ,  $\log g$ ,  $[Fe/H]$  e  $v_t$ ) muito precisos, empregando a técnica de determinação de abundâncias diferenciais, foram obtidos usando os espectros de 88 gêmeas solares provenientes de observações com o espectrógrafo MIKE. O espectro de referência, como

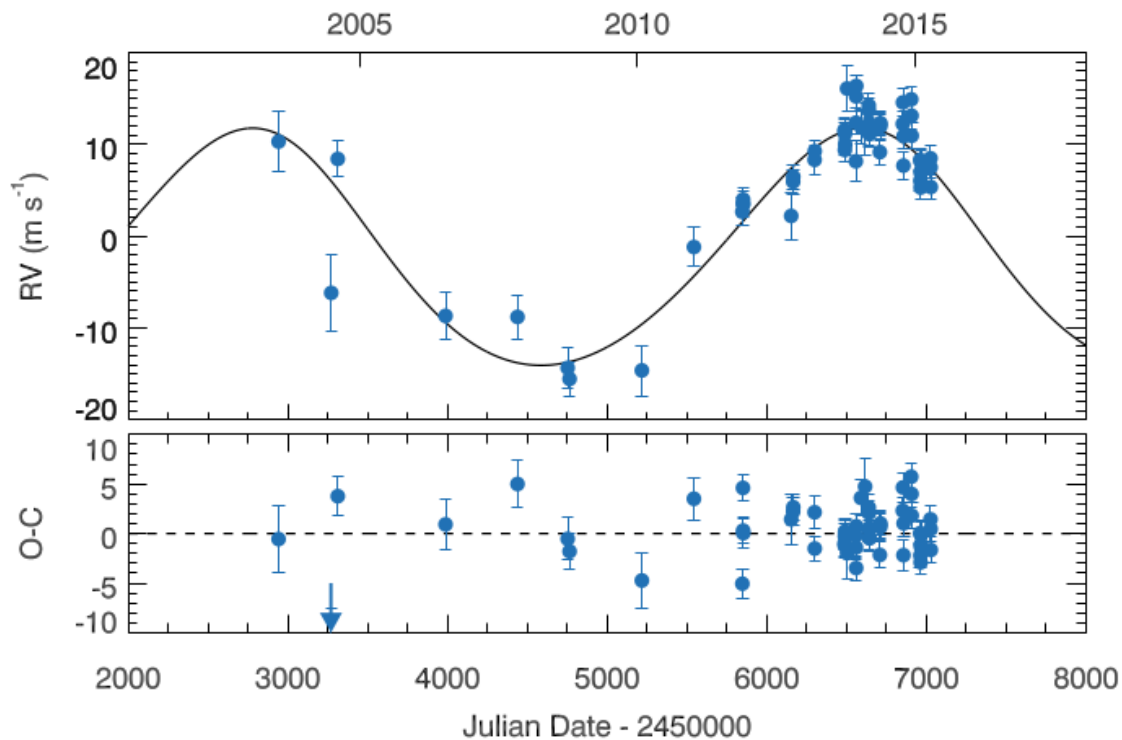


Figura 5.4: Melhor ajuste orbital para o planeta HIP 11915b. Retirado de Bedell et al. (2015).

de costume, é o Sol refletido em asteróides (Iris e Vesta). A determinação dos parâmetros foi feita de modo independente, onde os diferentes colaboradores deste artigo (onde eu me incluí) mediram as larguras equivalente de linhas de Fe, para uma parte da amostra total de estrelas. Todos os colaboradores mediram as linhas também nos espectros solares disponíveis, mostrando bom acordo.

Os parâmetros atmosféricos obtidos foram validados através do uso de temperaturas efetivas provenientes do fluxo infravermelho a também de ajustes do perfil da linha de  $H\alpha$ , enquanto a gravidade superficial espectroscópica foi validada com o  $\log g$  determinado usando os valores de paralaxe de *Hipparcos*. As determinações dos parâmetros feitas com métodos independentes mostram um acordo excelente com estes diferentes métodos, mostrando que a melhor precisão alcançada é através dos processos de equilíbrio espectroscópico (excitação e ionização) de modo diferencial, com erros menores que 10 K para a temperatura, uma precisão de 0.02 dex para a gravidade superficial, e uma precisão melhor do que 0.01 dex para  $[Fe/H]$ .

Através da determinação de parâmetros bastante precisos, também foi possível estimar a idade e a massa através do método de ajuste de isócronas (como descrito no Capítulo 1). Com isso apresentamos para a amostra de 88 estrelas, idades (variando entre 0.5 - 10 Gyr) e massas

Tabela 5.1 - Parâmetros para a melhor solução e suas respectivas incertezas para o planeta HIP 11915b. De Bedell et al. (2015).

Parameter		Value	Uncertainty
$P$	[days]	3830	150
$K$	[m s <sup>-1</sup> ]	12.9	0.8
$e$		0.10	0.07
$\omega + M_0$	[rad]	3.0	1.3
$\omega - M_0$	[rad]	2.4	0.1
$\alpha$	[m s <sup>-1</sup> (unit $S_{HK}$ ) <sup>-1</sup> ]	160	60
$C$	[m s <sup>-1</sup> ]	-11.0	1.3
$\sigma_J$	[m s <sup>-1</sup> ]	1.8	0.4
$m_p \sin(i)$	[M <sub>Jup</sub> ]	0.99	0.06 <sup>1</sup>
$a$	[AU]	4.8	0.1 <sup>1</sup>
$RMS$	[m s <sup>-1</sup> ]	2.9	

(dentro de 5% da massa solar) confiáveis.

Devido a estas idades precisas, este artigo foi intensamente utilizado no trabalho descrito no Capítulo 4, para a investigação da influência da evolução química da Galáxia em estrelas da Sequência Principal.

### 5.5 18 Sco: a solar twin rich in refractory and neutron-capture elements.

#### *Implications for chemical tagging (Meléndez et al., 2014)*

Neste artigo é apresentado o trabalho mais preciso e completo sobre a abundância química da primeira gêmea solar detectada, a estrela 18 Sco. Sendo esta estrela a mais brilhante dentre as gêmeas solares, foi possível a obtenção de seu espectro em uma alta resolução (~ 110000) e um alto S/N (~ 800), determinados com o espectrográfo UVES do VLT-ESO, o que permitiu alcançar uma precisão de ~ 0.005 dex para as abundâncias, usando uma abordagem estritamente diferencial. Conseqüentemente, também foram determinados parâmetros atmosféricos bastante precisos. Também foram obtidos dados de velocidade radial usando o espectrografo HARPS, mas sem nenhuma detecção de planetas.

O padrão de abundâncias de 18 Sco mostra sinais de enriquecimento de elementos refratários,

além de excesso de elementos-s e -r, em relação ao Sol. Isto é mostrado na Figura 5.5.

A minha colaboração foi a medição independente das larguras equivalentes, para verificar a precisão atingida. A diferença de abundâncias diferenciais obtidas com as minhas medidas é de 0.002 dex ( $\sigma = 0.004dex$ ), mostrando que usando usando dados de excelente qualidade podemos atingir uma precisão de  $\sim 0.005$  dex.

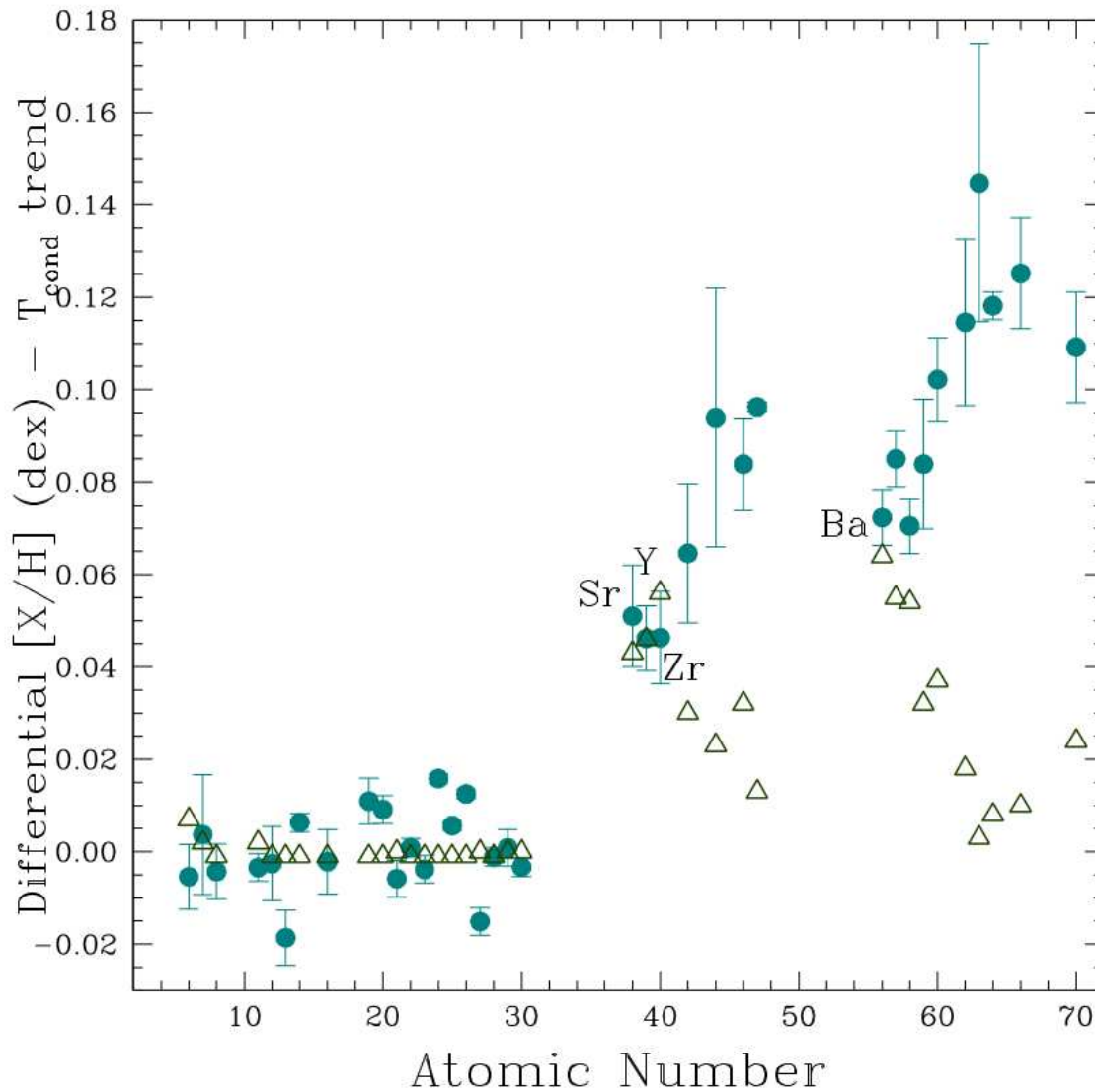


Figura 5.5: Os círculos preenchidos são as razões  $[X/H]$  em 18 Sco depois de terem sido subtraídas pelo padrão de temperatura de condensação. Elementos com  $Z \leq 30$  apresentam uma razão de abundância perto de zero, enquanto os elementos de captura de nêutrons estão enriquecidos. Os triângulos representam o padrão de enriquecimento devido a contaminação por uma estrela AGB. Retirado de Meléndez et al. (2014b).

## 5.6 High precision abundances of the old solar twin HIP 102152: Insights on Li depletion from the oldest Sun (Monroe et al., 2013)

Apresentamos neste trabalho um estudo detalhado do padrão de abundâncias da estrela HIP 102152, uma gêmea solar extremamente velha, com idade de 8 Gyr.

Neste estudo determinamos as abundâncias diferenciais de 21 elementos em relação ao Sol, com precisão de  $\sim 0.004$  dex, usando espectros de alta resolução e alto S/N obtidos com o UVES no VLT (S/N  $\sim 1000$  na região da linha de lítio). Esta estrela se mostrou como sendo 54 K mais fria que o Sol e com uma gravidade superficial de 0.09 dex menor que a solar. A metalicidade encontrada foi  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.013 \pm 0.004$  dex.

Uma particularidade encontrada para esta estrela é a de seu padrão de abundâncias ser muito parecido com o solar, como mostrado pela Figura 5.6, o que indica que esta estrela é uma forte candidata à ser hospedeira de planetas rochosos como o encontrado no Sistema Solar.

Também determinamos a abundância de Li para HIP 102152, sendo este o menor valor reportado até agora para uma gêmea solar, o que mostra uma forte relação do conteúdo de Li em função da idade em gêmeas solares, como mostra a Figura 5.7.

A minha contribuição para o estudo foi a determinação das abundâncias dos elementos de captura de nêutrons, resultando em uma abundância do processo- $r$  similar ao Sol, porém as abundâncias de elementos- $s$  eram menores que no Sol, o que é esperado pela idade de HIP 102152 (8 Gyr), devido à baixa contribuição das estrelas AGBs.

Também ajudei na divulgação desta descoberta para o público, dando uma entrevista ao vivo para o programa *Papo de Padoca* da TV Cultura, em 03 de Setembro de 2013.

## 5.7 The $UBV(RI)_C$ colors of the Sun (Ramírez et al., 2012)

Através da combinação de dados fotométricos e espectroscópicos de alta qualidade para uma amostra de 80 estrelas gêmeas solares, foi possível obter dados fotométricos em  $UBV(RI)_C$  de extrema qualidade, sem a necessidade da observação direta do Sol.

Derivamos as cores  $UBV(RI)_C$  do Sol através de várias regressões lineares entre as cores e os parâmetros atmosféricos  $T_{eff}$ ,  $\log g$ , e  $[\text{Fe}/\text{H}]$  que foram espectroscopicamente determinados.

Através dessas relações inferimos as cores do Sol como sendo:  $(B - V)_{\odot} = 0.653 \pm 0.005$ ,  $(U - B)_{\odot} = 0.166 \pm 0.022$ ,  $(V - R)_{\odot} = 0.352 \pm 0.007$  e  $(R - I)_{\odot} = 0.702 \pm 0.010$ .

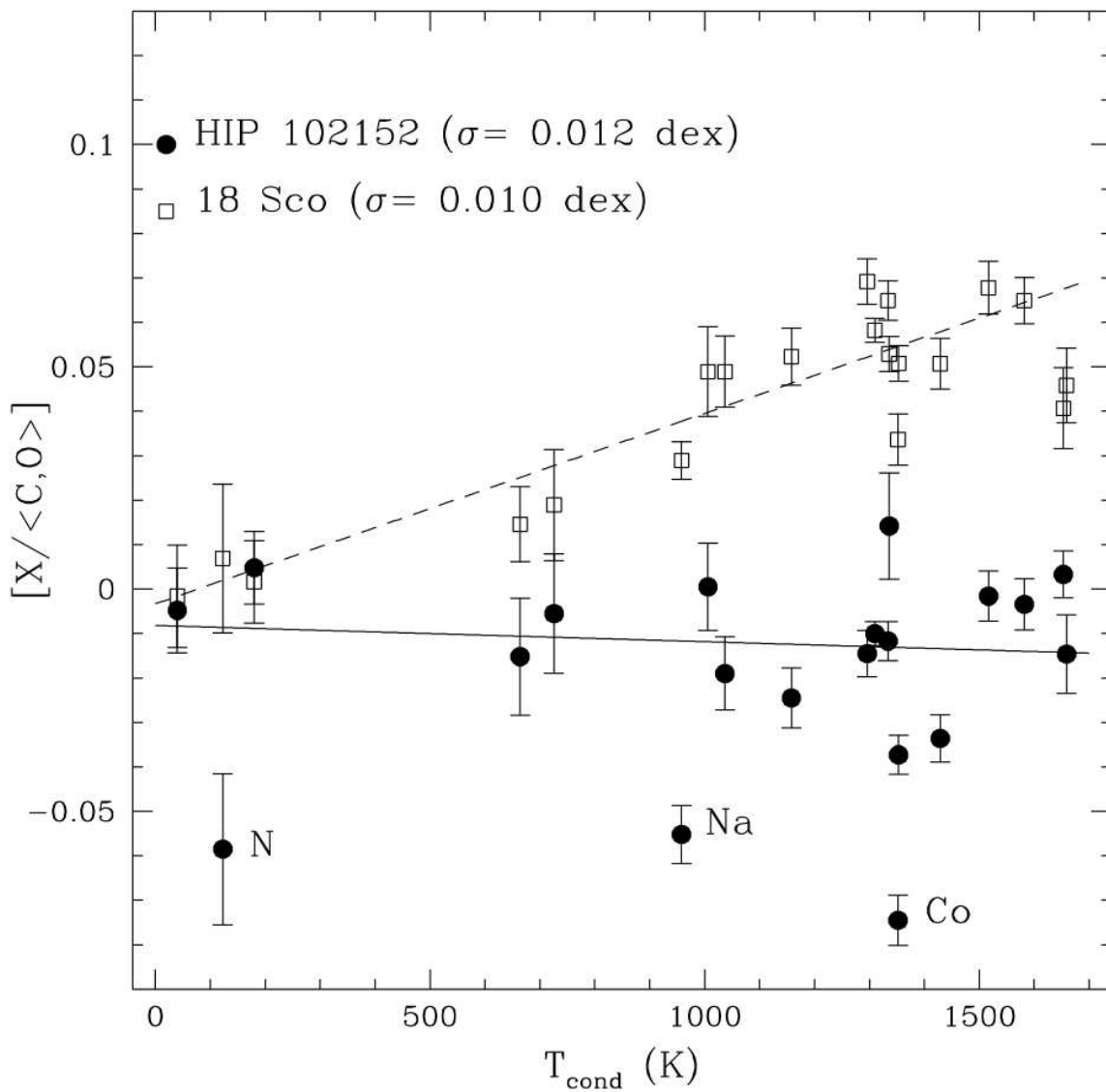


Figura 5.6: Abundâncias diferenciais para a HIP 102152 (círculos preenchidos) e para 18 Sco (círculos vazios) em função da temperatura de condensação. São também mostrados ajustes lineares para ambas as estrelas. Retirado de Monroe et al. (2013).

Na Figura 5.8 são mostradas as relações da temperatura efetiva em função das cores fotométricas de nossa amostra de gêmeas solares.

A minha colaboração se deu através da obtenção de dados fotométricos de candidatas a gêmeas solares usando o FOTRAP, no observatório do Pico dos Dias.



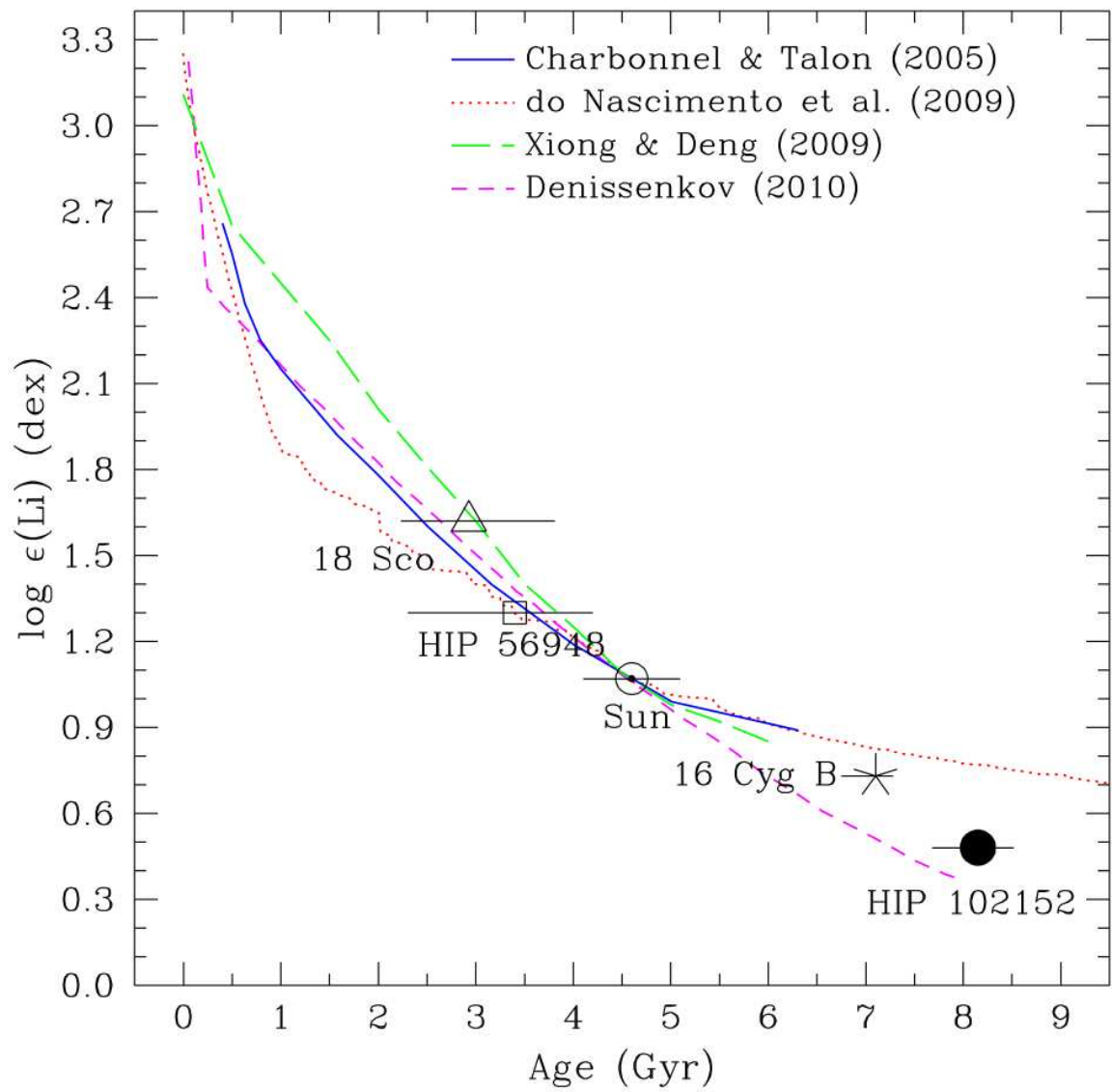


Figura 5.7: Abundâncias NLTE de Li em função da idade isocronal para o Sol e para gêmeas solares. Retirado de Monroe et al. (2013).

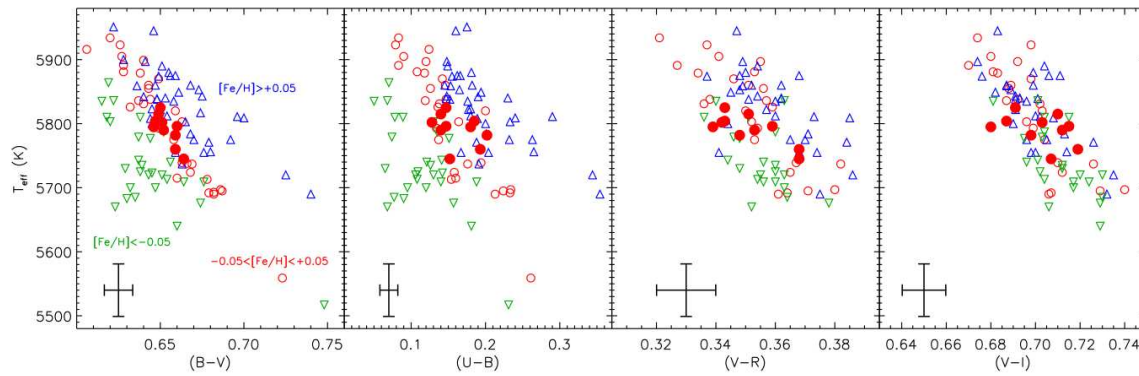


Figura 5.8: Temperatura efetiva em função das cores fotométricas da amostra de 80 gêmeas solares. Os círculos abertos representam metalicidades entre  $-0.05 < [Fe/H] < +0.05$ . Os triângulos invertidos e triângulos normais representam estrelas no intervalo de metalicidade de  $[Fe/H] < -0.05$  e  $[Fe/H] > 0.05$ , respectivamente. Uma barra de erro média é mostrada no canto de cada painel. Retirado de Ramírez et al. (2012).

### Conclusões e perspectivas futuras

Todo o trabalho de doutorado foi centrado no estudo de abundâncias químicas em altíssima precisão em estrelas gêmeas solares. Para isso, usamos o método estritamente diferencial de determinação de abundâncias, tirando proveito da similaridade entre estas estrelas e o Sol. Usando esta técnica, conseguimos alcançar excelentes resultados, como mostrado nos Capítulos 2 e 4. Também utilizamos o método de síntese espectral para estimar a abundância de Be, cujas linhas se encontram em uma região com muitos *blends* no UV (Capítulo 3).

No Capítulo 2 exploramos o conteúdo químico do sistema binário 16 Cyg A e B. A componente B possui um planeta gigante com massa mínima de  $1.5 M_{Jup}$ , enquanto nenhum planeta tem sido detectado na componente A, sendo este o cenário ideal para a investigação de uma assinatura espectral deixada na fotosfera de uma estrela pela formação de um planeta gigante.

Após a determinação dos parâmetros atmosféricos de ambas as componentes (em excelente acordo com Ramírez et al. (2011)) encontramos que a metalicidade de 16 Cyg A é  $0.047 \pm 0.005$  dex mais alta do que a de 16 Cyg B. Além disso, todos os 18 elementos analisados mostraram uma diferença de abundância entre as componentes, com uma diferença média de  $\sim 0.03$  dex para os voláteis e uma crescente diferença no padrão de abundâncias em função da temperatura de condensação para os elementos refratários. Estimamos também a quantidade de material (em massas terrestres) que foi "sequestrado" da zona convectiva do planeta 16 Cyg B, supondo que esse material foi utilizado na formação do núcleo rochoso do planeta 16 Cyg Bb.

No Capítulo 3 determinamos a abundância de berílio para uma amostra de 8 gêmeas solares com idades entre 0.5 a 8.2 Gyr, para as quais a abundância de Li já havia sido previamente determinada, o que nos permitiu estudar a evolução secular das abundâncias destes elementos leves e explorar os efeitos dos processos extras de mistura no interior do Sol. Para isso, determinamos as abundâncias de Be através de síntese espectral usando espectros de alta resolução. A lista de

linhas utilizada neste processo foi modificada até que pudéssemos reproduzir o espectro solar na região do berílio, para então ser usada na síntese espectral das gêmeas solares.

Encontramos que abundância de Be não mostra nenhuma depleção significativa em função da idade, em contraste ao conteúdo de Li que é cerca de 150 vezes menor do que a sua abundância meteorítica. Este resultado evidencia que os processos de mistura extras levam material da zona convectiva para profundidades no interior estelar com temperatura suficiente para a destruição de lítio, mas não a de berílio, trazendo novos vínculos para modelos de estrutura estelar.

No Capítulo 4 analisamos detalhadamente o conteúdo químico dos elementos Y e Mg em função da idade para uma grande amostra de 88 gêmeas solares, cujos parâmetros atmosféricos foram diferencialmente determinados em trabalhos anteriores (Ramírez et al., 2014). Como sugerido por Nissen (2015), estes elementos estão fortemente correlacionados com a idade e mostramos que de fato a razão  $[Y/Mg]$  pode ser usada na determinação de idades estelares. Analisamos também o comportamento de Ba e Eu com a idade.

Neste trabalho também exploramos o efeito da evolução química da Galáxia, evidências de transferência de massa em sistemas binários, e a identificação de diferentes populações do disco.

Durante o trabalho de doutorado, abordamos temas pertinentes desde à formação de elementos leves até a criação de elementos pesados por captura de nêutrons. Também mostramos que estrelas binárias gêmeas são importantes para o estudo da assinatura de planetas na composição química de estrelas. Isto ressalta as diferentes áreas nas quais as estrelas gêmeas solares podem ser empregadas para responder importantes questões da Astrofísica.

O próximo passo é aumentar a amostra de estrelas gêmeas solares nas quais temos uma boa determinação do conteúdo de berílio, para podermos estudar se realmente ocorre a depleção deste elemento no Sol e em gêmeas solares, além de responder outras questões como uma provável maior abundância de "idade zero" do Be.

Outro passo importante na pesquisa é a análise detalhada de  $[X/Fe]$  em função da idade estelar, pela qual podemos adquirir grande conhecimento sobre os processos que dominaram a formação e evolução da Galáxia. Através desta relação poderemos ser capazes de encontrar significantes vínculos para o histórico de SNe e sua influência no conteúdo químico Galático, assim como para taxas de produção de elementos-*s* em AGBs, entre outras questões de grande pertinência na Astrofísica.

Para continuar a pesquisa acima, o autor foi o pesquisador principal de um pedido de tempo aprovado para obter mais dados de alta resolução e alto S/N em gêmeas solares.

## Referências Bibliográficas

- Adibekyan, V. Z., Santos, N. C., Sousa, S. G., & Israelian, G. 2011, *A&A*, 535, L11
- Adibekyan, V. Z., Sousa, S. G., Santos, N. C., et al. 2012, *A&A*, 545, A32
- Adibekyan, V. Z., Figueira, P., Santos, N. C., et al. 2013, *A&A*, 554, A44
- Adibekyan, V. Z., González Hernández, J. I., Delgado Mena, E., et al. 2014, *EAS Publications Series*, 67, 105
- Alexander, C. M. O., Boss, A. P., & Carlson, R. W. 2001, *Science*, 293, 64
- Anderson, D. R., Hellier, C., Gillon, M., et al. 2010, *ApJ*, 709, 159
- Asplund, M. 2004, *A&A*, 417, 769
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Asplund, M. 2005, *ARA&A*, 43, 481
- Ashwell, J. F., Jeffries, R. D., Smalley, B., et al. 2005, *MNRAS*, 363, L81
- Balachandran, S. C., & Bell, R. A. 1998, *Nature*, 392, 791
- Balachandran, S., Lambert, D. L., & Stauffer, J. R. 1988, *ApJ*, 333, 267
- Baraffe, I., Chabrier, G., & Gallardo, J. 2009, *ApJ*, 702, L27
- Baraffe, I., & Chabrier, G. 2010, *A&A*, 521, A44
- Barbuy B., PhD thesis, Université de Paris VII, (1982).
- Barnes, S. A. 2007, *ApJ*, 669, 1167

- Battistini, C., & Bensby, T. 2015, *A&A*, 577, A
- Baumann, P., Ramírez, I., Meléndez, J., Asplund, M., & Lind, K. 2010, *A&A*, 519, A87
- Bauschlicher, C. W. Jr., & Langhoff, S. R. Theoretical determination of the radiative lifetime of the  $A^2\Sigma^+$  state of OH. *J. Chem. Phys.* 87, 4665-4672 (1987).
- Becker B. J., *Unravelling Starlight: William and Margaret Huggins and the Rise of the New Astronomy*, illustrated Edition, Cambridge University Press, 2011; ISBN 110700229X
- Bedell, M., Meléndez, J., Bean, J. L., et al. 2014, *ApJ*, 795, 23
- Bedell, M., Meléndez, J., Bean, J. L., et al. 2015, *A&A*, 581, A34
- Beers, T. C., Norris, J. E., Placco, V. M., et al. 2014, *ApJ*, 794, 58
- Bensby, T., Feltzing, S., & Lundström, I. 2003, *A&A*, 410, 527
- Bensby, T., Feltzing, S., Lundström, I., & Ilyin, I. 2005, *A&A*, 433, 185
- Bensby, T., Zenn, A. R., Oey, M. S., & Feltzing, S. 2007, *ApJ*, 663, L13
- Bensby, T., Feltzing, S., & Oey, M. S. 2014, *A&A*, 562, A71
- Bernstein, R., Shectman, S. A., Gunnels, S. M., Mochnacki, S., & Athey, A. E. 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 1694
- Bevington, P. R. 1969, New York: McGraw-Hill, 1969,
- Biazzo, K., Gratton, R., Desidera, S., et al. 2015, *A&A*, 583, A135
- Bisterzo, S., Travaglio, C., Gallino, R., Wiescher, M., Kaunlpeller, F. 2014, *ApJ*, 787, 10
- Blackwell, D. E., Calamai, G., & Willis, R. B. 1972, *MNRAS*, 160, 121
- Boesgaard, A. M., & Steigman, G. 1985, *ARA&A*, 23, 31
- Boesgaard, A. M., & Tripicco, M. J. 1986, *ApJ*, 303, 724
- Boesgaard, A. M., & Krugler Hollek, J. 2009, *ApJ*, 691, 1412
- Boss, A. P. 2003, *ApJ*, 599, 577

- Brown, M. E., Trujillo, C., & Rabinowitz, D. 2004, *ApJ*, 617, 645
- Brown, M. E., Trujillo, C. A., & Rabinowitz, D. L. 2005, *ApJ*, 635, L97
- Bruning, D. H. 1984, *ApJ*, 281, 830
- Buseck, P. R. 1971 *Handbook of elemental abundances in meteorites*, p.73, ed. by B. Mason, Gordon and Breach, New York
- Burrows, C. J., Stapelfeldt, K. R., Watson, A. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 437
- Carroll, B. W. Ostlie, D. A. 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics*
- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, arXiv:astro-ph/0405087
- Castilho, B. V., Spite, F., Barbuy, B., et al. 1999, *A&A*, 345, 249
- Cayrel de Strobel, G. 1996, *A&A Rev.*, 7, 243
- Chaboyer, B., Demarque, P., & Pinsonneault, M. H. 1995, *ApJ*, 441, 865
- Chambers, J. E., Wetherill, G. W., & Boss, A. P. 1996, *Icarus*, 119, 261
- Chambers, J. E. 2010, *ApJ*, 724, 92
- Chmielewski, Y., Brault, J. W., & Mueller, E. A. 1975, *A&A*, 42, 37
- Coc, A. 2016, *Journal of Physics Conference Series*, 665, 012001
- Cochran, W.; Hatzes, A.; Butler, P.; Marcy, G. 2009, *ApJ*, 483, 457
- Cotera, A. S., Whitney, B. A., Young, E., et al. 2001, *ApJ*, 556, 958
- Cunha, K., & Smith, V. V. 1999, *ApJ*, 512, 1006
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0
- Datson, J., Flynn, C., & Portinari, L. 2012, *MNRAS*, 426, 484
- D'Angelo, G., Durisen, R. H., & Lissauer, J. J. 2010, *Exoplanets*, 319
- D'Antona, F., & Mazzitelli, I. 1994, *ApJS*, 90, 467

- Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, *Proc. SPIE*, 4008, 534
- Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C., & Yi, S. K. 2004, *ApJS*, 155, 667
- Desidera S., Gratton R.G., Endl M., et al. 2004, *A&A*, 420, 683
- Desidera S., Gratton R.G., Lucatello S., Claudi R.U. 2006, *A&A*, 454, 581
- Desidera, S., Gratton, R. G., Lucatello, S., Endl, M., & Udry, S. 2007, *A&A*, 462, 1039
- Do Nascimento, J. D., Jr., Castro, M., Meléndez, J., et al. 2009, *A&A*, 501, 687
- do Nascimento, J.-D., Jr., García, R. A., Mathur, S., et al. 2014, *ApJ*, 790, L23
- do Nascimento, J. D., Petit, P., Castro, M., et al. 2014, *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution*, 302, 142
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 8
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., et al. 1993, *A&A*, 275, 101
- Eff-Darwich, A., & Korzennik, S. G. 1998, *Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars*, 418, 685
- Filippenko, A. V. 1997, *ARA&A*, 35, 309
- Fishlock, C. K., Karakas, A. I., Lugaro, M., & Yong, D. 2014, *ApJ*, 797, 44
- Font, A. S., McCarthy, I. G., Johnstone, D., & Ballantyne, D. R. 2004, *ApJ*, 607, 890
- Frebel, A., Chiti, A., Ji, A. P., Jacobson, H. R., & Placco, V. M. 2015, *ApJ*, 810, L27
- Freiburghaus, C., Rosswog, S., & Thielemann, F.-K. 1999, *ApJ*, 525, L121
- Friel, E., Cayrel de Strobel, G., Chmielewski, Y., et al. 1993, *A&A*, 274, 825
- Fuhrmann, K., Pfeiffer, M. J., & Bernkopf, J. 1997, *A&A*, 326, 1081
- Fuhrmann, K., & Bernkopf, J. 1999, *A&A*, 347, 897
- Gallino, R., Arlandini, C., Busso, M., et al. 1998, *ApJ*, 497, 388



- Gilmore, G., & Reid, N. 1983, MNRAS, 202, 1025
- Goldberg, L., Muller, E. A., & Aller, L. H. 1960, ApJS, 5, 1
- Gonzalez, G. 1998, A&A, 334, 221
- Gratton R.G., Bonanno G., Claudi R.U., et al. 2001, A&A, 377, 123
- Gray, D. 2005, New York: Cambridge University Press, 2005
- Grevesse, N. 1968, Sol. Phys., 5, 159
- Grevesse, N., Sauval, A. J., & van Dishoeck, E. F. 1984, A&A, 141, 10
- Gustafsson, B. 1998, Space Sci. Rev., 85, 419
- Gustafsson, B. 2008, Physica Scripta Volume T, 130, 014036
- Haisch, K. E., Jr., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, ApJ, 553, L153
- Hamilton, D. P., & Burns, J. A. 1992, Icarus, 96, 43
- Hauge, O., & Engvold, O. 1968, Astrophys. Lett., 2, 235
- Hayashi, C. 1961, PASJ, 13,
- Haywood, M., Di Matteo, P., Lehnert, M. D., Katz, D., & Gómez, A. 2013, A&A, 560, A109
- Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, A&A, 355, L27
- Ito, H., Aoki, W., Honda, S., & Beers, T. C. 2009, ApJ, 698, L37
- Jeans, J. H. 1902, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 199, 1
- Johnson, H. L. 1965, ApJ, 141, 923
- Karakas, A. I., & Lattanzio, J. C. 2014, PASA, 31, e030
- Kessler-Silacci, J., Augereau, J.-C., Dullemond, C. P., et al. 2006, ApJ, 639, 275
- Kim, Y.-C., Demarque, P., Yi, S. K., & Alexander, D. R. 2002, ApJS, 143, 499

- Kippenhahn, R., Weigert, A., & Weiss, A. 2012, *Stellar Structure and Evolution*: , Astronomy and Astrophysics Library. ISBN 978-3-642-30255-8. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012,
- Kobayashi, C., Umeda, H., Nomoto, K., Tominaga, N., & Ohkubo, T. 2006, *ApJ*, 653, 1145
- Kokubo, E., & Ida, S. 2002, *ApJ*, 581, 666
- Laws C., & Gonzalez G. 2001, *ApJ*, 553, 405
- LeBlanc, F. 2010, *An Introduction to Stellar Astrophysics* by Francis LeBlanc. Wiley, 2010. ISBN: 978-0-470-69956-0,
- Lissauer, J. J. 1993, *ARA&A*, 31, 129
- Liu, F., Asplund, M., Ramírez, I., Yong, D., & Meléndez, J. 2014, *MNRAS*, 442, L51
- Liu, H. B., Takami, M., Kudo, T., et al. 2016, arXiv:1602.04068
- Lodders, K. 2003, *ApJ*, 591, 1220
- Lodders, K., Palme, H., & Gail, H.-P. 2009, *Landolt Börnstein*, 44
- Maciel, W. 2011, *Evolução Química da Galáxia*. IAG-USP, 2011,
- Maciel, W. J., & Costa, R. D. D. 2012, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 22, 103
- Mack, C. E., III, Schuler, S. C., Stassun, K. G., & Norris, J. 2014, *ApJ*, 787, 98
- Maeder, A. 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*: , Astronomy and Astrophysics Library. ISBN 978-3-540-76948-4. Springer Berlin Heidelberg, 2009,
- Mahdi, D., Soubiran, C., Blanco-Cuaresma, S., & Chemin, L. 2016, arXiv:1601.01599
- Majmudar, D., & Applegate, J. H. 1997, *Proceedings of the Fourth Compton Symposium*, 410, 1167
- Mamajek, E. E., Meyer, M. R., Hinz, P. M., et al. 2004, *ApJ*, 612, 496
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Williams, E., et al. 1997, *ApJ*, 481, 926

- Martins, J. H. C., Santos, N. C., Figueira, P., et al. 2015, *A&A*, 576, A134
- Marzari, F., & Weidenschilling, S. J. 2002, *Icarus*, 156, 570
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- McCrea, W. H. 1964, *MNRAS*, 128, 147
- PhD thesis, Universidade de Sao Paulo, 2001
- Meléndez, J., Asplund, M., Gustafsson, B., & Yong, D. 2009, *ApJ*, 704, L66
- Meléndez, J., Ramírez, I., Casagrande, L., et al. 2010, *Ap&SS*, 328, 193
- Meléndez, J., Bergemann, M., Cohen, J. G., et al. 2012, *A&A*, 543, A29
- Meléndez, J., Schirbel, L., Monroe, T. R., et al. 2014, *A&A*, 567, L3
- Meléndez, J., Ramírez, I., Karakas, A. I., et al. 2014, *ApJ*, 791, 14
- Meléndez, J., Ramírez, I., Karakas, A. I., et al. 2014, *ApJ*, 791, 14
- Meléndez, J., Placco, V. M., Tucci-Maia, M., et al. 2016, *A&A*, 585, L5
- Mermilliod, J.-C., Mermilliod, M., & Hauck, B. 1997, *A&AS*, 124, 349
- Michaud, G. 1986, *ApJ*, 302, 650
- Mihalas, D. 1970, *Series of Books in Astronomy and Astrophysics*, San Francisco: Freeman, —c1970,
- Montalbán, J., & Schatzman, E. 2000, *Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamos*, 198, 289
- Montmerle, T., Augereau, J.-C., Chaussidon, M., et al. 2006, *Earth Moon and Planets*, 98, 39
- Monroe, T. R., Meléndez, J., Ramírez, I., et al. 2013, *ApJ*, 774, L32
- Monroe, T. R., Meléndez, J., Ramírez, I., et al. 2013, *ApJ*, 774, L32
- Mutschlecner, J. P. 1963, Ph.D. Thesis,

- Navarro, J. F., Abadi, M. G., Venn, K. A., Freeman, K. C., & Anguiano, B. 2011, *MNRAS*, 412, 1203
- Nishimura, S., Kotake, K., Hashimoto, M.-a., et al. 2006, *ApJ*, 642, 410
- Nissen, P. E., Akerman, C., Asplund, M., et al. 2007, *A&A*, 469, 319
- Nissen, P. E. 2015, *A&A*, 579, A52
- Önehag, A., Korn, A., Gustafsson, B., Stempels, E., & Vandenberg, D. A. 2011, *A&A*, 528, A85
- O'Toole, S. J., Tinney, C. G., Jones, H. R. A., et al. 2009, *MNRAS*, 392, 641
- Papaloizou, J. C. B., & Terquem, C. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 119
- Pignatari, M., Gallino, R., Heil, M., et al. 2010, *ApJ*, 710, 155
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., Sofia, S., & Demarque, P. 1989, *ApJ*, 338, 424
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., & Demarque, P. 1990, *ApJS*, 74, 501
- Placco, V. M., Beers, T. C., Roederer, I. U., et al. 2014, *ApJ*, 790, 34
- Plávalová, E., & Solovaya, N. A. 2013, *AJ*, 146, 108
- Pols, R. 2011, *Stellar Structure and Evolution*. Astronomical Institute Utrecht, 2011,
- Porto de Mello, G. F., & da Silva, L. 1997, *ApJ*, 482, L89
- Porto de Mello, G. F., da Silva, R., da Silva, L., & de Nader, R. V. 2014, *A&A*, 563, A52
- Primas, F., Duncan, D. K., Pinsonneault, M. H., Deliyannis, C. P., & Thorburn, J. A. 1997, *ApJ*, 480, 784
- Ramírez, I., & Meléndez, J. 2005, *ApJ*, 626, 465
- Ramírez, I., Meléndez, J., & Asplund, M. 2009, *A&A*, 508, L17
- Ramírez, I., Meléndez, J., Cornejo, D., Roederer, I. U., & Fish, J. R. 2011, *ApJ*, 740, 76
- Ramírez, I., Michel, R., Sefako, R., et al. 2012, *ApJ*, 752, 5
- Ramirez, I., Melendez, J., & Asplund, M. 2013, *VizieR Online Data Catalog*, 356, 19007

- Ramirez, J. M., Thomann, E. A., & Waymire, E. C. 2013, arXiv:1310.7643
- Ramírez, I., Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 2013, *ApJ*, 764, 78
- Ramírez, I., Meléndez, J., Bean, J., et al. 2014, *A&A*, 572, A48
- Ramírez, I., Khanal, S., Aleo, P., et al. 2015, *ApJ*, 808, 13
- Raymond, S. N., Quinn, T., & Lunine, J. I. 2006, *Icarus*, 183, 265
- Reddy, B. E., Tomkin, J., Lambert, D. L., & Allende Prieto, C. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 734, 304
- Reddy, B. E., Tomkin, J., Lambert, D. L., & Allende Prieto, C. 2003, *MNRAS*, 340, 304
- Reeves, H. 1970, *Nature*, 226, 727
- Richard, O., Vauclair, S., Charbonnel, C., & Dziembowski, W. A. 1996, *A&A*, 312, 1000
- Robles, J. A., Lineweaver, C. H., Grether, D., et al. 2008, *ApJ*, 684, 691
- Rocha-Pinto, H. J., Castilho, B. V., & Maciel, W. J. 2002, *A&A*, 384, 912
- Ryan, S. G., Beers, T. C., Kajino, T., & Rosolankova, K. 2001, *ApJ*, 547, 231
- Santos, N. C., Israelian, G., Randich, S., García López, R. J., & Rebolo, R. 2004, *A&A*, 425, 1013
- Takeda, Y. 2005A, *PASJ*, 57, 83
- Takeda, Y., & Tajitsu, A. 2009, *PASJ*, 61, 471
- Takeda, Y., & Tajitsu, A. 2009, *PASJ*, 61, 471
- Takeda, Y., Tajitsu, A., Honda, S., et al. 2011, *PASJ*, 63, 697
- Tanga, P., Babiano, A., Dubrulle, B., & Provenzale, A. 1996, *Icarus*, 121, 158
- Taylor, B. J. 1986, *ApJS*, 60, 577
- Teske, J. K., Ghezzi, L., Cunha, K., et al. 2015, *ApJ*, 801, L10
- Travaglio, C., Gallino, R., Arnone, E., et al. 2004, *ApJ*, 601, 864

- Trevisan, M., Barbuy, B., Eriksson, K., et al. 2011, *A&A*, 535, A42
- Tokovinin, A. 2014, *AJ*, 147, 86
- Tucci Maia, M., Meléndez, J., & Ramírez, I. 2014, *ApJ*, 790, L25
- Tucci Maia, M., Meléndez, J., Castro, M., et al. 2015, *A&A*, 576, L10
- Tucci Maia, M., Meléndez, J., Ramirez, I., submitted to *A&A*
- Unsold, A. 1955, Berlin, Springer, 1955. 2. Aufl.,
- Vaughan, A. H., Preston, G. W., & Wilson, O. C. 1978, *PASP*, 90, 267
- Vilcsek, E. 1977, *Meteoritics*, 12, 373
- Wang, J., & Ford, E. B. 2011, *MNRAS*, 418, 1822
- Wasserburg, G. J. 1987, *Earth and Planetary Science Letters*, 86, 129
- Wasson, J. T., & Kallemeyn, G. W. 1988, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 325, 535
- Wittenmyer, R. A., Endl, M., & Cochran, W. D. 2007, *ApJ*, 654, 625
- Wuchterl, G., & Tscharnuter, W. M. 2003, *A&A*, 398, 1081
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- Saar, S. H., & Osten, R. A. 1997, *MNRAS*, 284, 803
- Sackmann, I.-J., Boothroyd, A. I., & Kraemer, K. E. 1993, *ApJ*, 418, 457
- Saffe, C., Flores, M., Jaque Arancibia, M., Buccino, A., & Jofre, E. 2016, [arXiv:1602.01320](https://arxiv.org/abs/1602.01320)
- Schirbel, L., Meléndez, J., Karakas, A. I., et al. 2015, *A&A*, 584, A116
- Schuler, S. C., Cunha, K., Smith, V. V., et al. 2011, *ApJ*, 737, L32
- Serenelli, A. M., Haxton, W. C., & Peña-Garay, C. 2011, *ApJ*, 743, 24
- Smiljanic, R., Randich, S., & Pasquini, L. 2011, *A&A*, 535, A75
- Snedden, C. A. 1973, Ph.D. Thesis,

- 
- Soderblom, D. R., & King, J. R. 1998, *Solar Analogs: Characteristics and Optimum Candidates.*, 41
- Spina, L., Meléndez, J., & Ramírez, I. 2016, *A&A*, 585, A152
- Spite, F., & Spite, M. 1982, *A&A*, 115, 357
- Steigman, G., & Walker, T. P. 1992, *ApJ*, 385, L13
- Stix, M. 2002, *The sun : an introduction – 2nd ed.* /Michael Stix. Berlin : Springer, 2002. QB 521 .S75,
- Surman, R., McLaughlin, G. C., Ruffert, M., Janka, H.-T., & Hix, W. R. 2008, *ApJ*, 679, L117
- van Saders, J. L., Ceillier, T., Metcalfe, T. S., et al. 2016, *Nature*, 529, 181
- Xiong, D.-r., & Deng, L.-c. 2007, *Chinese Astron. Astrophys.*, 31, 244
- Xiong, D. R., & Deng, L. 2009, *MNRAS*, 395, 2013
- Yi, S., Demarque, P., Kim, Y.-C., et al. 2001, *ApJS*, 136, 417
- Yong, D., Norris, J. E., Bessell, M. S., et al. 2013, *ApJ*, 762, 26
- Youdin, A. N., & Shu, F. H. 2002, *ApJ*, 580, 494
- Zahn, J.-P. 1992, *A&A*, 265, 115
- Zeilik, M., & Smith, E. V. P. 1987, *S&T*, 74, 263





# Apêndice



## Solução de transporte radiativo

### A.0.1 Formação do espectro

Praticamente tudo que conhecemos sobre as estrelas (em especial o Sol), anãs brancas e outros objetos celestes foi inferido através da informação de ondas eletromagnéticas, sejam elas no comprimento de onda do óptico, do infravermelho, do rádio ou até mesmo em altas energias (como raios-x) (isto até a recente detecção de ondas gravitacionais). Como não podemos "alcançar" estes objetos distantes, tudo que observamos no Universo se baseia no entendimento da formação destas ondas eletromagnéticas.

Para obtermos informação sobre a composição química superficial de estrelas, é preciso analisar os perfis de linhas de absorção que são obtidos através de seu fluxo de radiação eletromagnética em alta resolução espectral. E para isso precisamos entender os mecanismos envolvidos no transporte de energia em forma de radiação assim como o meio onde estas linhas de absorção são formadas.

A equação de transporte radiativo monocromático (Gray , 2005) é dado por:

$$dI_\lambda = -\kappa_\lambda \rho I_\lambda ds + j_\lambda \rho ds. \quad (\text{A.1})$$

Esta equação descreve a variação da intensidade específica de luz perdida dada por  $\kappa_\lambda \rho I_\lambda ds$  e pelos ganhos descritos por  $j_\lambda \rho ds$  em uma direção  $ds$  e em uma camada com densidade de massa  $\rho$ . Temos que  $\kappa_\lambda$  é o coeficiente de absorção e  $j_\lambda$  é o coeficiente de emissão. A intensidade local deve ser calculada integrando-se esta equação em todos os comprimentos de onda.

Um conceito importante é o de profundidade óptica que é definido da forma:

$$\tau_\lambda = \int \kappa_\lambda \rho ds. \quad (\text{A.2})$$

Isto diz respeito a uma distância  $ds$  (profundidade óptica geométrica) que um fóton emitido percorre até ser absorvido.

A razão entre a emissão e a absorção é definida como a função fonte:

$$S_\lambda = \frac{j_\lambda}{\kappa_\lambda}. \quad (\text{A.3})$$

Se a Eq. A.1 for dividida por  $d\tau_\lambda = \kappa_\lambda \rho ds$  (Eq. A.2), tem-se:

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = -I_\lambda + S_\lambda. \quad (\text{A.4})$$

Que é a definição diferencial da equação de transporte radiativo. Em coordenadas esféricas esta equação também pode ser definida (Figura A.1), como:

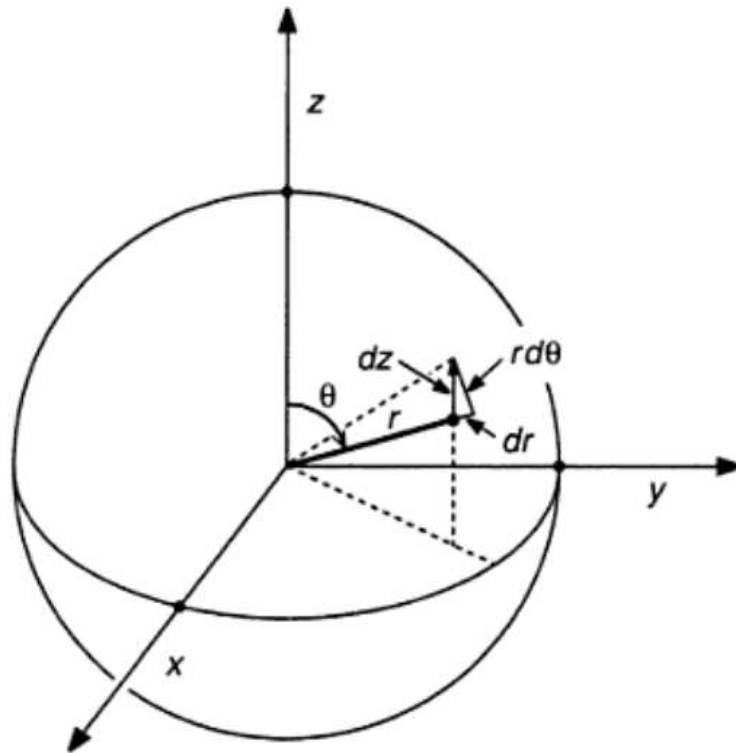


Figura A.1: Representação das coordenadas esféricas. Retirado de Gray (2005).

$$\frac{\partial I_\lambda \cos \theta}{\partial r \kappa_\lambda \rho} - \frac{\partial I_\lambda \sin \theta}{\partial \theta \kappa_\lambda \rho r} = -I_\lambda + S_\lambda. \quad (\text{A.5})$$

Como a profundidade geométrica da fotosfera, para a maioria das estrelas, é muito pequena quando comparada com seu raio, podemos usar uma aproximação plano-paralela, de modo que  $\theta$  não depende de  $z$ . com isso a Eq. A.5 pode ser escrita:

$$\cos \theta \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = I_\lambda - S_\lambda. \quad (\text{A.6})$$

Com  $\tau$  escrito na geometria plana por  $\kappa_\lambda \rho dx$ , onde  $dx = -dr$ . A solução desta equação é dada por (Equação 7.8 de Gray (2005)):

$$I_\lambda = - \int_c^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-(t-\tau_\lambda) \sec \theta} \sec \theta dt_\lambda, \quad (\text{A.7})$$

onde os limites de integração de  $c$  dependem do sentido da radiação com  $\theta > 90$  para radiação entrando e  $\theta < 90$  para a radiação saindo, e  $t$  é uma variável relacionada à profundidade óptica.

O fluxo na superfície da estrela é dado pela equação 7.15 de Gray (2005), assumindo nenhuma dependência azimutal para a  $I_\lambda$ :

$$F_{\lambda(\tau_{\text{lambda}} = 0)} = 2\pi \int_0^\infty S_\lambda(\tau_\lambda) E_2(\tau_\lambda) d\tau_\lambda, \quad (\text{A.8})$$

onde  $E_2(\tau_\lambda)$  é uma integral exponencial que pode ser calculada usando polinômios (ver equações 7.18 a 7.20 de Gray (2005)).

A atmosfera de uma estrela pode ser aproximada por um corpo negro se considerarmos suas camadas como emissores de fótons permeando seu interior com radiação. Na base da fotosfera estelar a profundidade óptica é suficiente alta fazendo com que cada fóton emitido seja logo absorvido e também cada processo físico é balanceado pelo seu inverso. Com isso é assumido um equilíbrio termodinâmico local (LTE, *Local Thermodynamic Equilibrium*) para uma determinada camada e somente uma parte desprezível da energia total da estrela é emitida (em forma de radiação), o que corresponde às camadas mais superiores da atmosfera estelar; uma região em completo desequilíbrio termodinâmico. Deste modo, a função fonte  $S_\lambda$  pode ser substituída pela função de corpo negro de Planck  $B_\lambda$  na Eq. A.9:

$$F_{\lambda(\tau_{\text{lambda}} = 0)} = 2\pi \int_0^\infty B_\lambda(T) E_2(\tau_\lambda) d\tau_\lambda. \quad (\text{A.9})$$

A Eq. A.9 pode ser escrita em função de  $\tau_0$ , que é uma profundidade óptica de referência, tipicamente 5000 Å:

$$F_{\lambda}(\tau_{\lambda} = 0) = 2\pi \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) E_2(\tau_{\lambda}) \left( \frac{d\tau_{\lambda}}{d\tau_0} \right) d\tau_0. \quad (\text{A.10})$$

O coeficiente de absorção está associado aos coeficientes de absorção da linha ( $\kappa_{lin,\lambda}$ ) e do contínuo ( $\kappa_{cont,\lambda}$ ) (como detalhado no Capítulo 8 de Gray (2005)), de modo que a Eq. A.10 se transforma em:

$$F_{\lambda}(\tau_{\lambda} = 0) = 2\pi \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) E_2(\tau_{\lambda}) (\kappa_{lin,\lambda} + \kappa_{cont,0}) \cdot \left( \frac{\tau_0}{\kappa_{cont,0}} \right) \frac{d \log \tau_0}{\log e} \quad (\text{A.11})$$

Onde  $\tau_{\lambda}$  é calculado através de:

$$\tau_{\lambda}(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\log \tau_0} \frac{\kappa_{lin,\lambda} + \kappa_{cont,\lambda}}{\kappa_{cont,\lambda}} t_0 \frac{d \log t_0}{\log e} \quad (\text{A.12})$$

O coeficiente de absorção de linha  $\kappa_{lin,\lambda}$  (abordado no Capítulo 11 de Gray (2005)) pode ser obtido para uma linha atômica como descrito em Meléndez (2001):

$$\kappa_{lin,\lambda} = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \lambda_0^2 g_l f \alpha P \frac{H(a, u)}{\pi^{1/2} \Delta \lambda_D} (1 - e^{-hc/\lambda kT}). \quad (\text{A.13})$$

Onde  $\alpha$  é a abundância do elemento do qual a linha é proveniente, em número de partículas por átomo de H;  $\lambda_0$  é comprimento de onda central da linha;  $g_l f$  é o peso estatístico (do nível inferior "l")  $g_l$  multiplicado pela força do oscilador  $f$ ;  $H(a, u)$  é a função de Hjertings (Gray, 2005);  $P$  é a população do estado inferior dividido pelo peso estatístico. No LTE, a população de estados é dada pelas equações de Boltzmann (Eq. A.14) e Saha (Eq. A.15). A equação de Boltzmann é dada por:

$$\frac{N_{ij}}{N_j} = \frac{g_i}{U(T)} 10^{-\theta \chi_{exc}}, \quad (\text{A.14})$$

onde  $N_{ij}$  é o número de átomos no nível de excitação  $i$  e no estado de ionização  $j$ ;  $N_j$  é o número total de átomos da mesma espécie no estado de ionização  $j$ ,  $U(T)$  é a função de partição na temperatura  $T$ ,  $g_i$  é o peso estatístico do nível  $i$ ;  $\theta = 5040/T$ ; e  $\chi_{exc}$  é o potencial de excitação do nível inferior. A equação de Saha é dada por:

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} = \frac{2(2\pi)^{3/2} (kT)^{5/2} U_{j+1}(T)}{h^3 P_e U_j(T)} e^{-I_{j,j+1}/kT}. \quad (\text{A.15})$$

Onde  $P_e$  é a pressão de elétrons,  $I_{j,j+1}$  é a energia necessária para elevar o nível de ionização de  $j$  para  $j + 1$ , e  $h$  é a constante de Planck.

A largura Doppler  $\Delta\lambda_D$  da linha (da Eq. A.13) é dada por:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + v_t^2}. \quad (\text{A.16})$$

Onde  $m$  é a massa do átomo e  $v_t$  é a velocidade de microturbulência.

É possível encontrar mais detalhes em Meléndez (2001) e Barbay (1982).





# Código MOOG e determinação de parâmetros atmosféricos

## B.1 MOOG

MOOG é um código escrito em FORTRAN capaz de realizar várias tarefas para a determinação de abundâncias químicas em LTE e cálculo de síntese espectral. Diferentes versões deste código foram utilizadas na realização dos trabalhos que serão descritos nos próximos capítulos. Mais informações sobre as equações básicas para os cálculos podem ser encontradas na literatura, por exemplo no livro texto de Gray (2005) e na tese de doutorado de Sneden (1973). Um manual sobre o código é incluído na distribuição do MOOG.

Para a utilização deste programa é essencial que o usuário tenha instalado em seu computador o pacote para criação de gráficos *SuperMONGO*. O pacote da versão mais recente do MOOG (neste trabalho foram usadas as versões de 2002 e 2014), assim como instruções para a instalação, podem ser obtidos através da internet <sup>1</sup>.

### B.1.1 Arquivos de parâmetro

Ao se executar o MOOG, primeiramente é solicitado um arquivo de parâmetros (*parameter file*). Este arquivo é fundamental, pois informa ao programa qual *driver* será usado para desenvolver determinada tarefa, como processar os dados, como nomear os arquivos de saída, entre várias outras opções. Resumindo, este arquivo controlará grande parte da análise. Dependendo do *driver* utilizado, o programa requerirá determinados arquivos de entrada, mas os arquivos essenciais que o MOOG sempre precisará para rodar são: um arquivo contendo o modelo at-

---

<sup>1</sup> <http://www.as.utexas.edu/chris/moog.html>

mosférico para a estrela analisada e uma lista contendo as linhas espectrais para cada elemento a ser analisado. Estes arquivos serão detalhados posteriormente.

O arquivo de parâmetro não precisa ter um nome específico. Porém no nosso grupo usamos *.par*, pois assim é possível melhor identificá-lo entre outros arquivos. É recomendável um nome simples (por exemplo *input.par*) pois pode ser necessário rodar várias vezes o MOOG, e um nome de arquivo simples pode agilizar o trabalho.

A primeira linha do arquivo de parâmetro é o *driver* que o MOOG irá usar. Os *drivers* mais importantes são:

**synth**

Usado para cálculo de espectro sintético com variação das abundâncias elementares.

**isotop**

Usado para cálculo de espectro sintético com variação das abundâncias isotópicas.

**plotit**

*Plot* de espectros que foram criados em uma execução passada.

**abfind**

Determina a abundância de uma linha única usando como base a sua largura equivalente.

**blends**

Determina a abundância de um conjunto de linhas de mesma espécie (por exemplo, *blend* de componentes de estrutura hiperfina) usando como base a largura equivalente total.

**cog**

Criação de curva de crescimento para linhas individuais.

**cogsyn**

Criação de curva de crescimento para perfis *blendados*.

**ewfind**

Cálculo da largura equivalente para linhas individuais.

**doflux**

Gráfico da curva de fluxo total para o modelo de atmosfera.

Nos trabalhos que serão descritos nos próximos capítulos foram usados os *drivers abfind*, *blends* e *synth*. O usuário pode também detalhar os arquivos de saída e entrada, como exemplificado na Figura B.1.

```

synth
standard_out li_long.16CygA
summary_out  abun_li.16CygA
smoothed_out li_smooth_out.16CygA|
model_in     16cygA.mod
lines_in     'lisun.moog'
observed_in  '16cygALi.txt'
iraf         1
iraf_out     'iraf_syn.16CygA'
atmosphere  1
molecules   1
terminal    'x11'
lines       1
flux/int    0
damping     0
freeform    1
plot        2
abundances  14 1
    3 -2.14
    6 -0.13
    7 -0.13
   14 +0.0
   20 +0.0
   21 +0.0
   22 +0.0
   23 +0.0
   24 +0.0
   25 +0.0
   26 -0.1
   44 +0.0
   58 +0.0
   62 +0.0
isotopes    2 1
  3.007 1.000
  3.006 1000
synlimits
  6690.0 6710 0.01 2.0
obspectrum  5
plotpars    1
  6701.0 6710 0.7 1.006
  0.0    0.0  0.003 1.0
  r      0.081 0.0 0.6 4.9 0.0

```

Figura B.1: Exemplo de um arquivo de parâmetros utilizado no cálculo de síntese espectral para a linha de Li na estrela 16 Cyg A.

Abaixo estão listados os arquivos de entrada e de saída que podem ser previamente especificados. É importante ressaltar que o MOOG solicitará o nome de determinado arquivo caso este não tenha sido informado no arquivo de parâmetros, não sendo essencial então dar todas estas informações.

**stand\_out**

O nome do arquivo de saída padrão.

**summary\_out**

O nome do arquivo com o sumário das larguras equivalentes ou, no caso de síntese espectral, o arquivo de saída sem alterações.

**smoothed\_out**

Arquivo contendo as colunas de comprimento de onda e fluxo resultantes da síntese espectral.

**model\_in**

O modelo de atmosfera estelar a ser utilizado pelo MOOG.

**lines\_in**

A lista de linhas espectrais a ser utilizada.

**observed\_in**

Usado na síntese espectral. Arquivo em formato ASCII contendo o espectro observado.

**iraf\_out**

O arquivo de saída do espectro sintético que pode ser convertido para *.fits* usando a tarefa *rtext* do IRAF.

O usuário deve estabelecer valores para os parâmetros listados a seguir. O controle dos parâmetros se dá através de uma "palavra-chave" ou um número inteiro. Para garantir que seu comando seja corretamente inserido, recomenda-se que ele seja colocado entre aspas simples ("). Os parâmetros descritos abaixo são os que foram usados para a determinação de abundâncias diferenciais e cálculo de síntese espectral nos trabalhos dos Capítulos 2, 3 e 4. Para mais informações sobre os parâmetros não descritos aqui, e sobre o próprio código MOOG, é recomendada a leitura do arquivo *postscript* (*WRITEMOOG.ps*) que está incluído no pacote de instalação.

**iraf** Faz com que seja criado um arquivo que pode ser convertido em *.fits*.

0: Nenhum arquivo será gerado; 1: gera um arquivo que pode ser convertido para *.fits* usando a tarefa do IRAF *rtext*.

**atmosphere** Controla o modo que o modelo atmosférico será mostrado no arquivo de *stand\_out*.

0: Não cria um arquivo de saída; 1: Cria o arquivo sobre o modelo de atmosfera 2: Cria um arquivo com mais detalhes sobre a atmosfera (opacidade, etc.).

**molecules** Edita o controle para os cálculos de equilíbrio molecular.

0: Não realiza o equilíbrio molecular; 1: Realiza os cálculos de equilíbrio molecular mas não grava os resultados; 2: Realiza os cálculos de equilíbrio molecular e grava os resultados.

**terminal** Estabelece com qual terminal o MOOG irá operar.

0: MOOG irá perguntar qual tipo de terminal irá utilizar; x11: Sun OpenWindows ou qualquer X11; xterm: xterm tektronix window; sunview: SunView window; graphon: graphon GO-250.

**lines** Controla o arquivo de saída da lista de linhas.

0: Não cria arquivo de saída; 1: Cria um arquivo de saída com informações padrões sobre a lista de linhas; 2: Provê opacidades de linha para o centro das linhas; 3: Provê informação sobre a profundidade média da formação da linha; 4: Informação sobre as funções de partição.

**flux/int** Cálculo do fluxo integrado ou de intensidade central.

0: Fluxo integrado; 1: Intensidade central.

**damping** Parâmetro usando para o alargamento colisional.

0: Usa a aproximação Unsold. Entretanto se um fator é lido da lista de linhas para uma linha individual e se esse valor é maior que  $10^{-10}$ , a aproximação Unsold (ver Seção 1.5) é multiplicada pelo fator. De modo contrário o valor de Unsold é substituído pelo fator; 1: Usa a aproximação Unsold multiplicada por 6.3; 2: Usa a aproximação Unsold multiplicada por um fator recomendado pelo grupo de Blackwell (Blackwell et al., 1972).

**freeform** Opções sobre a leitura da lista de linha.

0: Lê a lista no formato antigo (7e10.3). Espaços em branco são lidos como zeros; 1: Lê a lista de linhas sem nenhum formato específico. Entretanto todos os valores devem ser explicitamente descritos.

**plot** Opções sobre os plots durante a análise do MOOG.

0: Não faz o plot; 1: É plotado somente o espectro sintético (somente para o *driver synth*);  
2: É plotado o espectro sintético e o gráfico observado (somente para o *driver synth*); n:  
número mínimo de espécies para ser gerado um plot (somente para o *driver abfind*)

**abundances** Abundâncias para sobrepor aquelas usadas no input do modelo de atmosfera. Esta opção é usada somente para síntese espectral.

É necessário especificar quantos elementos estão sendo modificados e o número de sínteses a serem realizadas (máximo de 5), como mostrado na Figura B.1. Para especificar as espécies a serem alteradas é preciso detalhar o número atômico (Z) e a abundância desejada.

**isotopes** Lista de isótopos e razões isotópicas a serem usadas. Esta opção é usada na síntese espectral.

Os valores necessários são o número de razões isotópicas sendo usadas e o número de sínteses a serem realizadas.

Em seguida devem ser especificados os isótopos e suas respectivas razões isotópicas, de modo que: *i*) O número atômico do elemento seguiu por um ponto (".") e o isótopo (*exemplo* 3.006 para <sup>6</sup>Li); *ii*) a razão isotópica como a razão entre o total (100%) e a porcentagem do isótopo. Isto pode ser visto na Figura B.1.

**synlimits** Estipula os limites para a síntese espectral, com 4 parâmetros na seguinte ordem:

*i*) comprimento de onda inicial, *ii*) comprimento de onda final, *iii*) passo da síntese espectral, *iv*)  $\pm\Delta$  de um ponto do espectro para contribuição de opacidade.

A unidade do comprimento de onda deve ser consistente com as unidades do espectro observado.

**obspectrum** Indica o tipo de *input* do espectro observado.

0: Nenhum *input* de espectro observado; 1: O *input* deve ser um arquivo *.fits*; 5: O espectro observado deve estar em formato ASCII, com informação de comprimento de onda (eixo x) e fluxo (eixo y)

**plotpars** Edita os parâmetros do plot do espectro sintético.

0: Usa os parâmetros *default* para a criação dos plots; 1: Usa os parâmetros para criação

dos plots, seguindo o que é especificado nas próximas três linhas.

1. A primeira linha deve conter o comprimento de onda inicial e final e também os limites inferiores e superiores para o fluxo a ser plotado.
2. A segunda linha deve conter: *i*) o deslocamento em velocidade a ser aplicado ao espectro observado; *ii*) o deslocamento em comprimento de onda a ser aplicado ao espectro observado; *iii*) deslocamento vertical aditivo a ser aplicado e *iv*) deslocamento vertical multiplicativo a ser aplicado.
3. A terceira linha deve conter: *i*) um caracter especificando o tipo de *smoothing* (g: Gaussiano, l: Lorentziano, v: rotacional, m: macroturbulência, p: Gaussiano variável, r: usando em conjunto m+v+g); *ii*) a largura a meia altura (FWHM) do perfil gaussiano; *iii*) a velocidade  $v \sin i$  para o alargamento devido a rotação (em  $\text{km s}^{-1}$ ); *iv*) o coeficiente de escurecimento de borda; *v*) a FWHM do alargamento devido a macroturbulência (em  $\text{km s}^{-1}$ ) e *vi*) a FWHM para um perfil Lorentziano.

### B.1.2 Lista de linhas

O arquivo de lista de linhas deve conter todas as linhas espectrais que serão utilizadas nos cálculos do MOOG, incluindo: *i*) o comprimento de onda (em Å), *ii*) a identificação atômica ou molecular (o estágio de ionização deve ser colocado depois do ponto), *iii*) o potencial de excitação (em eV); *iv*) o *gf* ou *log gf* (recomenda-se usar *log gf*, apesar do programa ser capaz de identificar qual caso); *v*) o parâmetro de amortecimento colisional  $C_6$ ; *vi*) energia de dissociação para a molécula (somente usado para perfis de linhas moleculares) e finalmente *vii*) a EW em mÅ. Um exemplo de um arquivo de lista de linhas para o MOOG pode ser visto na Figura B.2.

### B.1.3 Modelos atmosféricos

Seria ideal se pudéssemos obter toda a informação da estrutura interna e condições físicas da atmosfera de uma estrela através de observações astronômicas. Em vez disso é usado um modelo atmosférico construído com base em observações e nas leis físicas conhecidas (Gray, 2005).

```

16cygA
4365.896 26.0 2.990 -2.250 0.445E-31 0.0 56.7 FeI H
4445.471 26.0 0.087 -5.441 2.8 0.0 45.8 FeI H
4602.001 26.0 1.608 -3.154 0.301E-31 0.0 75.0 FeI H
4779.439 26.0 3.415 -2.020 0.358E-31 0.0 44.5 FeI I
4788.757 26.0 3.237 -1.763 0.175E-31 0.0 63.8 FeI I
4950.106 26.0 3.417 -1.56 0.459E-30 0.0 78.9 FeI H+U
4994.129 26.0 0.915 -3.080 0.190E-31 0.0 107.7 FeI H+U
5044.211 26.0 2.8512 -2.058 0.271E-30 0.0 76.8 FeI H+U+M
5054.642 26.0 3.640 -1.921 0.468E-31 0.0 39.7 FeI I
5127.359 26.0 0.915 -3.307 0.184E-31 0.0 98.6 FeI H+U
5127.679 26.0 0.052 -6.125 0.12E-31 0.0 21.0 FeI H+U
5198.711 26.0 2.223 -2.135 0.461E-31 0.0 100.9 FeI H+U
5225.525 26.0 0.1101 -4.789 0.123E-31 0.0 75.5 FeI H+U+M
5242.491 26.0 3.634 -0.967 0.495E-31 0.0 89.3 FeI H+U
5247.050 26.0 0.0872 -4.946 0.122E-31 0.0 70.5 FeI H+U+M

```

Figura B.2: Exemplo de uma lista de linhas, arquivo de entrada no código MOOG.

Os modelos atmosféricos usados pelo MOOG contém parâmetros em função da profundidade ótica. No modelo usado como exemplo na Figura B.3, cada linha (que representa uma determinada camada da atmosfera estelar) contém valores para a densidade em função de uma variável dependente da profundidade ótica, temperatura, pressão do gás e densidade eletrônica. Neste caso o MOOG irá calcular a opacidade e profundidade ótica em cada comprimento de onda.

MOOG aceita diferentes tipos de modelos atmosféricos. Para mais informações recomenda-se a leitura do *postscript WRITEMOOG.ps* no pacote de instalação.

## B.2 Determinação de Parâmetros Atmosféricos

Os parâmetros atmosféricos superficiais de uma estrela dizem respeito às suas características físicas que são essenciais na construção de um modelo atmosférico. São eles: temperatura efetiva, gravidade superficial (usualmente empregado em  $\log g$ ), a metalicidade  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e a velocidade de microturbulência (em  $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

A temperatura efetiva  $T_{eff}$  é definida em termos da luminosidade  $L$  (definida como a energia total por unidade de tempo) emitida por uma estrela de raio  $R$  (Gray , 2005), de modo que:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4, \quad (\text{B.1})$$

onde  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann.

A gravidade superficial  $g$  é definida como:



```

KURTYPE
 5751./ 4.35/ 0.05 mic = 0.90
      72
5000.0
0.58835846E-03 3612.9 1.384E+01 2.475E+09
0.77066914E-03 3638.3 1.810E+01 3.180E+09
0.97988336E-03 3665.4 2.294E+01 3.985E+09
0.12175563E-02 3694.5 2.838E+01 4.903E+09
0.14868189E-02 3724.5 3.453E+01 5.948E+09
0.17905262E-02 3754.2 4.145E+01 7.130E+09
0.21328026E-02 3783.3 4.922E+01 8.464E+09
0.25268103E-02 3810.0 5.822E+01 9.991E+09
0.29924066E-02 3835.5 6.884E+01 1.177E+10
0.35435814E-02 3860.0 8.142E+01 1.385E+10
0.41940958E-02 3884.0 9.616E+01 1.626E+10
0.49597904E-02 3907.7 1.135E+02 1.908E+10
6.5896754 8798.6 1.521E+05 1.894E+15
6.7700616 8980.9 1.565E+05 2.310E+15
6.9657020 9154.0 1.613E+05 2.770E+15
7.1800444 9325.5 1.665E+05 3.300E+15
7.4165375 9493.6 1.723E+05 3.897E+15
7.6798213 9657.6 1.787E+05 4.570E+15
7.9734628 9829.3 1.859E+05 5.369E+15
8.3037075 9988.5 1.938E+05 6.224E+15
      0.90
NATOMS      0      0.05
NMOL      28
101.0 106.0 107.0 108.0 112.0 126.0
606.0 607.0 608.0
707.0 708.0
808.0 812.0 822.0 823.0 840.0
10108.0 10820.0 60808.0
6.1 7.1 8.1 12.1 20.1 22.1 23.1 26.1 40.1

```

Figura B.3: Exemplo de um arquivo de modelo atmosférico de tipo Kurucz.

$$g = g_{\odot} \frac{M}{R^2}, \quad (\text{B.2})$$

onde  $g_{\odot}$  é a gravidade superficial do Sol que é  $2.740 \times 10^4 \text{ cm/s}^2$  e  $M$  e  $R$  são a massa e o raio em unidades solares.

A metalicidade  $[\text{Fe}/\text{H}]$  diz respeito ao conteúdo de ferro em relação ao hidrogênio de uma estrela quando comparada ao Sol, como mencioando na Seção 1.4.

E finalmente, a microturbulência é associada a movimentos de massa, onde as dimensões do material que se move são pequenas quando comparadas à unidade de profundidade óptica (Gray, 2005). A importância da microturbulência é o seu uso nos processos de transferência de radiação, influenciando na velocidade termal no coeficiente de absorção atômico dos modelos atmosféricos e com isso impactando no alargamento das linhas espectrais. Devido a isso, a

microturbulência é levada em conta na determinação de abundâncias.

A determinação dos parâmetros atmosféricos através de espectroscopia é usualmente feita usando-se as abundâncias de FeI e FeII. A princípio podemos usar outros elementos (como por exemplo, TiI e TiII), mas devido à grande incidência de linhas de Fe por todo o espectro solar, podemos ter uma grande amostra de linhas de Fe "confiáveis", que estão na região de crescimento linear da curva de crescimento (região de linhas fracas), porém algumas linhas mais fortes também são necessárias para determinar a microturbulência.

Podemos determinar a temperatura superficial de uma estrela através da imposição de um equilíbrio do potencial de excitação em função das abundâncias de FeI. Isto porque, como visto na Eq. 1.9, existe uma dependência da energia de excitação com a temperatura na determinação da abundância de um determinado elemento  $X$  em uma dada linha  $i$ .

Como o íon de FeII é fortemente dependente da gravidade estelar (Gray , 2005), podemos estimar a gravidade superficial através da imposição do equilíbrio de ionização, onde as abundâncias determinadas para o ferro neutro devem ser as mesmas do ferro ionizado, de modo que:

$$\langle A_{FeI,i} \rangle - \langle A_{FeII,i} \rangle = 0. \quad (B.3)$$

Na Figura B.4 é mostrada a sensibilidade da curva de crescimento com a variação da gravidade superficial.

A velocidade de microturbulência é determinada através da não dependência da abundância química em relação ao logaritmo da largura equivalente reduzida, pois as linhas fortes são muito sensíveis à microturbulência. De modo que, quando relacionamos a abundância de ferro em um gráfico em função de sua largura equivalente reduzida, deve-se encontrar uma inclinação zero para o ajuste linear dos pontos. Na Figura B.5 é mostrada a variação da curva de crescimento (na região de saturação) com a variação da velocidade microturbulenta.

### B.2.1 Exemplo de determinação de parâmetros

Nesta seção será dada uma breve explicação do processo de determinação de abundâncias diferenciais.

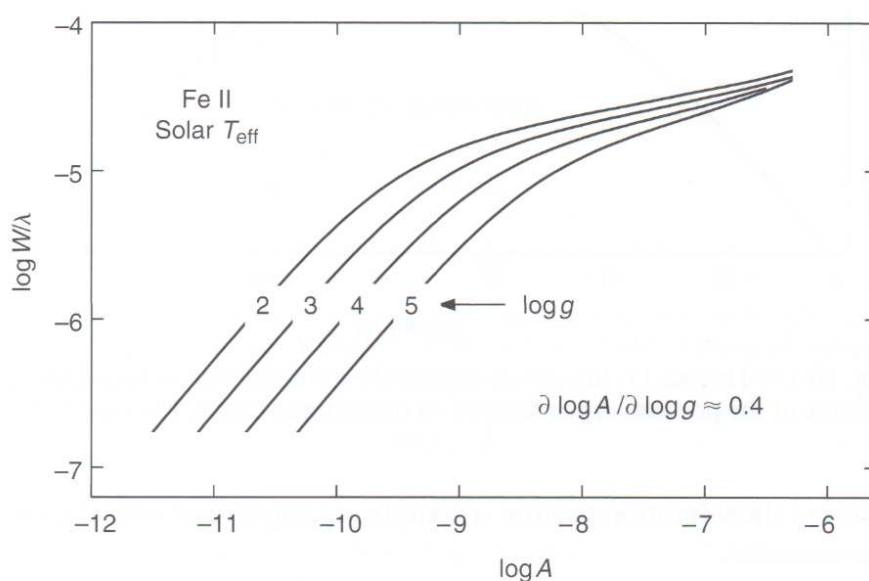


Figura B.4: Curva de crescimento para linhas FeII mostrando a sensibilidade com a gravidade. Retirado de Gray (2005).

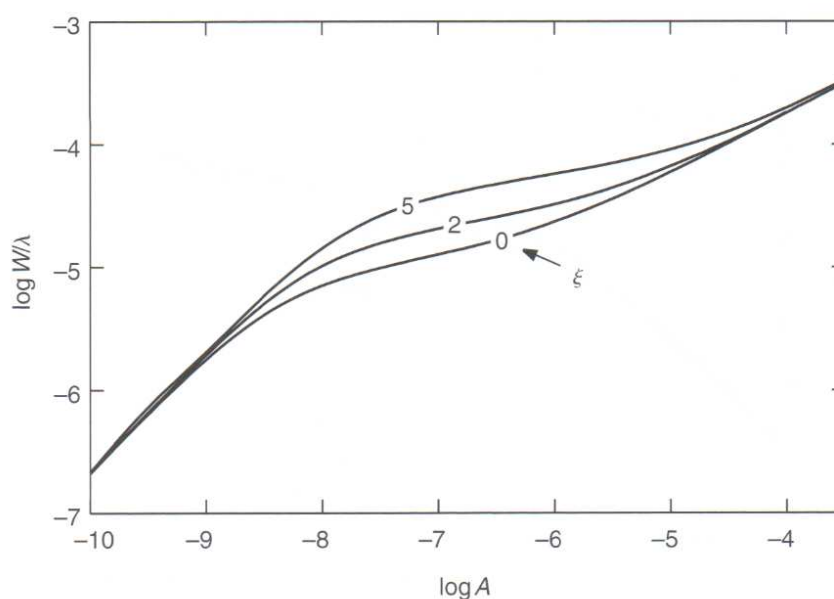


Figura B.5: Curva de crescimento mostrando a sensibilidade com a microturbulência para 0, 2 e 5  $\text{km s}^{-1}$ . Retirado de Gray (2005).

Primeiramente, devemos obter um modelo de atmosfera. Como a grade de modelos atmosféricos tem um espaçamento fixo, é necessário fazer uma interpolação para os parâmetros de interesse. Por exemplo, as grades de modelos atmosféricos de Kurucz estão em intervalos de: 250 K para  $T_{eff}$ , de 0.5 dex para  $\log g$ , e 0.5 dex para  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Existem vários programas que fazem a interpolação de grades de modelos atmosféricos, mas como utilizamos os modelos de

ODFNEW de Kurucz (Castelli & Kurucz, 2004) utilizamos o programa *makekurucz2004*<sup>2</sup>.

Apesar de já conhecermos os parâmetros atmosféricos do Sol ( $T_{eff} = 5777$  K,  $\log g = 4.44$  dex e  $[Fe/H] = 0$  dex), ainda nos falta o valor da microturbulência, pois esta pode mudar de um trabalho para outro. Um bom valor inicial para a microturbulência solar é  $1 \text{ km s}^{-1}$ . Com as medidas das larguras equivalentes das linhas de ferro e com o modelo solar em mãos, executa-se o código MOOG para obter as abundâncias de FeI. O código apresenta um gráfico, como mostra a Figura B.6. Iterativamente pode ser modificada a microturbulência até obter um *slope zero*. Neste caso, encontramos que a microturbulência do Sol é  $v_t = 0.86 \text{ km s}^{-1}$ .

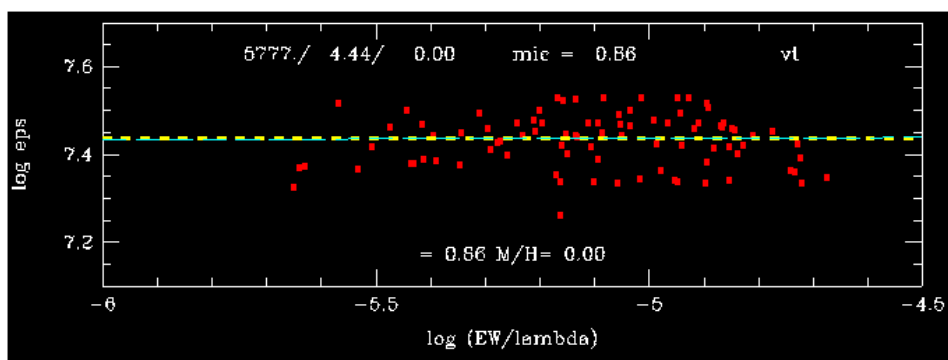


Figura B.6: Exemplo de gráfico de abundância de Fe em função da largura equivalente reduzida para a determinação da velocidade de microturbulência no Sol. Neste caso, o valor encontrado foi  $v_t = 0.86 \text{ km s}^{-1}$ .

Com isso, temos todos os parâmetros atmosféricos do Sol determinados. As abundâncias de FeI e FeII obtidas através deste modelo serão nossas abundâncias de referência utilizadas para a determinação das abundâncias diferenciais das outras estrelas da amostra, e através da variação diferencial nas abundâncias das linhas de ferro podemos determinar os parâmetros atmosféricos diferenciais.

O próximo passo é criar um modelo atmosférico para a estrela a ser analisada. Como inicialmente não sabemos seus valores e como geralmente trabalhamos com gêmeas solares, um bom modelo inicial é o do próprio Sol. Após calculadas as abundâncias de ferro usando este modelo inicial, subtraímos destas abundâncias as abundâncias de referência (solar), linha por linha. Obtendo as abundâncias diferenciais para cada linha da estrela podemos analisar se o valor da temperatura,  $\log g$  e microturbulência usados no modelo estão de bom acordo com o equilíbrio diferencial.

Na Figura B.7 são mostrados os gráficos da abundância de Fe de 16 Cyg A em função do

<sup>2</sup> Programa de interpolação em fortran adaptado de uma versão escrita por A. McWilliam, para modelos de Kurucz mais antigos.

potencial de excitação (para determinar a temperatura) e da largura equivalente reduzida (para determinar a microturbulência), usando o modelo solar. Note que nem os valores da temperatura e nem da microturbulência correspondem aos parâmetros atmosféricos ideais para esta estrela. Entretanto, os valores de  $A(\text{Fe})$  nos dois gráficos indicam que o  $[\text{Fe}/\text{H}]$  da estrela analisada está em torno de 0.1 dex.

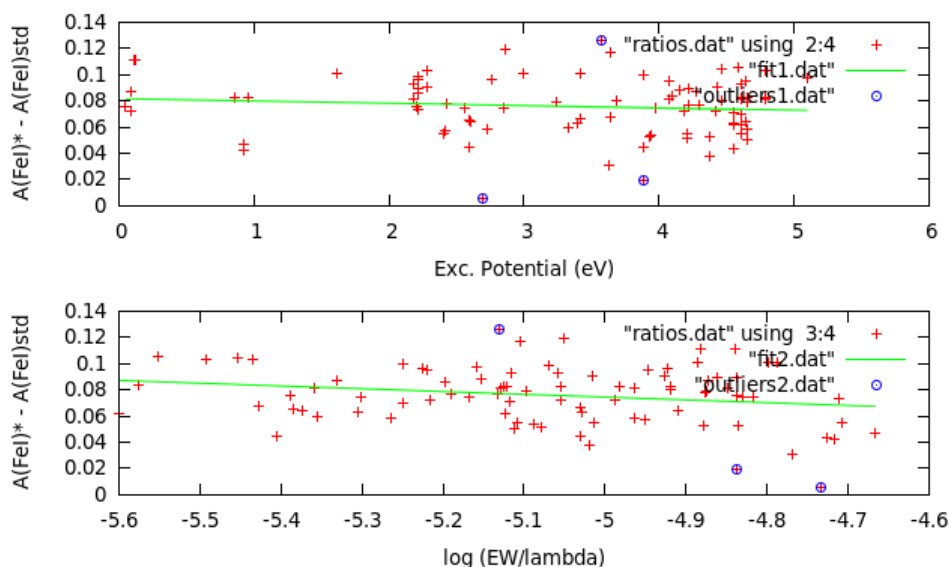


Figura B.7: Gráficos de  $A(\text{Fe})$  (calculados usando o modelo solar) para 16 Cyg A em função do potencial de excitação (painel superior) e largura equivalente reduzida (painel inferior). Note que nem a temperatura e nem a microturbulência do Sol correspondem aos valores destes parâmetros atmosféricos para esta estrela.

Após essa primeira iteração já é possível examinar os *outliers*, ou seja, pontos que ficaram muito afastados do comportamento médio. Esses *outliers* são medidos novamente ou descartados se houver alguma razão válida (como por exemplo, *blend* com uma linha telúrica que não foi reconhecida inicialmente).

Depois da revisão dos *outliers*, o próximo passo é fazer seguidas iterações, mudando os valores dos parâmetros atmosféricos até que as condições de equilíbrio sejam satisfeitas. Este passo pode ser um tanto trabalhoso pois uma mudança, por exemplo, na temperatura, também influencia na relação entre  $A(\text{Fe})$  em função da largura equivalente reduzida, usada para se obter a microturbulência, e também pode afetar o equilíbrio de ionização.

Na Figura B.8 mostramos os plots para os valores aos quais os parâmetros convergiram. Com isso, para 16 Cyg A encontramos que  $T_{eff} = 5830$  K,  $\log g = 4.30$  dex,  $v_t = 0.98$  km s<sup>-1</sup> e  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.1$  dex. O critério usado para convergência é, além do slope do ajuste linear ser o mais próximo de zero possível, o slope tem que ser inferior ao seu erro. Dentro do possível, iteramos

até que o *slope* seja 3 vezes menor que seu erro.

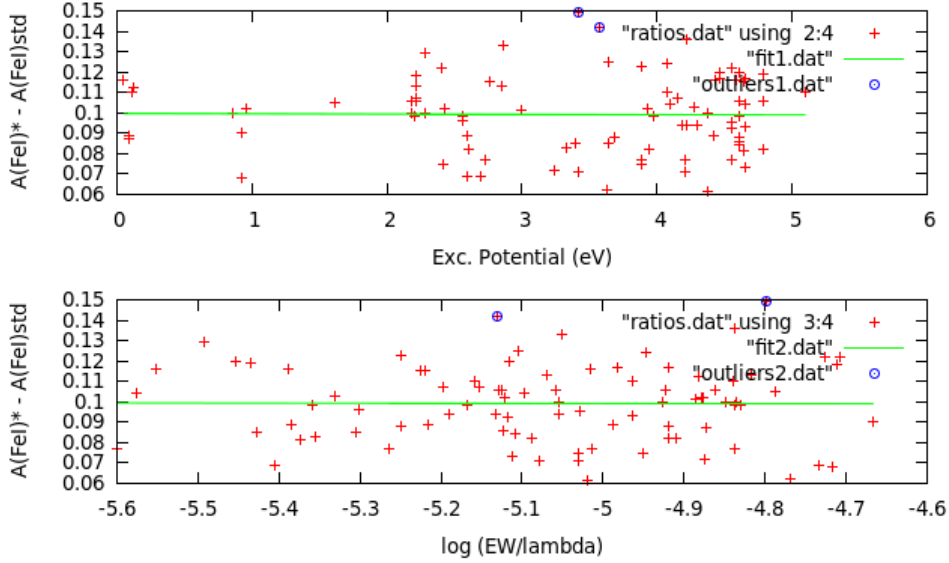


Figura B.8: Plots de  $A(\text{Fe})$  para 16 Cyg A (usando as abundâncias do Sol como referência) em função do potencial de excitação e da largura equivalente reduzida usando o modelo atmosférico de  $T_{\text{eff}} = 5830 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.30 \text{ dex}$ ,  $v_t = 0.98 \text{ km s}^{-1}$  e  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.1 \text{ dex}$ .

### B.2.2 Erros

O erro total para a abundância diferencial é determinado através da soma em quadratura dos erros observacionais e sistemáticos para cada elemento.

O erro observacional é definido como sendo o *standard error*<sup>3</sup> atribuído a um dado conjunto de linhas para cada elemento químico analisado. Já o erro sistemático diz respeito ao erro de cada parâmetro atmosférico, que é calculado inferindo o quanto a incerteza dos parâmetros atmosféricos podem influenciar nos valores das abundâncias diferenciais.

De modo que o erro total ( $\sigma_{\text{total}}$ ) é estimado como:

$$\sigma_{\text{total}} = \sqrt{\sigma_{\text{observacional}}^2 + \sigma_{T_{\text{eff}}}^2 + \sigma_{\log g}^2 + \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2 + \sigma_{v_t}^2}, \quad (\text{B.4})$$

onde  $\sigma_{\text{observacional}}^2$  é o erro devido às medidas de largura equivalente;  $\sigma_{T_{\text{eff}}}^2$  o erro na abundância devido à incerteza da temperatura superficial da estrela;  $\sigma_{\log g}^2$  o erro na abundância devido à incerteza da gravidade superficial da estrela;  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2$  o erro devido a incerteza da metalicidade; e  $\sigma_{v_t}^2$  o erro na abundância devido à incerteza da microturbulência.

<sup>3</sup> *Standard error* é dado por  $s.e. = \sigma / \sqrt{N}$ , onde  $N$  é o número de linhas.

# Critério de instabilidade da zona convectiva

## C.1 Zona Convectiva

A zona convectiva de uma estrela é definida pela região onde o transporte de energia é feito por convecção (que consiste em movimentos de matéria em larga escala), em contrapartida à região radiativa onde o transporte dominante é por radiação. O processo dominante em determinada região é aquele que se mostra mais eficiente para o transporte do fluxo de energia. O critério usado para descrever se uma região está sujeita ao transporte radiativo ou convectivo é conhecido como critério de instabilidade de Schwarzschild.

O critério de instabilidade de Schwarzschild segundo Mihalas (1970) diz respeito a quando um elemento de material é movido de sua posição atual e sofre forças nas quais fazem com que ele possa continuar a se distanciar de sua posição inicial. Se o meio permite que isso aconteça, este meio é instável em relação ao movimento de massa, e portanto vai ocorrer convecção. Se não, os movimentos convectivos vão ser amortecidos e com isso irá ocorrer a predominância do transporte radiativo.

Consideramos um pequeno elemento de gás que é perturbado de sua posição original, fazendo com que este se mova para uma posição mais externa da estrela, percorrendo uma distância  $\delta r$ . Supõe-se que tal movimento aconteça bem devagar de modo que o elemento de material se mantenha em equilíbrio hidrostático com o meio. Ou seja, a pressão interna deste elemento é exatamente igual a pressão externa. Além disso, este elemento não troca energia com o meio, fazendo com que o seu movimento seja adiabático. Com isso, quando este elemento de material sobe dentro da estrela, ocorre uma diminuição da pressão, fazendo com que o gás se expanda e que a densidade interna decresça de modo:

$$(\Delta\rho)_E = \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_A \Delta r, \quad (\text{C.1})$$

onde  $E$  se refere ao elemento de material e  $A$  refere-se ao processo adiabático. Se na nova posição a densidade do elemento é menor do que a densidade do meio, este vai sofrer uma força de empuxo e vai continuar a se mover. Com isso, uma instabilidade convectiva irá ocorrer se:

$$(\Delta\rho)_E = \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_A dr < (\Delta\rho)_R = \left(\frac{d\rho}{dr}\right)_R dr, \quad (\text{C.2})$$

onde  $R$  quer dizer radiativo e a derivada  $(d\rho/dr)_R$  descreve o gradiente de densidade em um meio radiativo. Como a densidade decresce para cima, as derivadas acima são negativas. Com isso, a convecção irá ocorrer se:

$$\left|\frac{d\rho}{dr}\right|_A > \left|\frac{d\rho}{dr}\right|_R. \quad (\text{C.3})$$

Esta equação pode ser escrita de outra forma, Em uma expansão adiabática a pressão  $P$  é proporcional a uma potência da densidade ( $P \propto \rho^\gamma$ ), o que pode ser escrito como:

$$\ln P = \gamma \ln \rho + C. \quad (\text{C.4})$$

De modo que:

$$\left(\frac{d \ln \rho}{dr}\right)_A = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{d \ln P}{dr}\right)_A. \quad (\text{C.5})$$

Onde  $\gamma = c_p/c_v$ , sendo  $c_p$  o calor específico a pressão constante e  $c_v$  o calor específico a volume constante. De forma análoga, podemos escrever  $(d\rho/dr)_R$  para o material que envolve o elemento adiabático, usando a equação de estado para um gás perfeito ( $P \propto \rho T$ ) na forma:

$$\ln P = \ln \rho + \ln T + C. \quad (\text{C.6})$$



De modo que:

$$\left(\frac{d \ln \rho}{dr}\right)_R = \left(\frac{d \ln P}{dr}\right)_R - \left(\frac{d \ln T}{dr}\right)_R. \quad (\text{C.7})$$

Mihalas (1970) desenvolve essas equações (Seção 6.5) e encontra que a condição de instabilidade convectiva é (ver também Seção 3.3.3 de LeBlanc (2010)):

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P}\right)_R > \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right) = \left(\frac{d \ln T}{d \ln P}\right)_A. \quad (\text{C.8})$$

Como pode-se escrever que  $\nabla = (d \ln T / d \ln p)$ , o critério então se dá da seguinte maneira:

$$\nabla R > \nabla A. \quad (\text{C.9})$$

Considerando que nas atmosferas estelares o gás não é perfeito por conta dos efeitos de pressão de radiação e ionização, a relação de instabilidade é comumente escrita como:

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P}\right)_R > \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2}. \quad (\text{C.10})$$

Onde  $\Gamma_2 = \gamma$  é um dos expoentes adiabáticos de Chandrasekhar.

Para um gás perfeito e monoatômico (com  $\gamma = 5/3$ ) tem-se que o valor da Eq. 3.10 é 0.4. Para pressão de radiação pura,  $\Gamma_2$  é igual 4/3, e com isso a Eq. 3.10 é igual a 0.25, sendo este então o valor crítico para o gradiente radiativo. Em regiões onde o hidrogênio é fortemente ionizado o valor de  $\Gamma_2$  pode chegar até 1.1 e o valor crítico de  $\nabla R$  pode então chegar até 0.1, como discutido em (Mihalas, 1970). Este resultado associa as regiões de convecção às regiões onde ocorre a ionização de hidrogênio.



# Capítulo D ---

## Lista de linhas para 16 Cygni

Tabela D.1 - Lista de linhas usada na determinação de abundâncias do sistema binário 16 Cyg, como usado no MOOG.

Wavelength Å	Z	E.Excitação(eV)	log $gf$	Damping	E. Dis.(eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
4365.896	26.0	2.990	-2.250	0.445E-31	0.0	56.7	55.9	52.7
4445.471	26.0	0.087	-5.441	2.8	0.0	45.8	46.9	42.8
4602.001	26.0	1.608	-3.154	0.301E-31	0.0	75.0	75.9	70.9
4779.439	26.0	3.415	-2.020	0.358E-31	0.0	44.5	44.3	41.7
4788.757	26.0	3.237	-1.763	0.175E-31	0.0	63.8	63.0	60.7
4950.106	26.0	3.417	-1.56	0.459E-30	0.0	78.9	78.8	73.1
4994.129	26.0	0.915	-3.080	0.190E-31	0.0	107.7	108.9	104.9
5044.211	26.0	2.8512	-2.058	0.271E-30	0.0	76.8	76.4	72.8
5054.642	26.0	3.640	-1.921	0.468E-31	0.0	39.7	39.4	34.6
5127.359	26.0	0.915	-3.307	0.184E-31	0.0	98.6	98.3	96.4
5127.679	26.0	0.052	-6.125	0.12E-31	0.0	21.0	21.7	18.4
5198.711	26.0	2.223	-2.135	0.461E-31	0.0	100.9	102.1	96.5
5225.525	26.0	0.1101	-4.789	0.123E-31	0.0	75.5	77.1	71.0
5242.491	26.0	3.634	-0.967	0.495E-31	0.0	89.3	89.2	87.6
5247.050	26.0	0.0872	-4.946	0.122E-31	0.0	70.5	71.2	67.0
5250.208	26.0	0.1212	-4.938	0.123E-31	0.0	69.0	69.9	64.5
5295.312	26.0	4.415	-1.49	0.654E-30	0.0	32.2	32.4	29.0
5322.041	26.0	2.279	-2.80	0.429E-31	0.0	62.9	64.4	58.9
5373.709	26.0	4.473	-0.77	0.704E-30	0.0	64.8	65.7	60.2
5379.574	26.0	3.694	-1.514	0.502E-31	0.0	64.8	65.2	61.2
5386.334	26.0	4.154	-1.74	0.527E-30	0.0	37.9	38.1	33.7
5466.396	26.0	4.371	-0.565	0.440E-30	0.0	79.7	79.6	76.4
5466.987	26.0	3.573	-2.23	2.8	0.0	40.4	38.7	34.6
5522.446	26.0	4.209	-1.31	0.302E-30	0.0	46.1	46.0	43.5
5546.506	26.0	4.371	-1.18	0.391E-30	0.0	53.1	53.9	51.1
5560.211	26.0	4.434	-1.16	0.479E-30	0.0	53.6	53.7	48.8
5618.633	26.0	4.209	-1.276	0.290E-30	0.0	54.5	54.3	51.7
5636.696	26.0	3.640	-2.56	0.519E-31	0.0	21.1	21.2	18.8
5638.262	26.0	4.220	-0.81	0.288E-30	0.0	82.0	81.9	76.4
5649.987	26.0	5.0995	-0.8	0.277E-30	0.0	39.2	38.0	34.6
5651.469	26.0	4.473	-1.75	0.483E-30	0.0	19.9	19.4	16.5
5661.348	26.0	4.2843	-1.756	0.324E-30	0.0	26.4	26.1	23.0
5679.023	26.0	4.652	-0.75	0.813E-30	0.0	61.8	59.6	58.4
5696.089	26.0	4.548	-1.78	0.578E-30	0.0	14.3	13.8	12.7

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
5701.544	26.0	2.559	-2.216	0.495E-31	0.0	84.3	84.7	80.5
5705.464	26.0	4.301	-1.355	0.302E-30	0.0	42.0	41.8	38.3
5778.453	26.0	2.588	-3.430	0.495E-31	0.0	23.8	24.8	21.4
5784.658	26.0	3.396	-2.532	0.357E-30	0.0	28.7	28.8	26.0
5793.914	26.0	4.220	-1.619	0.272E-30	0.0	37.5	37.1	33.9
5809.218	26.0	3.883	-1.609	0.565E-30	0.0	54.1	54.6	51.6
5852.219	26.0	4.548	-1.17	0.480E-30	0.0	44.7	45.1	41.1
5855.076	26.0	4.6075	-1.478	0.574E-30	0.0	25.7	25.4	22.5
5905.672	26.0	4.652	-0.69	0.623E-30	0.0	61.5	61.3	56.7
5927.789	26.0	4.652	-1.04	0.607E-30	0.0	45.9	45.8	43.3
5934.655	26.0	3.928	-1.07	0.569E-30	0.0	78.4	77.4	75.1
5956.694	26.0	0.8589	-4.605	0.155E-31	0.0	52.6	53.5	48.8
5987.065	26.0	4.795	-0.212	0.155E-31	0.0	72.1	71.9	68.3
6003.012	26.0	3.881	-1.06	0.483E-30	0.0	87.2	87.3	85.9
6005.541	26.0	2.588	-3.43	2.8	0.0	23.6	24.2	21.9
6024.058	26.0	4.548	-0.02	0.388E-30	0.0	112.9	113.1	108.7
6027.050	26.0	4.0758	-1.09	2.8	0.0	68.3	67.4	63.2
6079.009	26.0	4.652	-1.10	0.513E-30	0.0	48.6	47.8	44.4
6082.711	26.0	2.223	-3.573	0.327E-31	0.0	38.6	38.2	34.7
6093.644	26.0	4.607	-1.30	0.441E-30	0.0	34.3	33.6	31.1
6096.665	26.0	3.9841	-1.81	0.575E-30	0.0	41.4	41.3	37.6
6151.618	26.0	2.1759	-3.299	0.255E-31	0.0	53.8	53.4	49.5
6157.728	26.0	4.076	-1.22	2.8	0.0	67.1	65.8	62.7
6173.335	26.0	2.223	-2.880	0.265E-31	0.0	73.8	73.4	69.3
6187.990	26.0	3.943	-1.67	0.490E-30	0.0	50.5	50.3	47.6
6200.313	26.0	2.6085	-2.437	0.458E-31	0.0	76.3	75.7	73.1
6213.430	26.0	2.2227	-2.52	0.262E-31	0.0	85.6	85.7	81.1
6219.281	26.0	2.198	-2.433	0.258E-31	0.0	90.6	90.7	86.6
6226.736	26.0	3.883	-2.1	0.415E-30	0.0	35.0	35.4	30.3
6240.646	26.0	2.2227	-3.233	0.314E-31	0.0	53.1	54.7	48.5
6252.555	26.0	2.4040	-1.687	0.384E-31	0.0	122.8	123.8	118.3
6265.134	26.0	2.1759	-2.550	0.248E-31	0.0	88.7	89.0	84.5
6270.225	26.0	2.8580	-2.54	0.458E-31	0.0	55.9	55.6	50.3
6271.279	26.0	3.332	-2.703	0.278E-30	0.0	27.7	27.4	25.2
6380.743	26.0	4.186	-1.376	2.8	0.0	56.2	55.3	52.5

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log <i>gf</i>	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
6392.539	26.0	2.279	-4.03	0.338E-31	0.0	20.6	20.4	17.2
6498.939	26.0	0.9581	-4.699	0.153E-31	0.0	49.1	50.9	45.1
6593.871	26.0	2.4326	-2.422	0.369E-31	0.0	87.8	87.7	83.6
6597.561	26.0	4.795	-0.98	0.476E-30	0.0	49.1	48.5	44.7
6677.987	26.0	2.692	-1.418	0.346E-31	0.0	123.3	124.4	122.9
6703.567	26.0	2.7585	-3.023	0.366E-31	0.0	39.8	39.4	35.3
6705.102	26.0	4.607	-0.98	2.8	0.0	50.5	49.8	47.2
6713.745	26.0	4.795	-1.40	0.430E-30	0.0	24.7	24.3	20.8
6725.357	26.0	4.103	-2.19	0.482E-30	0.0	17.9	17.6	15.3
6726.667	26.0	4.607	-1.03	0.482E-30	0.0	51.5	51.0	46.4
6733.151	26.0	4.638	-1.47	0.341E-30	0.0	28.5	28.4	25.8
6750.152	26.0	2.4241	-2.621	0.411E-31	0.0	75.5	75.2	72.6
6752.707	26.0	4.638	-1.204	0.337E-30	0.0	40.7	39.5	36.0
6806.845	26.0	2.727	-3.11	0.346E-31	0.0	37.0	37.8	34.3
6810.263	26.0	4.607	-0.986	0.450E-30	0.0	53.0	53.4	49.9
6837.006	26.0	4.593	-1.687	0.246E-31	0.0	19.2	18.6	16.0
6839.830	26.0	2.559	-3.35	0.395E-31	0.0	34.1	34.5	30.8
6843.656	26.0	4.548	-0.86	0.294E-30	0.0	64.1	63.7	60.5
6858.150	26.0	4.607	-0.930	0.324E-30	0.0	51.4	50.6	47.0
4508.288	26.1	2.8557	-2.44	0.956E-32	0.0	93.8	90.4	84.8
4520.224	26.1	2.8068	-2.65	0.857E-32	0.0	86.9	83.2	80.6
4576.340	26.1	2.8443	-2.95	0.943E-32	0.0	72.2	67.8	65.4
5197.577	26.1	3.2306	-2.22	0.869E-32	0.0	84.4	80.6	77.2
5234.625	26.1	3.2215	-2.18	0.869E-32	0.0	91.5	87.3	83.4
5264.812	26.1	3.2304	-3.13	0.943E-32	0.0	49.4	45.2	43.4
5325.553	26.1	3.2215	-3.16	0.857E-32	0.0	46.9	44.3	39.4
5414.073	26.1	3.2215	-3.58	0.930E-32	0.0	33.3	29.8	26.4
5425.257	26.1	3.1996	-3.22	0.845E-32	0.0	46.8	43.7	41.2
6084.111	26.1	3.1996	-3.79	0.787E-32	0.0	26.5	23.5	20.9
6149.258	26.1	3.8894	-2.69	0.943E-32	0.0	43.1	38.8	36.0
6247.557	26.1	3.8918	-2.30	0.943E-32	0.0	59.1	54.2	52.4
6369.462	26.1	2.8912	-4.11	0.742E-32	0.0	23.8	20.6	18.1
6416.919	26.1	3.8918	-2.64	0.930E-32	0.0	44.7	41.5	39.4
6432.680	26.1	2.8912	-3.57	0.742E-32	0.0	46.4	43.4	40.7
6456.383	26.1	3.9036	-2.05	0.930E-32	0.0	68.9	65.2	63.5

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
5052.167	06.0	7.685	-1.24	2.8	0.0	39.1	35.9	36.2
5380.337	06.0	7.685	-1.57	2.8	0.0	25.8	22.6	20.4
7113.179	06.0	8.647	-0.76	0.297E-29	0.0	26.6	23.5	23.9
4218.723	106.	0.413	-1.008	2.8	3.465	76.0	78.7	78.2
4253.003	106.	0.523	-1.523	2.8	3.465	33.0	35.5	34.8
4253.209	106.	0.523	-1.486	2.8	3.465	34.8	38.9	37.9
7771.944	08.0	9.146	0.37	0.841E-31	0.0	82.2	74.1	71.6
7774.166	08.0	9.146	0.22	0.841E-31	0.0	70.7	64.0	60.4
7775.388	08.0	9.146	0.00	0.841E-31	0.0	56.4	50.2	48.9
8446.7	08.0	9.52	0.01	2.8	0.0	44.1	39.1	37.0
4751.822	11.0	2.1044	-2.078	2.8	0.0	22.2	22.2	18.7
5148.838	11.0	2.1023	-2.044	2.8	0.0	13.3	13.6	10.8
6154.225	11.0	2.1023	-1.547	2.8	0.0	39.5	40.1	35.4
6160.747	11.0	2.1044	-1.246	2.8	0.0	58.0	58.3	52.4
4571.095	12.0	0.000	-5.623	2.8	0.0	114.5	114.7	107.5
4730.040	12.0	4.340	-2.389	2.8	0.0	77.5	76.2	67.8
5711.088	12.0	4.345	-1.729	2.8	0.0	108.3	109.4	103.3
6318.717	12.0	5.108	-1.945	2.8	0.0	45.1	44.1	37.5
6319.236	12.0	5.108	-2.165	2.8	0.0	32.4	30.7	27.5
6696.018	13.0	3.143	-1.481	2.8	0.0	45.6	46.3	37.8
6698.667	13.0	3.143	-1.782	2.8	0.0	27.0	26.7	21.6
7835.309	13.0	4.021	-0.68	2.8	0.0	53.7	53.0	44.2
7836.134	13.0	4.021	-0.45	2.8	0.0	60.1	59.5	50.2
8772.866	13.0	4.0215	-0.38	0.971E-29	0.0	82.9	82.9	73.2
8773.896	13.0	4.0216	-0.22	0.971E-29	0.0	104.5	103.7	94.0
5488.983	14.0	5.614	-1.69	2.8	0.0	21.5	20.1	17.0
5517.540	14.0	5.080	-2.496	2.8	0.0	14.7	14.2	11.1
5645.611	14.0	4.929	-2.04	2.8	0.0	41.4	40.0	35.5
5665.554	14.0	4.920	-1.94	2.8	0.0	46.1	45.1	39.9
5684.484	14.0	4.953	-1.55	2.8	0.0	66.3	64.5	60.1
5690.425	14.0	4.929	-1.77	2.8	0.0	55.6	53.9	49.6
5701.104	14.0	4.930	-1.95	2.8	0.0	41.1	39.4	34.7
5793.073	14.0	4.929	-1.96	2.8	0.0	46.8	45.2	40.9
6125.021	14.0	5.614	-1.50	2.8	0.0	38.6	36.3	31.3
6145.015	14.0	5.616	-1.41	2.8	0.0	43.1	41.4	37.3

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
6243.823	14.0	5.616	-1.27	2.8	0.0	53.5	52.2	48.3
6244.476	14.0	5.616	-1.32	2.8	0.0	52.0	50.1	45.3
6721.848	14.0	5.862	-1.12	2.8	0.0	52.0	49.9	44.6
6741.63	14.0	5.984	-1.65	2.8	0.0	19.8	17.9	15.8
6743.54	16.0	7.866	-0.6	2.8	0.0	11.9	10.5	10.0
6757.153	16.0	7.870	-0.15	2.8	0.0	23.5	19.7	20.9
8693.93	16.0	7.870	-0.44	0.151E-29	0.0	16.2	15.1	13.5
8694.62	16.0	7.870	0.1	0.151E-29	0.0	33.3	29.2	28.3
7698.974	19.0	0.000	-0.168	0.104E-30	0.0	166.1	165.1	159.9
7698.974	19.0	0.000	-0.168	0.104E-30	0.0	165.2	164.2	159.4
7698.974	19.0	0.000	-0.168	0.104E-30	0.0	166.3	165.4	160.5
7698.974	19.0	0.000	-0.168	0.104E-30	0.0	163.9	163.1	158.3
7698.974	19.0	0.000	-0.168	0.104E-30	0.0	165.3	164.6	159.3
4512.268	20.0	2.526	-1.901	2.80	0.0	26.0	25.3	22.0
5260.387	20.0	2.521	-1.719	0.727E-31	0.0	35.3	34.9	29.7
5512.980	20.0	2.933	-0.464	2.8	0.0	85.5	86.2	81.9
5581.965	20.0	2.5229	-0.555	0.640E-31	0.0	99.5	99.7	96.9
5590.114	20.0	2.521	-0.571	0.636E-31	0.0	94.1	93.4	90.2
5867.562	20.0	2.933	-1.57	2.8	0.0	26.7	27.6	23.9
6166.439	20.0	2.521	-1.142	0.595E-30	0.0	72.5	72.6	68.5
6169.042	20.0	2.523	-0.797	0.595E-30	0.0	91.0	91.4	87.0
6455.598	20.0	2.523	-1.34	0.509E-31	0.0	62.1	62.2	56.6
6471.662	20.0	2.525	-0.686	0.509E-31	0.0	94.1	93.9	91.2
6499.650	20.0	2.523	-0.818	0.505E-31	0.0	89.6	90.3	86.2
4743.821	21.0	1.4478	0.35	0.597E-31	0.0	9.7	9.9	7.7
5081.57	21.0	1.4478	0.30	2.8	0.0	11.5	11.4	9.0
5520.497	21.0	1.8649	0.55	2.8	0.0	9.1	8.9	7.4
5671.821	21.0	1.4478	0.55	2.8	0.0	18.1	18.1	14.6
5526.820	21.1	1.770	0.140	2.8	0.0	84.1	80.8	74.3
5657.87	21.1	1.507	-0.30	2.8	0.0	76.1	72.3	66.6
5684.19	21.1	1.507	-0.95	2.8	0.0	46.5	43.2	36.4
6245.63	21.1	1.507	-1.030	2.8	0.0	44.1	41.0	35.7
6320.843	21.1	1.500	-1.85	2.8	0.0	11.8	10.8	8.4
6604.578	21.1	1.3569	-1.15	2.8	0.0	44.1	40.3	35.6
4465.802	22.0	1.7393	-0.163	0.398E-31	0.0	42.8	42.4	37.3

Continua na próxima página



Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
4555.485	22.0	0.8484	-0.488	0.442E-31	0.0	65.2	64.6	61.2
4758.120	22.0	2.2492	0.425	0.384E-31	0.0	49.6	48.4	43.3
4759.272	22.0	2.2555	0.514	0.386E-31	0.0	51.6	51.5	47.1
4820.410	22.0	1.5024	-0.439	0.378E-31	0.0	47.7	48.2	41.3
4913.616	22.0	1.8731	0.161	0.386E-31	0.0	54.4	55.6	49.4
5022.871	22.0	0.8258	-0.434	0.358E-31	0.0	79.5	79.4	74.9
5113.448	22.0	1.4431	-0.783	0.306E-31	0.0	31.3	32.2	27.4
5147.479	22.0	0.0000	-2.012	0.208E-31	0.0	40.8	42.3	36.3
5219.700	22.0	0.0211	-2.236	0.208E-31	0.0	30.7	32.5	26.8
5295.774	22.0	1.0665	-1.633	0.258E-31	0.0	15.1	15.5	11.9
5490.150	22.0	1.4601	-0.933	0.541E-31	0.0	24.7	25.8	20.9
6091.174	22.0	2.2673	-0.423	0.389E-31	0.0	17.3	17.4	13.9
6126.217	22.0	1.066	-1.424	0.206E-31	0.0	25.2	26.5	21.3
6258.104	22.0	1.443	-0.355	0.481E-31	0.0	53.8	54.7	48.6
6261.101	22.0	1.429	-0.479	0.468E-31	0.0	52.7	54.0	47.2
4470.857	22.1	1.1649	-2.06	2.8	0.0	70.9	68.0	61.3
4544.028	22.1	1.2429	-2.53	2.8	0.0	47.1	44.6	38.4
4583.408	22.1	1.165	-2.87	2.8	0.0	37.8	34.6	29.8
4636.33	22.1	1.16	-3.152	2.8	0.0	24.5	22.8	18.9
4657.212	22.1	1.243	-2.47	2.8	0.0	57.4	54.5	47.9
4779.985	22.1	2.0477	-1.26	2.8	0.0	73.6	70.3	64.2
4865.611	22.1	1.116	-2.81	2.8	0.0	42.3	40.4	33.7
4874.014	22.1	3.095	-0.9	2.8	0.0	43.6	39.9	35.6
4911.193	22.1	3.123	-0.537	2.8	0.0	65.6	61.6	55.9
5211.54	22.1	2.59	-1.49	2.8	0.0	39.5	35.4	31.2
5336.778	22.1	1.582	-1.630	2.8	0.0	79.0	75.7	70.8
5381.015	22.1	1.565	-1.97	2.8	0.0	67.4	64.7	58.0
5418.767	22.1	1.582	-2.11	2.8	0.0	55.7	53.8	47.4
5670.85	23.0	1.080	-0.42	0.358E-31	0.0	22.5	23.6	20.1
6039.73	23.0	1.063	-0.65	0.398E-31	0.0	14.8	15.4	12.2
6081.44	23.0	1.051	-0.578	0.389E-31	0.0	17.2	17.5	14.8
6090.21	23.0	1.080	-0.062	0.398E-31	0.0	34.9	35.6	31.9
6119.528	23.0	1.064	-0.320	0.389E-31	0.0	24.8	25.4	21.4
6199.20	23.0	0.286	-1.28	0.196E-31	0.0	15.4	16.0	13.4
6251.82	23.0	0.286	-1.34	0.196E-31	0.0	16.3	17.4	14.8

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
4801.047	24.0	3.1216	-0.130	0.452E-31	0.0	53.1	52.9	50.0
4936.335	24.0	3.1128	-0.25	0.432E-31	0.0	49.1	48.5	44.5
5214.140	24.0	3.3694	-0.74	0.206E-31	0.0	20.1	19.7	17.5
5238.964	24.0	2.709	-1.27	0.519E-31	0.0	17.7	18.3	16.0
5247.566	24.0	0.960	-1.59	0.392E-31	0.0	81.7	81.8	76.9
5272.007	24.0	3.449	-0.42	0.315E-30	0.0	26.6	27.1	24.5
5287.19	24.0	3.438	-0.87	0.309E-30	0.0	13.5	13.7	12.3
5296.691	24.0	0.983	-1.36	0.392E-31	0.0	93.0	93.7	89.8
5300.744	24.0	0.982	-2.13	0.392E-31	0.0	61.4	62.2	57.1
5345.801	24.0	1.0036	-0.95	0.392E-31	0.0	114.7	115.6	112.3
5348.312	24.0	1.0036	-1.21	0.392E-31	0.0	103.2	105.0	100.0
5783.08	24.0	3.3230	-0.43	0.802E-30	0.0	33.8	34.4	30.5
5783.87	24.0	3.3223	-0.295	0.798E-30	0.0	46.8	47.8	42.3
6661.08	24.0	4.1926	-0.19	0.467E-30	0.0	15.0	14.9	12.1
4588.199	24.1	4.071	-0.594	2.8	0.0	74.5	71.0	68.5
4592.049	24.1	4.073	-1.252	2.8	0.0	55.3	51.9	48.8
5237.328	24.1	4.073	-1.087	2.8	0.0	59.2	56.0	52.6
5246.767	24.1	3.714	-2.436	2.8	0.0	20.2	18.3	15.7
5305.870	24.1	3.827	-1.97	2.8	0.0	30.6	27.5	25.7
5308.41	24.1	4.0712	-1.846	2.8	0.0	30.6	27.9	25.3
5502.067	24.1	4.1682	-2.049	2.8	0.0	20.7	18.8	15.5
4082.939	25.0	2.1782	-0.354	0.255E-31	0.0	94.1	94.3	89.5
4709.712	25.0	2.8884	-0.339	0.341E-31	0.0	74.1	73.0	68.9
4739.10	25.0	2.9408	-0.490	0.352E-31	0.0	66.0	65.8	62.2
5004.891	25.0	2.9197	-1.63	0.314E-31	0.0	17.0	17.7	14.2
5399.470	25.0	3.85	-0.104	2.8	0.0	43.8	45.3	38.8
6013.49	25.0	3.073	-0.251	2.8	0.0	92.5	93.1	87.3
6016.64	25.0	3.073	-0.084	2.8	0.0	100.0	100.9	92.3
6021.79	25.0	3.076	+0.034	2.8	0.0	98.0	98.4	92.7
5212.691	27.0	3.5144	-0.11	0.339E-30	0.0	22.2	22.9	18.7
5247.911	27.0	1.785	-2.08	0.327E-31	0.0	19.0	20.1	16.2
5301.039	27.0	1.710	-1.99	0.301E-31	0.0	23.1	23.3	19.3
5342.695	27.0	4.021	0.54	2.8	0.0	33.9	34.6	29.8
5483.352	27.0	1.7104	-1.49	0.289E-31	0.0	55.8	57.2	49.9
5530.774	27.0	1.710	-2.23	0.226E-31	0.0	19.8	20.8	17.8

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
5647.23	27.0	2.280	-1.56	0.414E-31	0.0	15.4	15.9	13.3
6189.00	27.0	1.710	-2.46	0.206E-31	0.0	12.7	13.4	10.8
6454.995	27.0	3.6320	-0.25	0.378E-30	0.0	17.8	18.0	14.2
4953.208	28.0	3.7397	-0.66	0.325E-30	0.0	61.3	60.6	56.1
5010.938	28.0	3.6353	-0.87	0.390E-30	0.0	53.7	53.1	48.8
5176.560	28.0	3.8982	-0.44	0.384E-30	0.0	57.0	56.2	52.2
5589.358	28.0	3.8982	-1.14	0.398E-30	0.0	30.7	30.7	26.3
5643.078	28.0	4.1646	-1.25	0.379E-30	0.0	17.8	17.4	15.1
5805.217	28.0	4.1672	-0.64	0.410E-30	0.0	45.5	44.6	41.2
6086.282	28.0	4.2661	-0.51	0.406E-30	0.0	47.6	46.8	43.5
6130.135	28.0	4.2661	-0.96	0.391E-30	0.0	24.7	24.5	20.4
6176.811	28.0	4.0881	-0.26	0.392E-30	0.0	67.8	66.2	62.3
6177.242	28.0	1.8261	-3.51	2.8	0.0	15.5	15.1	12.7
6186.711	28.0	4.1054	-0.96	2.8	0.0	36.4	35.1	30.3
6204.604	28.0	4.0881	-1.14	0.277E-30	0.0	24.5	24.7	20.1
6223.984	28.0	4.1054	-0.98	0.393E-30	0.0	32.0	31.7	27.7
6378.25	28.0	4.1535	-0.90	0.391E-30	0.0	36.4	35.3	32.1
6643.630	28.0	1.6764	-2.0	0.214E-31	0.0	101.3	100.6	92.9
6767.772	28.0	1.8261	-2.17	2.8	0.0	83.5	83.6	78.3
6772.315	28.0	3.6576	-0.99	0.356E-30	0.0	54.0	52.9	47.6
7727.624	28.0	3.6784	-0.4	0.343E-30	0.0	95.4	95.8	90.4
7797.586	28.0	3.89	-0.34	2.8	0.0	82.0	80.9	78.7
5105.541	29.0	1.39	-1.516	2.8	0.0	99.7	100.2	94.5
5218.197	29.0	3.816	0.476	2.8	0.0	55.2	54.8	49.1
5220.066	29.0	3.816	-0.448	2.8	0.0	20.2	19.4	15.8
7933.13	29.0	3.79	-0.368	2.8	0.0	30.8	31.1	26.4
4722.159	30.0	4.03	-0.38	2.8	0.0	78.6	76.8	71.6
4810.534	30.0	4.08	-0.16	2.8	0.0	73.8	74.3	73.9
6362.35	30.0	5.79	0.14	2.8	0.0	24.9	23.5	21.6
4607.338	38.0	0.00	0.283	6.557E-32	0.0	46.8	47.1	45.6
4607.338	38.0	0.00	0.283	6.557E-32	0.0	46.3	46.6	45.2
4607.338	38.0	0.00	0.283	6.557E-32	0.0	47.0	47.6	45.8
4607.338	38.0	0.00	0.283	6.557E-32	0.0	46.2	46.4	45.3
4607.338	38.0	0.00	0.283	6.557E-32	0.0	46.4	46.7	45.1
4854.867	39.1	0.9923	-0.38	2.8	0.0	49.8	47.5	45.8

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
4883.685	39.1	1.0841	0.07	2.8	0.0	64.7	61.0	59.3
4900.110	39.1	1.0326	-0.09	2.8	0.0	59.1	56.5	58.0
5087.420	39.1	1.0841	-0.17	2.8	0.0	51.3	48.2	47.6
5200.413	39.1	0.9923	-0.57	2.8	0.0	41.3	38.9	37.0
4050.320	40.1	0.713	-1.06	2.8	0.0	24.1	22.6	21.1
4442.992	40.1	1.486	-0.42	2.8	0.0	28.1	25.8	23.5
5853.67	56.1	0.604	-0.91	0.53E-31	0.0	68.8	65.7	63.8
6141.71	56.1	0.704	-0.08	0.53E-31	0.0	117.5	114.8	112.4
6496.90	56.1	0.604	-0.38	0.53E-31	0.0	104.7	101.6	100.3
4662.50	57.1	0.0000	-1.24	2.8	0.0	7.0	6.7	5.5
4748.73	57.1	0.9265	-0.54	2.8	0.0	4.8	4.6	4.5
5303.53	57.1	0.3213	-1.35	2.8	0.0	4.4	4.1	4.0
3942.151	58.1	0.000	-0.22	2.8	0.0	14.6	15.4	11.8
3999.237	58.1	0.295	0.06	2.8	0.0	18.7	18.0	15.3
4042.581	58.1	0.495	0.00	2.8	0.0	12.7	12.2	8.7
4073.474	58.1	0.477	0.21	2.8	0.0	24.6	24.0	22.3
4364.653	58.1	0.495	-0.17	2.8	0.0	15.8	16.0	15.3
4523.075	58.1	0.516	-0.08	2.8	0.0	17.0	15.7	13.5
4562.359	58.1	0.477	0.21	2.8	0.0	23.8	22.4	22.6
5274.229	58.1	1.044	0.13	2.8	0.0	6.7	6.1	4.7
5259.73	59.1	0.633	0.114	2.8	0.0	3.9	3.5	2.4
5259.73	59.1	0.633	0.114	2.8	0.0	2.4	2.3	2.4
5259.73	59.1	0.633	0.114	2.8	0.0	2.4	2.2	2.4
5259.73	59.1	0.633	0.114	2.8	0.0	2.2	2.2	2.6
5259.73	59.1	0.633	0.114	2.8	0.0	2.4	2.2	2.4
4021.33	60.1	0.320	-0.10	2.8	0.0	16.9	15.6	12.9
4059.95	60.1	0.204	-0.52	2.8	0.0	6.7	5.9	3.6
4446.38	60.1	0.204	-0.35	2.8	0.0	12.2	11.4	9.8
5293.16	60.1	0.822	0.10	2.8	0.0	11.9	11.0	9.6
5319.81	60.1	0.550	-0.14	2.8	0.0	14.6	14.3	11.1
4467.341	62.1	0.659	0.15	2.8	0.0	15.9	14.9	14.6
4519.630	62.1	0.543	-0.35	2.8	0.0	7.0	6.5	5.0
4676.902	62.1	0.040	-0.87	2.8	0.0	5.8	5.6	4.1
3819.67	63.1	0.000	0.51	2.8	0.0	38.0	35.5	31.9
3907.11	63.1	0.207	0.17	2.8	0.0	30.6	28.3	24.6

Continua na próxima página

Tabela D.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)	EW <sub>16 Cyg A</sub> mÅ	EW <sub>16 Cyg B</sub> mÅ	EW <sub>Sol</sub> mÅ
4129.72	63.1	0.000	0.22	2.8	0.0	65.2	62.7	49.8
6645.10	63.1	1.379	0.12	2.8	0.0	6.7	6.0	4.2
4251.731	64.1	0.382	-0.22	2.8	0.0	15.9	15.1	12.1
4251.731	64.1	0.382	-0.22	2.8	0.0	18.0	15.3	12.8
4251.731	64.1	0.382	-0.22	2.8	0.0	17.7	15.8	12.5
4251.731	64.1	0.382	-0.22	2.8	0.0	17.7	15.6	12.8
4251.731	64.1	0.382	-0.22	2.8	0.0	17.9	15.5	12.5
4077.97	66.1	0.103	-0.04	2.8	0.0	37.1	34.1	37.1
4449.70	66.1	0.000	-1.03	2.8	0.0	9.8	8.5	6.0



## Formação dos elementos leves

### E.0.1 Nucleossíntese Primordial

Os diversos elementos químicos que observamos no Universo foram formados por basicamente três grandes processos: *i*) a *nucleossíntese primordial*, que se refere aos processos de criação de basicamente os elementos leves H e He nos primeiros minutos do Big Bang; *ii*) a *nucleossíntese estelar*, que diz respeito aos processos de formação de elementos químicos no interior das estrelas (e.g., captura  $\alpha$ , processo- $r$  e  $-s$ ) e *iii*) a *nucleossíntese interestelar*, que ocorre devido à colisão de raios cósmicos com o meio interestelar, responsável pela maior parte da abundância de Be observado. Nesta seção serão abordados os processos de nucleossíntese primordial e nucleossíntese interestelar. O processo de nucleossíntese estelar é abordado no Capítulo 4. Esta Seção foi escrita com base em Boesgaard & Steigman (1985) e Maciel (2011).

Segundo o modelo cosmológico padrão, os primeiros instantes do Big Bang são caracterizados por uma temperatura e densidade extremamente altas. Devido a essa alta temperatura ( $T \sim 10^{12}$  K), a radiação era a forma predominante de energia nos primórdios do universo. Conforme o Universo foi se expandindo ele também foi esfriando, através do efeito da diluição da radiação. Devido a este efeito, o Universo emite uma radiação equivalente a um corpo negro à uma temperatura de 2.7 K nos dias atuais, o que caracteriza a radiação cósmica de fundo em microondas.

Uma das hipóteses do modelo cosmológico padrão é que o Universo observado, durante a fase de nucleossíntese primordial, se expandiu de forma isotrópica. Com isso o espaço-tempo pode ser descrito usando a métrica de Robertson-Walker, na qual envolve um fator de escala dependente do tempo  $a(t)$  e uma constante  $k$  medindo a curvatura em 3D, chamado índice de curvatura (Boesgaard & Steigman, 1985). Então, a história de evolução deste modelo cosmológico, que descreve nosso Universo, está contida neste fator de escala dependente do tempo. Boesgaard & Steigman (1985), desenvolvendo a métrica de Robertson-Walker nas equações de Einstein para os primeiros instantes do universo  $t \ll t_0$ , encontram que este fator de escala é:

$$H^2 \approx \left(\frac{8\pi}{3}\right) G\rho_r, \quad (\text{E.1})$$

onde  $H = H(t)$  o parâmetro de Hubble,  $\rho = \rho(t)$  a densidade total de energia e  $G$  a constante gravitacional universal de Newton. Boesgaard & Steigman (1985) integram a Equação E.1, de forma que:

$$\left(\frac{32\pi}{3}\right) G\rho_r t^2 = 1. \quad (\text{E.2})$$

Sendo que para a radiação a densidade de energia  $\rho_r$  varia com  $T^4$ , segue da Equação E.2 que:

$$T \propto t^{-1/2}. \quad (\text{E.3})$$

Ou seja, o universo se expande e esfria com o passar do tempo. Para uma boa aproximação, quando o Universo tinha  $\sim 1$  s, a temperatura de radiação foi de  $\sim 10^{10}$  K. Com isso, tem-se que:

$$t_u \approx \left(\frac{T}{10^{10}\text{K}}\right)^{-2}, \quad (\text{E.4})$$

onde  $t_u$  é a idade aproximada do Universo.

Conforme o Universo se expande ele atinge temperaturas suficientemente baixas, permitindo a formação de pares partículas e anti-partículas, de modo que:

$$\gamma + \gamma \rightarrow p^+ + p^-, \quad (\text{E.5})$$

com a formação do par partícula-antipartícula obedecendo à:

$$kT > 2mc^2, \quad (\text{E.6})$$

onde  $k$  é a constante de Boltzmann,  $T$  a temperatura e  $m$  a massa da partícula gerada. Ou seja, a energia do fóton ( $kT$ ) deve ser maior do que a energia de repouso da partícula e antipartícula ( $2mc^2$ ).



Com base na Eq. E.6 tem-se que a temperatura para a formação dos prótons e antiprótons deve ser de  $T > 2.2 \times 10^{13}$  K; isto significa que a sua formação se deu em  $t \sim 1 \times 10^{-6}$  s depois do Big Bang (usando a Eq. E.4), caracterizando então a *era hadrônica*. Os elétrons e pósitrons se formaram durante o final da *era leptônica* com temperaturas  $T > 1.2 \times 10^{10}$  K, o que corresponde a  $t \sim 2$  s (Maciel, 2011).

De modo geral, durante a época de nucleossíntese, o Universo se constituía em um gás diluído de fótons, neutrinos, elétrons, prótons, pósitrons, nêutrons e muons, ou seja, apenas bárions e leptons a uma temperatura  $T \sim 10^{11}$  K e  $t \sim 10^{-2}$  s. Nesta etapa, a densidade de  $e^+$ ,  $e^-$  e neutrinos era comparável à densidade de fótons, estando estas partículas em equilíbrio estatístico.

A nucleossíntese dos primeiros elementos começou em  $t \sim 10^2$  s e  $T \approx 10^9$  K, com a produção de hidrogênio e hélio, como mostrado na Figura E.1. Junto com  $^1\text{H}$  e  $^4\text{He}$  são formados os isótopos de deutério ( $^2\text{H}$ ), o trítio ( $^3\text{H}$ ) e  $^3\text{He}$ . Após a síntese de H e He, é produzido o isótopo  $^7\text{Li}$  e em menores quantidades os isótopos  $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  e  $^{11}\text{B}$ .

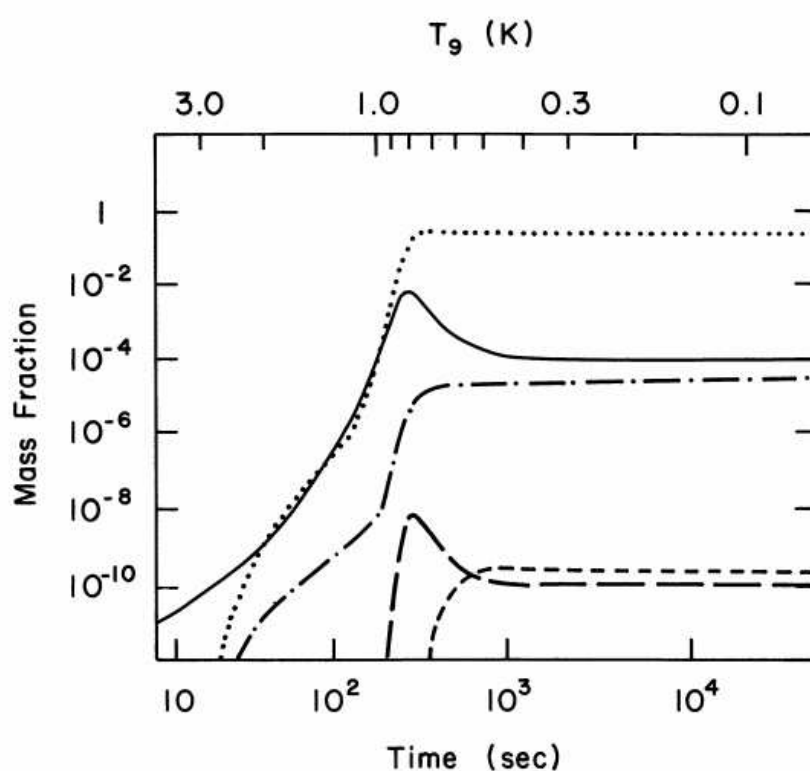


Figura E.1: Evolução das abundâncias dos elementos primordiais (com exceção do H) no modelo padrão para o Big Bang. A linha pontilhada representa o  $^4\text{He}$ , a linha sólida o D, a linha tracejada e pontilhada o  $^3\text{He}$ , a linha tracejada longa o  $^7\text{Li}$  e a linha tracejada curta representa  $^7\text{Be}$  (Boesgaard & Steigman, 1985).

O modelo padrão de formação dos elementos da nucleossíntese primordial depende essencialmente da relação

entre bárions e fótons.

### E.0.2 Produção de nêutrons

Em temperaturas  $T < 10^{11} K$  ( $t > 10^{-2}$  s) a razão nêutron-próton é mantida em seu valor de equilíbrio:

$$\frac{n}{p} = \exp \frac{-\Delta mc^2}{T}. \quad (\text{E.7})$$

Isto se deve através de interações carregadas fracas:



E ocasionalmente devido ao decaimento  $\beta$  assim como seu decaimento inverso:

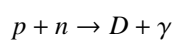


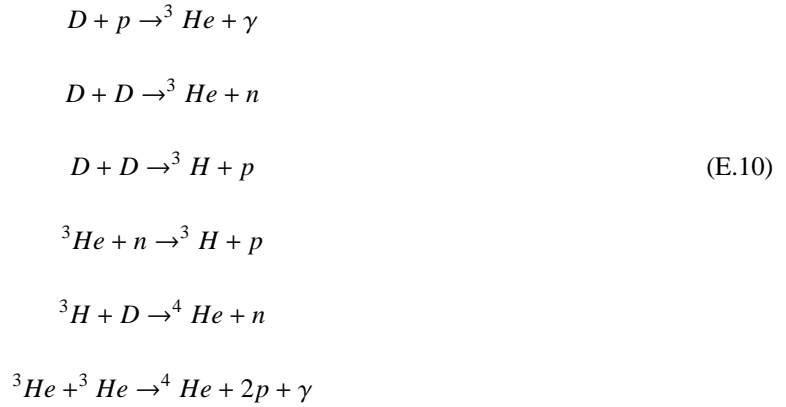
Em  $T = T_* \sim 10^{10} K \approx 1 MeV$  e  $t \sim 1$  s, as interações de corrente fraca se tornam muito lentas para manterem o equilíbrio nêutron-proton. Abaixo de  $T_*$ , a razão de produção de nêutrons e prótons efetivamente é cessada (também conhecida como época de congelamento) e a formação de pares  $e^+$  e  $e^-$  acontece rapidamente.

### E.0.3 Produção de deutério

Deutério é criado à temperaturas  $T \approx 3 \times 10^9 K$  ( $t \approx 10$  s) através da reação  $n + p \leftrightarrow D + \gamma$ . Entretanto, o deutério é muito fracamente ligado e está num meio com bastante radiação (da ordem de  $10^9$  fótons por bárion); assim que criado ele é imediatamente fotodissociado (Boesgaard & Steigman, 1985). A rápida dissociação de deutério mantém a sua abundância muito baixa (como pode ser visto na Figura E.1), impondo um gargalo para qualquer outra nucleossíntese. Em um período de 10 s depois do Big Bang, ainda nenhuma nucleossíntese significante ocorreu.

Conforme o Universo vai se expandindo e esfriando, em  $t > 10^2$  s cada vez menos fótons são capazes de fotodissociar o deutério e com isso sua abundância aumenta. Devido ao conteúdo crescente de D é possível a produção de elementos mais pesados, e com isso a nucleossíntese realmente começa, permitindo que as reações a seguir aconteçam:





Note que o trítio ( ${}^3\text{H}$ ) e  ${}^3\text{He}$  são subprodutos destas reações.

#### E.0.4 Produção além do hélio

Não existem núcleos estáveis com  $A = 5$  e  $8$  e isso cria barreiras para que a nucleossíntese primordial continue. Mesmo que a falta destes núcleos não fosse um impedimento para a formação de elementos mais pesados, as barreiras coulombianas que ficam mais difíceis de vencer a medida que o Universo esfria, preveniria a síntese de abundâncias significantes de elementos mais pesados que o hélio (Boesgaard & Steigman, 1985).

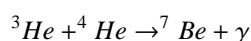
Pequenas quantidades de elementos mais pesados que o  ${}^4\text{He}$  são produzidos, que são os isótopos de Li, Be e B, em particular o  ${}^7\text{Li}$ . A nucleossíntese efetivamente termina depois da produção destes elementos a  $t > 10^3\text{s}$  ( $T < 4 \times 10^8\text{ K}$ ). Devido à ausência de elementos com massa atômica  $A = 5$  e também à barreira coulombiana, a maior parte dos nêutrons são usados para a produção de  ${}^4\text{He}$ .

Na Figura E.2 são representadas as abundâncias previstas pelo modelo padrão em função da razão entre bárions e fótons  $\eta$ . Os valores atualmente aceitos para o parâmetro  $\eta$  (essencial para os produtos da nucleossíntese no modelo padrão) são da ordem de  $3$  a  $6 \times 10^{-10}$  (Maciel, 2011).

Durante a nucleossíntese o elemento  ${}^7\text{Li}$  pode ser criado de duas formas diferentes. Para valores baixos de  $\eta < 3 \times 10^{-10}$ , sua produção acontece pelas reações:



Mas, à medida que  $\eta$  aumenta, este lítio é queimado, de modo que a abundância de  ${}^7\text{Li}$  decresce. Entretanto, quando a razão bárion-fóton alcança valores de  $\eta > 3 \times 10^{-10}$ , ocorrem as seguintes reações:



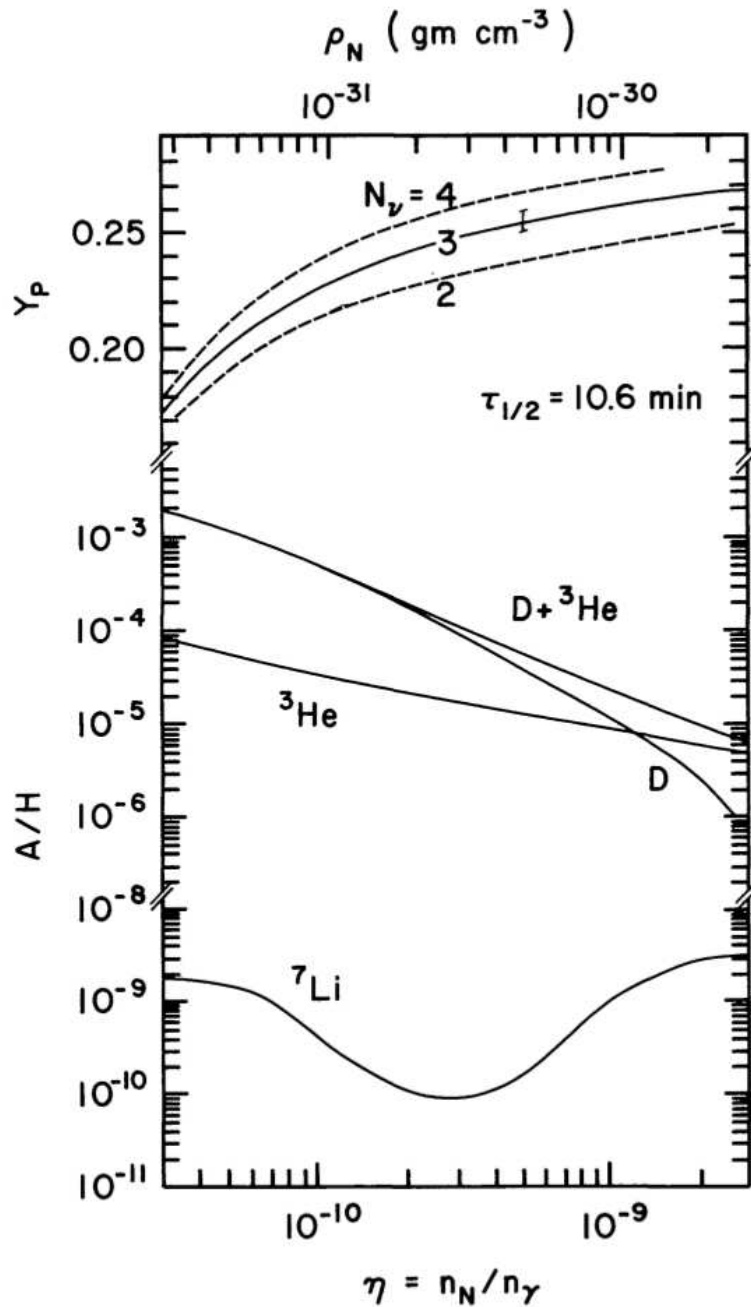


Figura E.2: Abundâncias previstas pelo modelo padrão para a nucleossíntese em função da razão entre bárions e fótons (eixo inferior) e também em função da densidade de massa (eixo superior), dividido pelo cubo da temperatura em unidades de 2.7 K. Os resultados de D,  ${}^3\text{He}$  e  ${}^7\text{Li}$  são plotados em relação ao H. Retirado de Boesgaard & Steigman (1985).



Com lítio sendo formado a partir de  ${}^7\text{Be}$ , a abundância de  ${}^7\text{Li}$  volta a aumentar. Estes efeitos de diminuição e novamente o aumento das abundâncias de Li podem ser vistos na Figura E.2.

A maior parte do lítio existente foi produzido durante o Big Bang, apesar de também poder ser sintetizado

em algumas fases da evolução de estrelas de massa moderada e assim como no meio interestelar através de raios cósmicos (*spallation process*) (Steigman & Walker, 1992).

Em especial a abundância de  ${}^7\text{Li}$  é de extrema importância para modelos cosmológicos do Big Bang, pois através desta abundância é inferida a razão  $\eta$  de bárions sobre fótons. Em estrelas anãs do halo galáctico (que por definição são estrelas extremamente velhas) é observado o *Spite plateau*. Em Spite & Spite (1982) é sugerido que a abundância de lítio em estrelas do halo são representativas da abundância do material interestelar (e que foi muito pouco alterado) do qual estas estrelas se originaram e que isso também implicaria na abundância primordial de Li, produzida durante o Big Bang. O valor encontrado por Spite & Spite (1982) para este limite superior para a abundância de Li é  $1.12 \times 10^{-10} N_{\text{H}}$ , onde  $N_{\text{H}}$  é a abundância de hidrogênio. A abundância de Li primordial mais recente é de  $5.14 \pm 0.50 \times 10^{-10} N_{\text{H}}$ , equivalente a  $A(\text{Li}) \sim 2.7 \text{ dex}^1$  (Coc, 2016) o restante do lítio observado em meteoritos ( $A(\text{Li}) \sim 3.3 \text{ dex}$ ) se formou, em grande parte, pelo processo de espalação por raios cósmicos Galácticos no meio interestelar em (Steigman & Walker, 1992), formando  ${}^6\text{Li}$  e  ${}^7\text{Li}$ . Este processo também é a principal fonte das abundâncias de  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  e  ${}^{11}\text{B}$ .

É sabido que a abundância de Li em estrelas do tipo solar chega a variar cerca de duas ordens de magnitude, o que é muito maior do que é visto para as abundâncias de outros elementos (Reddy et al., 2003; Maciel & Costa, 2012). Quando comparada a abundância de Li solar ( $1.05 \pm 0.10 \text{ dex}$ ) com a abundância deste elemento medida em meteoritos ( $3.26 \pm 0.05 \text{ dex}$ ) (Asplund et al., 2009), é possível ver que o lítio foi depletado cerca de 150 vezes desde a formação do Sistema Solar até os dias de hoje. Essa discrepância no conteúdo de Li sugere depleção no interior das estrelas (Montalbán & Schatzman, 2000; Chaboyer et al., 1995; Xiong & Deng, 2009; do Nascimento et al., 2009), como será discutido nas seções posteriores.

A síntese do  ${}^9\text{Be}$  assim como a dos isótopos  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  e do  ${}^{11}\text{B}$  é dominada pela espalação de raios cósmicos, também conhecida como *processo x*. A espalação cósmica consiste na formação de elementos a partir da fragmentação de partículas energéticas (prótons, partículas  $\alpha$  e núcleos de elementos pesados) que se chocam com o gás interestelar. Estes isótopos podem ser formados a partir da colisão de um próton com alta energia com um núcleo de CNO, de acordo com suas relativas seções de choque, que por sua vez dependem da energia da partícula. De modo similar, podem ocorrer reações do tipo (Majmudar & Applegate, 1997):



$e$




---

<sup>1</sup> A diferença entre o Li observado em estrelas do halo,  $A(\text{Li}) 2.2 - 2.3$ , e o Li primordial,  $A(\text{Li}) \sim 2.7$ , é o problema cosmológico do lítio (e.g., Meléndez et al., 2010).

Núcleos de C, N, O, Mg, Si e Fe também podem colidir com elementos pesados do gás interestelar e formar Li, Be e B (Reeves, 1970).

## Capítulo F ---

### Lista de linhas para a síntese espectral do Be

Tabela F.1 - Lista de linhas usada no cálculo do espectro sintético de Be, como usado no MOOG.

Wavelength Å	Z	E.Excitação(eV)	log $gf$	Damping	E. Dis.(eV)
3128.060	108.0	0.541	-2.575	0.0	4.39
3128.101	108.0	0.210	-3.003	0.0	4.39
3128.154	108.0	1.599	-3.996	0.0	4.39
3128.166	25.1	6.914	-2.721	2.8	0.0
3128.172	25.0	7.822	-3.642	2.8	0.0
3128.237	108.0	0.442	-3.323	0.0	4.39
3128.269	21.1	7.424	-0.171	2.8	0.0
3128.286	108.0	0.210	-2.183	0.0	4.39
3128.289	108.0	0.442	-3.138	0.0	4.39
3128.304	23.1	2.376	-0.873	2.8	0.0
3128.356	108.0	1.714	-2.811	0.0	4.39
3128.377	108.0	1.714	-3.678	0.0	4.39
3128.393	77.0	1.728	-0.959	2.8	0.0
3128.394	106.0	0.558	-1.136	0.0	3.46
3128.394	106.0	0.558	-1.097	0.0	3.46
3128.406	66.1	1.314	0.354	2.8	0.0
3128.488	22.1	7.867	0.179	2.8	0.0
3128.495	22.1	2.590	-5.042	2.8	0.0
3128.518	108.0	0.786	-2.088	0.0	4.39
3128.524	108.0	0.102	-3.301	0.0	4.39
3128.546	24.1	4.757	-2.066	2.8	0.0
3128.568	64.1	1.134	-0.104	2.8	0.0
3128.617	22.0	5.959	-3.182	2.8	0.0
3128.618	22.0	1.067	-3.054	2.8	0.0
3128.626	22.0	6.065	-0.192	2.8	0.0
3128.641	25.1	6.672	-1.146	2.8	0.0
3128.692	24.1	2.434	-1.120	2.8	0.0
3128.692	29.0	4.974	-0.710	2.8	0.0
3128.694	23.1	2.372	-0.367	2.8	0.0

Continua na próxima página



Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log <i>gf</i>	Damping	E. Dis. (eV)
3128.728	28.0	1.951	-4.291	2.8	0.0
3128.737	39.1	3.376	0.810	2.8	0.0
3128.763	72.0	0.000	-1.770	2.8	0.0
3128.776	23.0	1.804	-1.900	2.8	0.0
3128.782	108.0	0.897	-1.991	0.0	4.39
3128.854	23.0	1.712	-3.688	2.8	0.0
3128.898	26.0	1.557	-2.952	2.8	0.0
3128.938	108.0	1.939	-3.595	0.0	4.39
3128.949	75.0	2.061	0.220	2.8	0.0
3128.954	25.0	2.920	-4.350	2.8	0.0
3128.975	108.0	1.939	-1.772	0.0	4.39
3129.005	27.0	0.514	-5.760	2.8	0.0
3129.009	26.1	3.967	-2.695	2.8	0.0
3129.017	107.0	0.740	-4.695	0.0	3.47
3129.063	107.0	1.401	-5.551	0.0	3.47
3129.070	22.0	6.078	0.026	2.8	0.0
3129.095	108.0	0.897	-1.841	0.0	4.39
3129.096	58.1	0.435	-3.030	2.8	0.0
3129.110	20.0	4.624	-2.732	2.8	0.0
3129.136	107.0	0.740	-6.545	0.0	3.47
3129.138	107.0	0.740	-4.676	0.0	3.47
3129.144	24.1	7.331	-1.303	2.8	0.0
3129.153	40.1	0.527	-0.320	2.8	0.0
3129.181	26.0	2.450	-4.308	2.8	0.0
3129.191	22.0	1.046	-2.852	2.8	0.0
3129.201	23.0	0.275	-6.835	2.8	0.0
3129.209	107.0	0.740	-4.652	0.0	3.47
3129.211	107.0	1.400	-3.244	0.0	3.47
3129.217	24.0	3.556	-1.310	2.8	0.0
3129.224	107.0	1.401	-5.562	0.0	3.47

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log <i>gf</i>	Damping	E. Dis. (eV)
3129.228	76.0	2.190	-0.270	2.8	0.0
3129.236	107.0	1.401	-3.265	0.0	3.47
3129.300	28.0	0.275	-3.210	2.8	0.0
3129.305	66.0	0.000	-1.870	2.8	0.0
3129.333	26.0	1.485	-2.931	2.8	0.0
3129.348	25.0	3.378	-3.711	2.8	0.0
3129.348	25.0	3.378	-4.310	2.8	0.0
3129.384	107.0	1.401	-5.546	0.0	3.47
3129.388	107.0	1.139	-2.860	0.0	3.47
3129.389	23.0	2.114	-3.009	2.8	0.0
3129.393	107.0	0.740	-6.518	0.0	3.47
3129.416	107.0	1.139	-4.725	0.0	3.47
3129.419	22.0	0.818	-5.576	2.8	0.0
3129.425	107.0	0.793	-5.810	0.0	3.47
3129.433	108.0	2.164	-4.060	0.0	4.39
3129.478	23.1	8.573	-0.819	2.8	0.0
3129.481	27.0	1.882	-1.629	2.8	0.0
3129.505	107.0	0.793	-5.122	0.0	3.47
3129.538	108.0	0.515	-2.665	0.0	4.39
3129.541	25.0	2.920	-5.485	2.8	0.0
3129.548	73.0	1.147	-0.970	2.8	0.0
3129.589	72.0	0.000	-1.870	2.8	0.0
3129.601	26.1	9.735	-4.258	2.8	0.0
3129.616	22.0	1.443	-1.855	2.8	0.0
3129.620	26.0	7.226	-4.503	2.8	0.0
3129.649	25.0	2.920	-5.446	2.8	0.0
3129.652	41.1	1.320	-0.940	2.8	0.0
3129.660	23.0	2.365	-4.535	2.8	0.0
3129.667	25.0	3.770	-1.509	2.8	0.0
3129.671	107.0	1.138	-4.702	0.0	3.47

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)
3129.681	25.0	2.920	-9.042	2.8	0.0
3129.694	25.0	2.920	-9.017	2.8	0.0
3129.707	26.1	9.010	0.278	2.8	0.0
3129.729	26.0	7.356	-8.176	2.8	0.0
3129.731	25.0	2.920	-9.237	2.8	0.0
3129.759	26.0	3.047	-8.239	2.8	0.0
3129.763	40.1	0.039	-0.873	2.8	0.0
3129.772	24.0	2.708	-0.604	2.8	0.0
3129.800	26.0	6.835	-4.199	2.8	0.0
3129.802	107.0	1.139	-4.723	0.0	3.47
3129.830	107.0	1.139	-3.075	0.0	3.47
3129.869	24.0	2.967	-1.682	2.8	0.0
3129.902	26.0	7.356	0.287	2.8	0.0
3129.902	26.0	7.356	-7.291	2.8	0.0
3129.934	39.1	3.413	0.900	2.8	0.0
3129.937	108.0	1.609	-2.062	0.0	4.39
3129.943	73.0	0.697	-1.140	2.8	0.0
3129.957	24.0	3.966	-4.049	2.8	0.0
3129.968	64.1	1.172	-0.203	2.8	0.0
3129.970	25.0	4.344	-0.570	2.8	0.0
3129.974	90.1	1.287	-0.764	2.8	0.0
3130.027	107.0	1.138	-1.449	0.0	3.47
3130.056	40.0	0.519	-0.700	2.8	0.0
3130.075	108.0	2.295	-2.035	0.0	4.39
3130.104	26.0	7.356	-7.371	2.8	0.0
3130.104	26.0	7.356	-6.792	2.8	0.0
3130.126	108.0	0.841	-2.258	0.0	4.39
3130.141	106.0	1.313	-5.414	0.0	3.46
3130.145	108.0	1.987	-2.249	0.0	4.39
3130.167	22.0	1.980	-0.325	2.8	0.0

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)
3130.173	106.0	0.488	-6.931	0.0	3.46
3130.186	107.0	1.139	-4.698	0.0	3.47
3130.195	26.0	3.573	-2.308	2.8	0.0
3130.202	25.1	4.800	-3.714	2.8	0.0
3130.212	26.0	7.291	-2.840	2.8	0.0
3130.254	106.0	0.521	-1.180	0.0	3.46
3130.257	23.1	.348	1.290	2.8	0.0
3130.275	106.0	0.843	-7.085	0.0	3.46
3130.281	108.0	0.250	-2.098	0.0	4.39
3130.286	106.0	0.488	-6.883	0.0	3.46
3130.297	26.0	7.356	-6.548	2.8	0.0
3130.322	106.0	0.522	-7.090	0.0	3.46
3130.340	58.1	0.529	-0.152	2.8	0.0
3130.348	27.0	2.874	-6.745	2.8	0.0
3130.353	27.1	2.985	-1.248	2.8	0.0
3130.367	106.0	0.843	-7.103	0.0	3.46
3130.377	22.0	1.430	-0.812	2.8	0.0
3130.383	106.0	1.770	-7.523	0.0	3.46
3130.407	108.0	1.756	-3.490	0.0	4.39
3130.408	108.0	1.670	-3.988	0.0	4.39
3130.419	106.0	1.770	-2.464	0.0	3.46
3130.420	4.1	0.000	-0.738	0.335E-32	0.0
3130.433	108.0	1.756	-2.369	0.0	4.39
3130.439	25.0	3.771	-2.518	2.8	0.0
3130.473	108.0	1.609	-2.220	0.0	4.39
3130.476	106.0	1.770	-0.710	0.0	3.46
3130.503	106.0	0.488	-6.931	0.0	3.46
3130.549	25.1	6.493	1.703	2.8	0.0
3130.550	107.0	0.859	-3.586	0.0	3.47
3130.562	26.1	3.767	-5.213	2.8	0.0

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log <i>gf</i>	Damping	E. Dis. (eV)
3130.569	24.1	5.329	-2.457	2.8	0.0
3130.570	108.0	0.683	-2.022	0.0	4.39
3130.575	23.0	1.218	-3.265	2.8	0.0
3130.577	73.0	1.394	0.070	2.8	0.0
3130.575	23.0	3.560	-1.968	2.8	0.0
3130.583	106.0	0.488	-6.883	0.0	3.46
3130.592	24.0	3.556	-1.968	2.8	0.0
3130.637	25.0	4.268	0.305	2.8	0.0
3130.648	106.0	0.034	-1.862	0.0	3.46
3130.668	106.0	0.034	-3.973	0.0	3.46
3130.705	26.0	2.880	-3.116	2.8	0.0
3130.746	21.0	5.902	-4.518	2.8	0.0
3130.765	25.0	4.270	0.869	2.8	0.0
3130.770	107.0	0.561	-6.104	0.0	3.47
3130.780	41.1	0.439	-1.700	2.8	0.0
3130.791	45.0	0.431	-2.110	2.8	0.0
3130.809	22.1	0.012	-2.366	2.8	0.0
3130.813	64.1	1.157	-0.083	2.8	0.0
3130.842	23.0	1.955	-2.924	2.8	0.0
3130.871	58.1	1.090	0.721	2.8	0.0
3130.905	26.1	7.486	-2.498	2.8	0.0
3130.928	106.0	0.002	-4.136	0.0	3.46
3130.928	108.0	1.907	-3.024	0.0	4.39
3130.933	108.0	0.683	-2.932	0.0	4.39
3130.997	108.0	1.569	-2.364	0.0	4.39
3131.015	25.1	6.111	-1.217	2.8	0.0
3131.017	25.0	3.772	-0.462	2.8	0.0
3131.059	25.1	6.670	-2.719	2.8	0.0
3131.063	23.1	4.244	-4.542	2.8	0.0
3131.065	4.1	0.000	-0.888	0.335E-32	0.0

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)
3131.070	90.1	0.000	-1.559	2.8	0.0
3131.109	40.0	0.520	0.210	2.8	0.0
3131.110	26.0	3.047	-5.171	2.8	0.0
3131.116	76.0	1.841	0.050	2.8	0.0
3131.143	22.0	0.836	-2.020	2.8	0.0
3131.155	107.0	8.595	-4.522	0.0	3.47
3131.177	24.0	3.010	-7.708	2.8	0.0
3131.194	42.0	2.499	2.198	2.8	0.0
3131.198	107.0	0.860	-3.552	0.0	3.47
3131.207	24.0	3.113	-0.821	2.8	0.0
3131.243	26.0	2.176	-4.093	2.8	0.0
3131.255	69.1	0.000	0.399	2.8	0.0
3131.268	23.0	1.945	-4.838	2.8	0.0
3131.304	24.1	8.720	-3.576	2.8	0.0
3131.326	27.1	2.203	-4.088	2.8	0.0
3131.329	108.0	1.942	-2.038	0.0	4.39
3131.338	25.0	4.679	-1.931	2.8	0.0
3131.339	21.1	7.380	-2.430	2.8	0.0
3131.358	108.0	1.941	-1.347	0.0	4.39
3131.366	108.0	1.942	-3.602	0.0	4.39
3131.384	108.0	1.680	-3.219	0.0	4.39
3131.394	108.0	1.680	-3.292	0.0	4.39
3131.395	26.1	3.814	-3.656	2.8	0.0
3131.423	108.0	0.960	-2.410	0.0	4.39
3131.458	25.1	4.340	-4.532	2.8	0.0
3131.459	26.0	2.470	-3.095	2.8	0.0
3131.483	26.0	7.388	-3.089	2.8	0.0
3131.502	108.0	0.494	-2.913	0.0	4.39
3131.510	107.0	0.561	-7.358	0.0	3.47
3131.514	106.0	0.837	-4.073	0.0	3.46

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)
3131.522	26.0	3.274	-3.310	2.8	0.0
3131.525	28.0	7.151	-2.900	2.8	0.0
3131.533	24.1	4.168	-1.407	2.8	0.0
3131.545	80.0	4.886	-0.040	2.8	0.0
3131.548	24.1	4.177	-2.022	2.8	0.0
3131.548	107.0	0.561	-6.004	0.0	3.47
3131.583	25.1	6.594	-1.907	2.8	0.0
3131.607	27.0	2.786	-1.347	2.8	0.0
3131.626	25.1	6.185	-0.722	2.8	0.0
3131.656	107.0	0.787	-2.053	0.0	3.47
3131.687	108.0	1.736	-1.814	0.0	4.39
3131.702	28.0	3.310	-2.077	2.8	0.0
3131.711	108.0	1.736	-3.496	0.0	4.39
3131.724	26.1	4.080	-2.338	2.8	0.0
3131.754	108.0	0.960	-2.960	0.0	4.39
3131.798	106.0	0.845	-7.085	0.0	3.46
3131.812	72.0	1.306	0.420	2.8	0.0
3131.821	106.0	0.639	-6.922	0.0	3.46
3131.825	27.0	1.740	-1.791	2.8	0.0
3131.836	106.0	0.639	-6.952	0.0	3.46
3131.838	80.0	4.886	-0.040	2.8	0.0
3131.910	107.0	0.787	-1.423	0.0	3.47
3131.935	107.0	0.787	-3.829	0.0	3.47
3131.982	106.0	0.845	-7.103	0.0	3.46
3132.022	106.0	1.685	-0.688	0.0	3.46
3132.053	24.1	2.480	-0.151	2.8	0.0
3132.063	40.0	0.543	-0.020	2.8	0.0
3132.093	106.0	1.685	-5.529	0.0	3.46
3132.109	24.1	4.774	-4.192	2.8	0.0
3132.142	23.0	0.262	-5.230	2.8	0.0

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)
3132.186	108.0	0.901	-2.439	0.0	4.39
3132.189	106.0	1.685	-0.703	0.0	3.46
3132.212	27.0	0.101	-2.706	2.8	0.0
3132.277	108.0	1.990	-3.554	0.0	4.39
3132.281	106.0	0.488	-1.128	0.0	3.46
3132.288	25.0	4.332	-0.500	2.8	0.0
3132.355	23.0	1.043	-0.607	2.8	0.0
3132.356	107.0	0.787	-5.388	0.0	3.47
3132.369	106.0	0.488	-7.034	0.0	3.47
3132.383	26.1	9.111	-3.576	2.8	0.0
3132.392	108.0	1.990	-3.882	0.0	4.39
3132.405	25.0	3.372	-1.037	2.8	0.0
3132.411	106.0	0.640	-6.922	0.0	3.46
3132.489	106.0	0.640	-6.952	0.0	3.46
3132.517	68.1	1.402	0.505	2.8	0.0
3132.518	26.0	3.210	-1.021	2.8	0.0
3132.532	24.1	6.804	-3.412	2.8	0.0
3132.579	26.1	7.494	-2.793	2.8	0.0
3132.583	108.0	1.612	-5.503	0.0	4.39
3132.591	58.1	0.295	-0.540	2.8	0.0
3132.594	42.0	0.000	0.374	2.8	0.0
3132.596	23.1	2.900	-1.066	2.8	0.0
3132.626	22.0	1.502	-6.573	2.8	0.0
3132.646	26.0	3.237	-1.710	2.8	0.0
3132.656	73.0	0.491	-0.960	2.8	0.0
3132.657	27.0	2.877	-4.619	2.8	0.0
3132.660	23.0	0.267	-7.431	2.8	0.0
3132.667	25.0	3.382	-4.890	2.8	0.0
3132.708	22.0	5.953	-0.780	2.8	0.0
3132.725	25.1	6.177	-2.667	2.8	0.0

Continua na próxima página



Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log <i>gf</i>	Damping	E. Dis. (eV)
3132.730	108.0	1.990	-1.868	0.0	4.39
3132.788	25.0	4.270	-0.500	2.8	0.0
3132.809	23.1	2.510	-1.527	2.8	0.0
3132.816	108.0	1.947	-3.505	0.0	4.39
3132.822	24.0	3.120	-0.492	2.8	0.0
3132.845	108.0	1.947	-2.458	0.0	4.39
3132.864	28.1	2.865	-3.652	2.8	0.0
3132.865	108.0	0.686	-3.238	0.0	4.39
3132.878	44.0	1.317	-0.760	2.8	0.0
3132.894	24.0	3.013	-5.954	2.8	0.0
3132.900	23.0	2.358	0.246	2.8	0.0
3132.903	23.0	2.114	-4.062	2.8	0.0
3132.967	24.1	6.805	-0.427	2.8	0.0
3133.012	27.0	2.870	-8.250	2.8	0.0
3133.039	108.0	2.179	-1.975	0.0	4.39
3133.050	26.1	3.890	-1.833	2.8	0.0
3133.085	41.0	1.090	-0.480	2.8	0.0
3133.086	21.1	3.470	0.018	2.8	0.0
3133.088	77.0	0.720	-2.150	2.8	0.0
3133.090	64.1	0.000	-1.342	2.8	0.0
3133.102	26.0	2.480	-6.425	2.8	0.0
3133.121	23.0	0.280	-6.145	2.8	0.0
3133.138	22.0	2.090	-3.247	2.8	0.0
3133.168	48.0	3.800	-1.290	2.8	0.0
3133.186	22.0	2.090	-3.447	2.8	0.0
3133.194	24.1	6.790	-2.988	2.8	0.0
3133.202	108.0	2.153	-3.637	0.0	4.39
3133.212	23.0	0.260	-6.642	2.8	0.0
3133.228	108.0	0.686	-1.702	0.0	4.39
3133.273	24.1	9.400	-3.164	2.8	0.0

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log $gf$	Damping	E. Dis. (eV)
3133.311	24.0	3.010	-6.898	2.8	0.0
3133.319	77.0	0.780	-0.160	2.8	0.0
3133.323	58.1	0.740	-0.046	2.8	0.0
3133.327	23.1	0.330	-0.462	2.8	0.0
3133.361	108.0	1.742	-2.133	0.0	4.39
3133.396	42.0	2.260	-1.478	2.8	0.0
3133.426	92.1	0.280	-1.108	2.8	0.0
3133.430	25.0	3.840	-2.752	2.8	0.0
3133.463	108.0	1.583	-3.787	0.0	4.39
3133.489	40.1	0.960	0.450	2.8	0.0
3133.509	72.1	5.180	0.510	2.8	0.0
3133.519	26.0	2.450	-3.486	2.8	0.0
3133.552	73.0	1.240	-1.090	2.8	0.0
3133.600	60.1	1.250	0.750	2.8	0.0
3133.620	90.1	1.190	-0.633	2.8	0.0
3133.625	23.1	2.520	-2.137	2.8	0.0
3133.665	26.1	9.060	1.432	2.8	0.0
3133.746	108.0	1.704	-1.651	0.0	4.39
3133.753	26.1	7.470	-2.809	2.8	0.0
3133.808	23.0	1.710	-5.666	2.8	0.0
3133.815	66.0	0.000	-1.468	2.8	0.0
3133.839	24.0	3.980	0.277	2.8	0.0
3133.848	26.1	9.050	-1.940	2.8	0.0
3133.858	64.1	1.100	0.409	2.8	0.0
3133.869	108.0	2.299	-1.564	0.0	4.39
3133.888	69.1	0.000	-0.255	2.8	0.0
3133.890	73.1	0.660	-0.440	2.8	0.0
3133.890	74.0	1.710	-0.180	2.8	0.0
3133.910	24.0	2.890	-0.455	2.8	0.0
3133.964	26.0	2.430	-2.793	2.8	0.0

Continua na próxima página

Tabela F.1 - Continuação

---

---

Wavelength Å	Z	E. Excitação (eV)	log <i>gf</i>	Damping	E. Dis. (eV)
3133.976	24.0	3.380	-0.328	2.8	0.0
3133.993	108.0	0.477	-1.784	0.0	4.39
3133.994	26.1	9.080	-2.718	2.8	0.0

---

---



## Nucleossíntese estelar

### G.1 Queima até o Fe

As seções a seguir, na qual tratamos a queima estelar e processos de captura de nêutrons, foram escritas com base no Capítulo 18 de Kippenhahn et al. (2012) e em vários artigos da literatura (e.g., Gallino et al., 1998; Bisterzo et al., 2014; Bensby et al., 2014; Battistini & Bensby, 2015).

A principal fonte de produção de energia nas estrelas são as reações de fusão termonuclear. Este processo consiste na formação de um núcleo pesado a partir da "junção" de núcleos de elementos mais leves. Antes à fusão nuclear o somatório das massas individuais iniciais dos núcleos envolvidos na reação tem um total de  $\Sigma M$ . O produto dessa reação gera um núcleo mais leve do que  $\Sigma M$ , com massa  $M'$ , de modo que:

$$\Delta M = \Sigma M - M', \quad (\text{G.1})$$

onde a diferença de massa  $\Delta M$  é convertida em energia através de:

$$E = \Delta M c^2. \quad (\text{G.2})$$

Esta energia liberada é responsável pelo equilíbrio hidrostático estelar que impede seu colapso. O processo de fusão (ou queima) mais energético é a queima de hidrôgenio, onde quatro núcleos de  $^1\text{H}$  com uma massa total de  $4 \times 1.0079 m_u$  (em unidades de massa atômica) são transformados em um núcleo de  $^4\text{He}$  de  $4.0026 m_u$ . Portanto, a diferença das massas com quatro núcleos de H e a massa do núcleo resultante de He é de  $\Delta M = 2.9 \times 10^{-2} m_u$ . Isso equivale a uma energia, segundo a Eq. G.2, de 27.0 MeV por núcleo de He produzido. Uma estrela entra na Sequência Principal quando ela começa a queimar H em seu núcleo.

A energia liberada pela reação de fusão nuclear depende da *energia de ligação* dos núcleos envolvidos. Isto é definido como sendo a energia "gasta" necessária para que seja possível a separação de dois

núcleos que se mantêm unidos através das forças nucleares fortes e fracas. De maneira oposta, se dois núcleos vindos do infinito (distâncias bem maiores que o tamanho do núcleo) são "juntados", ocorre uma "liberação" de energia, equivalente à sua energia de ligação, que tem valores típicos de 8 MeV, com pequenas diferenças de núcleo para núcleo, mesmo que estes tenham massas atômicas bem diferentes.

Na Figura G.1 é mostrado um gráfico simplificado de como varia a energia de ligação  $E_B$  com a massa atômica  $A$ . Nesta figura, a energia de ligação é representada por  $f = E_B/A$ , que é a energia de ligação média por núcleo. Note que o pico deste gráfico é em torno do ferro.

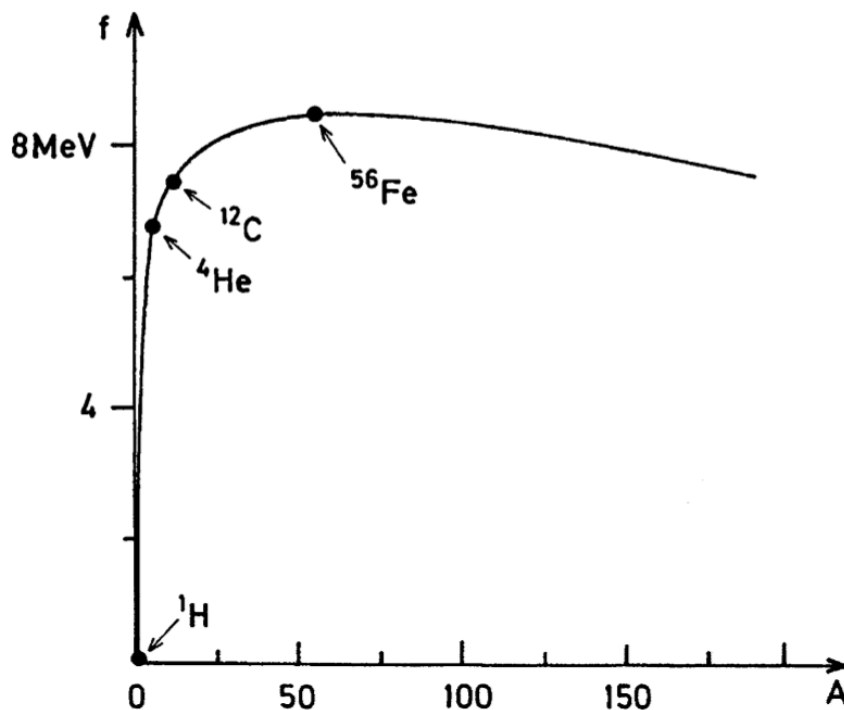


Figura G.1: Curva simplificada da energia de ligação  $E_B$  em função da massa atômica  $A$ . Retirado de Kippenhahn et al. (2012).

Conforme a massa atômica  $A$  do núcleo aumenta,  $f$  também aumenta rapidamente a partir do H. Quando é atingido o Fe ( $A = 56$ ), a energia de ligação começa a decrescer vagarosamente com o aumento de  $A$ . A diminuição da energia de ligação para massas atômicas maiores do que a do ferro ocorre porque partículas na superfície de núcleo mais pesado sofrem uma menor força de atração nuclear. Isto acontece porque a superfície de um núcleo aumenta mais devagar do que seu volume (se assumirmos que o núcleo é aproximadamente uma esfera, a área cresce a uma taxa de  $r^2$  enquanto o volume em  $r^3$ , onde a adição de mais partículas provoca um aumento em seu raio) e conforme ocorre um aumento gradual de  $A$ , o número de prótons  $Z$  também aumenta. Este aumento de cargas positivas nas regiões mais internas do núcleo leva a uma aumento das forças de repulsão coulombianas nas regiões mais externas, causando o efeito visto na

curva da Figura G.1 para  $A > 56$ . Isto significa que as reações de fusão nuclear para núcleos mais pesados que o Fe são endotérmicas, ou seja, é necessário disponibilizar energia para que esta reação aconteça. Em contrapartida, nas reações de fissão nucleares há liberação de energia.

Com isso, a síntese do Fe é o ponto final natural para as reações termonucleares de uma estrela massiva, fazendo com que esta chegue à fase final de sua vida.

### G.1.1 Queima de hidrogênio

A queima de hidrogênio consiste na fusão de quatro núcleos de  $^1\text{H}$  em um de  $^4\text{He}$ . A energia produzida neste processo é de  $\sim 27$  MeV e é mais energética que a fusão de qualquer outro elemento.

Existem diferentes tipos de cadeias de reações que podem completar o processo de fusão do hidrogênio, e geralmente elas ocorrem simultaneamente em uma estrela. As principais cadeias de fusão nucleares são as cadeias  $p$ - $p$  (próton-próton) e o ciclo CNO. Abaixo é representada a primeira reação da cadeia  $p$ - $p$ , onde dois prótons formam um núcleo de deutério, que então reage com um outro próton produzindo  $^3\text{He}$ :



A cadeia  $p$ - $p$  pode continuar através de três caminhos alternativos para sintetizar  $^4\text{He}$ , as cadeias  $pp1$ ,  $pp2$  e  $pp3$  nas quais todas começam com o núcleo de  $^3\text{He}$ , como mostrado na Figura G.2.

Cada cadeia  $pp$  libera uma quantidade de energia diferente por núcleo de  $^4\text{He}$  produzido: i)  $pp1 = 26.50$  MeV; ii)  $pp2 = 25.97$  MeV ; e )  $pp3 = 19.59$  MeV. Isto acontece devido à formação de neutrinos que carregam diferentes quantidades de energias. A frequência de cada uma das cadeias  $pp$  depende da composição química, temperatura e densidade da estrela. A reação  $^3\text{He}-^4\text{He}$  é mais sensível à temperatura do que  $^3\text{He}-^3\text{He}$ , e com isso faz com que as reações  $pp2$  e  $pp3$  dominem em temperaturas maiores que  $T \approx 10^7$  K, se  $^4\text{He}$  estiver disponível em quantidades suficientes.

A outra série de reações da queima de H é o ciclo CNO. Para essas reações terem início é necessária a presença dos isótopos de C, N ou O, como é mostrado na Figura G.3:

O principal ciclo é o CNO-I, que são as primeiras 6 linhas da Figura G.3. Este ciclo é completado quando o  $^{12}\text{C}$  (que é inicialmente consumido) é reproduzido através da reação  $^{15}\text{N} + {}^1\text{H}$ , podendo então reiniciar o ciclo. Esta reação pode desencadear um segundo ciclo, chamado CNO-II (que é  $10^3$  vezes menos provável que o primeiro ciclo), quando  $^{16}\text{O}$  reage com  $^1\text{H}$  e forma  $^{14}\text{N}$ , que contribui com o ciclo CNO-I.

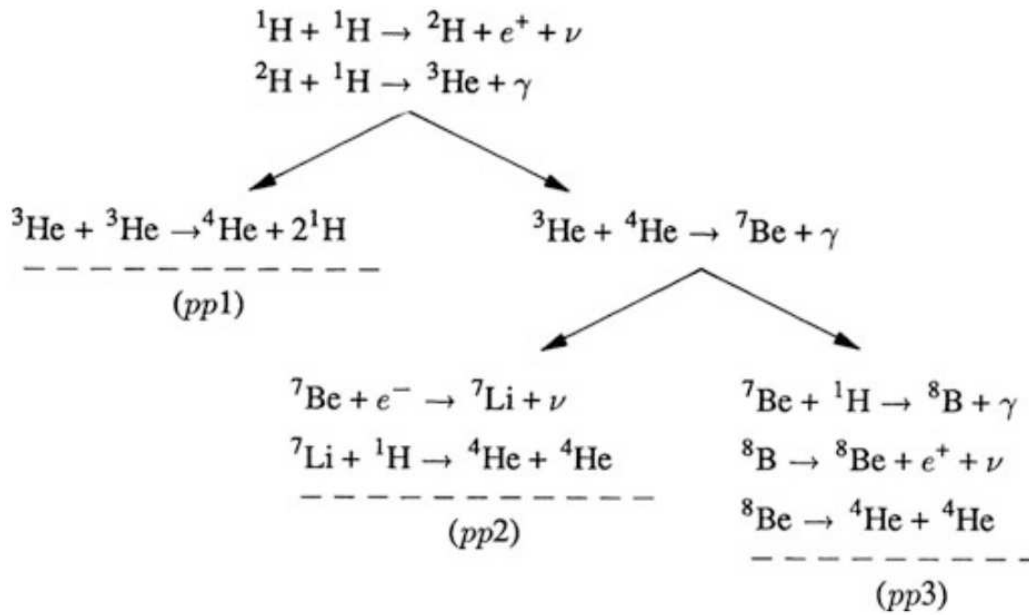
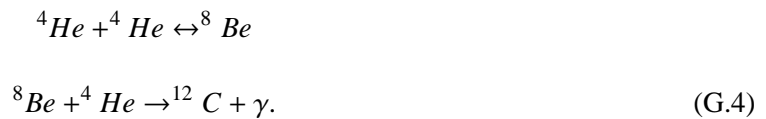


Figura G.2: Reações da cadeia *pp*. Retirado de Kippenhahn et al. (2012).

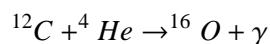
### G.1.2 Queima de hélio

A queima de hélio (que é subproduto da queima de H) consiste na fusão de vários núcleos de  ${}^4\text{He}$  para a produção de elementos mais pesados, em especial  ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{16}\text{O}$ . O primeiro conjunto de reações se dá através da fusão de três átomos de  ${}^4\text{He}$ , como mostrado por:



Este conjunto de reações é chamada de triplo- $\alpha$  e acontece em temperaturas  $T > 10^8\text{K}$ , bem superiores à temperatura de queima de hidrôgeno, devido a maiores barreiras coulombianas. Nesta reação é formado  ${}^8\text{Be}$  que é rapidamente usado na produção de  ${}^{12}\text{C}$ .

Quando é sintetizado suficiente  ${}^{12}\text{C}$ , um outro tipo de reação de captura de  ${}^4\text{He}$  é iniciada, chamado de processo  $\alpha$ . Este processo consiste na formação de vários elementos em cascata, no entanto devido às baixas taxas de reação este processo produz principalmente oxigênio:





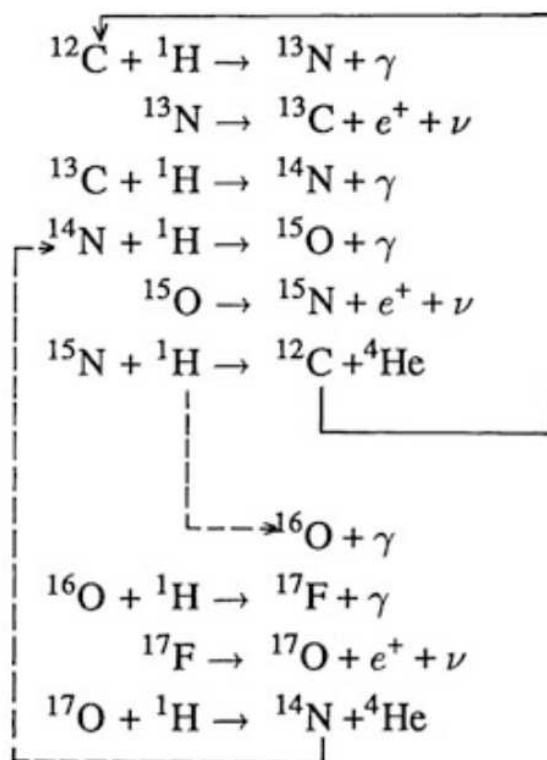
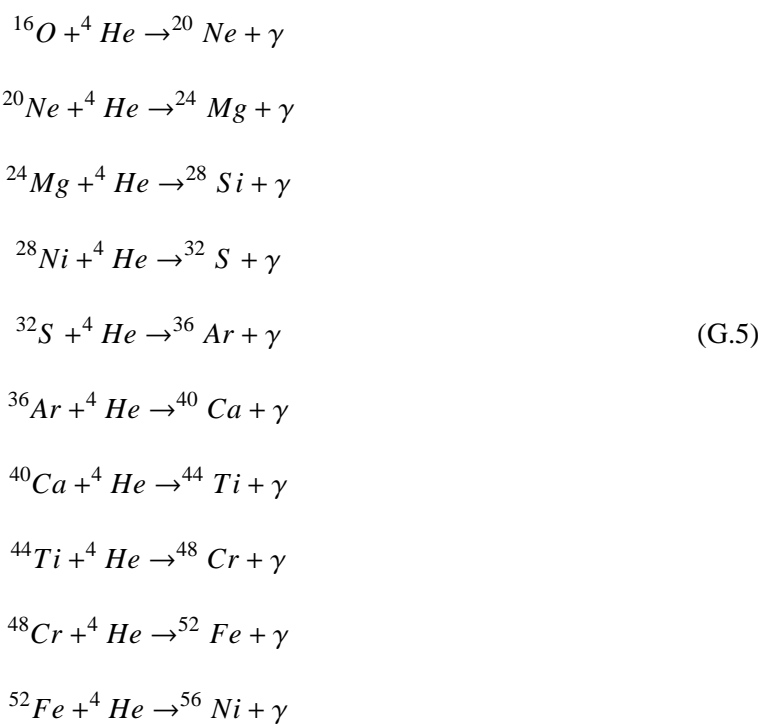


Figura G.3: Ciclo CNO. Retirado de Kippenhahn et al. (2012).

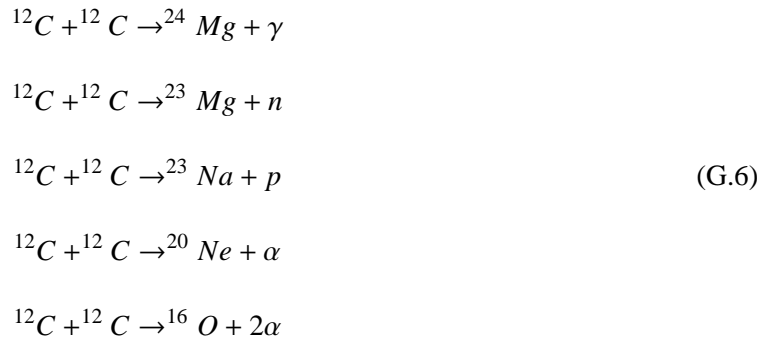


A sequência termina com  $^{56}\text{Ni}$  pois este é o núcleo mais estável (ou seja, tem uma maior energia de ligação). Portanto, a produção de elementos mais pesados, por este processo, requer a absorção de energia.

### G.1.3 Queima de carbono

A queima de carbono ocorre depois da queima do hélio, para uma mistura constituída essencialmente de  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$ , que também são produtos resultantes das reações de fusão do He. Este processo se dá em estrelas massivas ( $M > 8M_{\odot}$ ) com temperaturas típicas maiores que  $5 \times 10^8$  K.

As principais reações da queima de carbono são:

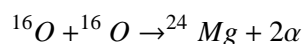
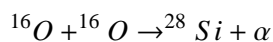


Sendo que a primeira linha é a reação que libera mais energia (13.931 MeV) mas também é a mais improvável. O mesmo pode ser dito para as reações da segunda e última linha, sendo elas endotérmicas. As reações mais prováveis são as que produzem  $^{23}\text{Na} + p$  e  $^{20}\text{Ne} + \alpha$ , liberando 2.238 MeV e 4.616 MeV respectivamente. Os  $p$ ,  $n$  e  $\alpha$  liberados irão reagir imediatamente com outras partículas da mistura, desencadeando diversas reações secundárias. A energia total liberada por cada reação de  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  é de aproximadamente 13 MeV, levando em conta todo o conjunto de reações que acontecem posteriormente.

### G.1.4 Queima de oxigênio

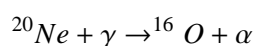
Para a queima de oxigênio  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ , as barreiras coulombianas são tão altas que a temperatura necessária para sua ocorrência é de  $T \geq 10^9$  K. De maneira similar à queima de carbono, as reações podem acontecer de diferentes formas:





A reação mais frequente é a da segunda linha, sendo seguidas pelas reações das duas linhas finais. Novamente, todos os  $p$ ,  $n$  e  $\alpha$  são capturados imediatamente por outros núcleos, dando origem à várias reações secundárias.

Para temperaturas maiores que  $T > 10^9$  também deve-se levar em conta as reações de *fotodesintegração* de núcleos que não são muito fortemente ligados. Neste cenário existe um campo de radiação contendo um número significativo de fótons (com energias na casa dos MeV) que podem ser absorvidos por um núcleo e causar a sua quebra. Um exemplo de *fotodesintegração* é a do Ne:



Por definição, as reações de *fotodesintegração* são endotérmicas, mas as partículas ejetadas através dela são capturadas imediatamente, desencadeando processos de liberação de energia que podem superar a energia usada na *fotodesintegração* no balanço de energia total.



Capítulo **H**\_\_\_\_\_

Abundâncias de Y, Mg e parâmetros atmosféricos para  
a amostra de 88 gêmeas solares.

Tabela H.1 - Abundâncias de [Y/H], [Mg/H], [Fe/H] e parâmetros estelares para a amostra de 88 estrelas. As estrelas binárias estão indicadas por \*.

Star	[Y/H]	error	[Mg/H]	error	[Fe/H]	error	T <sub>eff</sub>	error	log g	error	Age	error
HIP 10175	0.046	0.010	-0.048	0.005	-0.007	0.005	5738	7	4.51	0.01	1.815	0.652
HIP 101905	0.129	0.009	0.029	0.004	0.057	0.006	5890	6	4.47	0.02	1.589	0.685
HIP 102040	-0.038	0.004	-0.104	0.013	-0.093	0.006	5838	6	4.48	0.02	2.423	0.912
HIP 102152	-0.083	0.020	-0.001	0.018	-0.020	0.005	5718	5	4.40	0.02	6.918	0.689
HIP 10303	0.118	0.015	0.128	0.022	0.106	0.004	5725	4	4.40	0.01	5.477	0.561
HIP 103983*	0.032	0.015	-0.030	0.021	-0.048	0.008	5752	10	4.51	0.02	2.077	0.859
HIP 104045	0.093	0.009	0.030	0.006	0.045	0.005	5831	6	4.47	0.02	2.293	0.833
HIP 105184	0.113	0.013	-0.041	0.008	-0.002	0.009	5833	11	4.504	0.02	0.604	0.445
HIP 108158	0.014	0.017	0.205	0.032	0.067	0.008	5687	7	4.34	0.02	8.364	0.477
HIP 108468	-0.240	0.012	-0.076	0.026	-0.111	0.006	5829	7	4.33	0.02	7.562	0.397
HIP 108996	0.145	0.010	-0.011	0.014	0.064	0.013	5847	17	4.503	0.03	0.978	0.700
HIP 109110*	0.197	0.019	-0.001	0.019	0.035	0.014	5787	17	4.50	0.04	2.335	1.212
HIP 109821	-0.192	0.011	-0.039	0.011	-0.115	0.005	5746	7	4.31	0.02	9.301	0.390
HIP 114615	-0.009	0.012	-0.109	0.006	-0.077	0.008	5816	9	4.52	0.02	1.050	0.710
HIP 115577	-0.062	0.020	0.157	0.012	0.036	0.008	5699	9	4.25	0.03	9.501	0.342
HIP 116906	-0.055	0.016	0.056	0.009	0.010	0.005	5792	6	4.37	0.02	6.463	0.441
HIP 117367	-0.018	0.002	0.036	0.009	0.044	0.007	5871	8	4.32	0.02	5.942	0.395
HIP 118115	-0.153	0.006	-0.002	0.012	-0.017	0.006	5808	7	4.28	0.02	7.791	0.324
HIP 11915	-0.033	0.008	-0.076	0.011	-0.059	0.004	5760	4	4.46	0.01	4.157	0.647
HIP 14501	-0.230	0.011	0.009	0.015	-0.133	0.005	5728	7	4.29	0.02	9.926	0.374
HIP 14614	-0.097	0.009	-0.121	0.010	-0.099	0.008	5784	9	4.42	0.03	5.823	1.016
HIP 14623	0.151	0.014	0.065	0.014	0.106	0.01	5769	13	4.52	0.02	1.137	0.642
HIP 15527	-0.206	0.012	-0.037	0.005	-0.051	0.005	5785	5	4.32	0.01	7.924	0.320
HIP 18844	-0.067	0.006	0.072	0.005	0.016	0.004	5736	5	4.36	0.02	7.456	0.427
HIP 1954	-0.055	0.010	-0.093	0.008	-0.068	0.006	5717	5	4.46	0.02	4.872	0.965
HIP 19911*	0.047	0.036	-0.103	0.024	-0.070	0.011	5764	12	4.47	0.04	4.004	1.466
HIP 21079	-0.012	0.016	-0.142	0.014	-0.070	0.008	5846	11	4.50	0.03	1.663	0.977
HIP 22263	0.114	0.015	-0.027	0.019	0.030	0.007	5840	8	4.50	0.02	1.074	0.762
HIP 22395**	0.056	0.011	0.069	0.019	0.084	0.008	5789	8	4.43	0.02	3.934	0.853

Continua na próxima página

Tabela H.1 - Continuação

Star	[Y/H]	error	[Mg/H]	error	[Fe/H]	error	T <sub>eff</sub>	error	log g	error	[Age]	error
HIP 25670	0.097	0.009	0.041	0.012	0.057	0.005	5771	5	4.44	0.02	4.120	0.768
HIP 28066	-0.240	0.001	0.026	0.007	-0.128	0.004	5733	5	4.29	0.01	9.859	0.295
HIP 29432	-0.125	0.007	-0.114	0.017	-0.096	0.005	5758	5	4.44	0.01	5.508	0.710
HIP 29525	0.040	0.012	-0.079	0.020	-0.022	0.007	5737	7	4.49	0.02	2.827	1.056
HIP 30037*	-0.010	0.014	0.016	0.016	-0.011	0.004	5668	5	4.42	0.01	6.960	0.624
HIP 30158	0.004	0.020	0.045	0.007	0.003	0.006	5702	5	4.46	0.02	4.570	0.981
HIP 30344	0.127	0.005	0.002	0.021	0.063	0.007	5750	9	4.50	0.02	1.924	0.826
HIP 30476	-0.140	0.004	0.076	0.010	-0.022	0.004	5710	5	4.26	0.01	9.689	0.273
HIP 30502	-0.087	0.012	-0.054	0.009	-0.076	0.006	5721	6	4.41	0.02	7.007	0.679
HIP 3203	-0.005	0.016	-0.152	0.014	-0.087	0.008	5850	10	4.52	0.02	0.987	0.662
HIP 33094	-0.027	0.009	0.187	0.016	0.043	0.005	5662	7	4.16	0.02	10.092	0.265
HIP 34511	-0.058	0.003	-0.107	0.008	-0.103	0.006	5819	6	4.47	0.02	3.373	0.889
HIP 36512	-0.157	0.005	-0.107	0.011	-0.117	0.004	5737	4	4.41	0.01	7.185	0.500
HIP 36515	0.045	0.010	-0.100	0.020	-0.021	0.009	5847	12	4.54	0.02	0.633	0.464
HIP 38072	0.089	0.018	0.034	0.009	0.058	0.007	5849	8	4.49	0.02	1.306	0.724
HIP 40133	0.091	0.017	0.161	0.012	0.128	0.004	5755	4	4.37	0.01	5.500	0.389
HIP 41317	-0.167	0.005	-0.041	0.006	-0.068	0.004	5700	5	4.38	0.01	8.224	0.468
HIP 42333	0.212	0.005	0.055	0.006	0.138	0.008	5848	8	4.50	0.02	1.011	0.518
HIP 43297*	0.158	0.011	0.042	0.014	0.083	0.006	5702	5	4.46	0.01	3.840	0.738
HIP 44713	-0.026	0.009	0.096	0.009	0.088	0.005	5768	6	4.28	0.01	7.581	0.288
HIP 44935	0.003	0.012	0.067	0.012	0.058	0.005	5782	5	4.37	0.01	6.215	0.434
HIP 44997	0.030	0.015	-0.020	0.025	-0.023	0.005	5731	5	4.47	0.02	3.876	0.919
HIP 4909	0.108	0.022	-0.066	0.010	0.028	0.008	5854	10	4.50	0.02	1.232	0.770
HIP 49756	0.058	0.009	0.014	0.012	0.043	0.004	5795	4	4.42	0.01	4.618	0.573
HIP 5301	-0.098	0.008	-0.085	0.003	-0.064	0.004	5728	5	4.42	0.02	6.488	0.670
HIP 54102*	0.092	0.007	-0.061	0.008	-0.014	0.007	5820	9	4.51	0.02	1.107	0.698
HIP 54287	0.075	0.015	0.153	0.013	0.118	0.004	5727	4	4.36	0.01	6.340	0.398
HIP 54582*	-0.216	0.012	-0.074	0.011	-0.080	0.005	5875	7	4.27	0.02	7.276	0.312
HIP 55409	-0.085	0.009	-0.074	0.013	-0.080	0.006	5700	6	4.40	0.02	7.655	0.650
HIP 62039*	0.043	0.015	0.122	0.011	0.088	0.005	5753	6	4.35	0.02	6.725	0.441

Continua na próxima página

Tabela H.1 - Continuação

Star	[Y/H]	error	[Mg/H]	error	[Fe/H]	error	T <sub>eff</sub>	error	log g	error	[Age]	error
HIP 6407*	-0.006	0.011	-0.116	0.009	-0.068	0.007	5764	8	4.52	0.01	1.488	0.656
HIP 64150*	0.346	0.011	0.091	0.015	0.030	0.007	5747	6	4.39	0.02	6.406	0.656
HIP 64673*	-0.095	0.010	-0.014	0.010	-0.030	0.007	5918	8	4.35	0.02	5.224	0.554
HIP 64713	-0.027	0.013	-0.070	0.015	-0.067	0.007	5767	8	4.46	0.02	4.261	1.096
HIP 65708	-0.134	0.006	0.038	0.015	-0.066	0.006	5755	6	4.25	0.02	9.410	0.284
HIP 67620*	0.031	0.018	-0.003	0.016	-0.018	0.009	5670	9	4.41	0.03	7.176	1.077
HIP 68468	0.017	0.005	0.104	0.017	0.054	0.005	5845	6	4.37	0.02	5.334	0.467
HIP 69645	-0.036	0.020	-0.045	0.010	-0.045	0.006	5743	6	4.44	0.02	5.273	0.852
HIP 72043*	-0.154	0.013	0.022	0.016	-0.034	0.007	5842	8	4.35	0.02	6.419	0.468
HIP 73241*	0.020	0.035	0.190	0.011	0.082	0.007	5669	8	4.27	0.02	9.384	0.346
HIP 73815	-0.055	0.019	0.036	0.011	0.004	0.005	5788	6	4.37	0.02	6.566	0.462
HIP 74389	0.128	0.003	0.059	0.015	0.077	0.004	5844	5	4.49	0.01	1.005	0.484
HIP 74432**	0.016	0.008	0.173	0.011	0.037	0.007	5684	8	4.25	0.02	9.768	0.312
HIP 7585	0.128	0.008	0.087	0.006	0.095	0.005	5831	5	4.43	0.01	3.291	0.508
HIP 76114	-0.038	0.009	-0.032	0.011	-0.037	0.006	5733	6	4.42	0.02	6.151	0.816
HIP 77052**	0.147	0.016	0.056	0.014	0.036	0.006	5683	5	4.48	0.02	3.665	0.906
HIP 77883	-0.078	0.023	0.018	0.008	-0.006	0.006	5690	6	4.4	0.02	7.240	0.678
HIP 79578*	0.072	0.008	0.043	0.012	0.057	0.005	5820	5	4.47	0.01	2.170	0.778
HIP 79672	0.089	0.011	0.053	0.019	0.056	0.003	5814	3	4.45	0.01	3.090	0.391
HIP 79715	-0.127	0.005	-0.026	0.010	-0.041	0.005	5803	6	4.38	0.02	6.471	0.462
HIP 81746*	-0.175	0.012	-0.042	0.016	-0.086	0.004	5715	5	4.40	0.02	7.526	0.582
HIP 83276**	-0.250	0.004	-0.084	0.008	-0.089	0.006	5885	8	4.22	0.02	7.543	0.267
HIP 85042	0.005	0.013	0.038	0.012	0.015	0.004	5694	5	4.41	0.02	6.662	0.617
HIP 8507	-0.054	0.006	-0.120	0.011	-0.096	0.006	5725	6	4.49	0.02	3.625	0.943
HIP 87769*	0.066	0.009	0.005	0.006	0.000	0.006	5807	6	4.40	0.02	5.145	0.687
HIP 89650	-0.029	0.007	-0.058	0.014	0.000	0.005	5841	5	4.44	0.02	3.824	0.755
HIP 9349	0.051	0.017	-0.044	0.015	0.009	0.007	5810	8	4.50	0.02	1.429	0.758
HIP 95962**	0.000	0.009	0.047	0.012	0.023	0.005	5806	5	4.44	0.02	3.820	0.776
HIP 96160	0.019	0.005	-0.060	0.012	-0.053	0.007	5781	8	4.50	0.02	2.165	0.779







## HIGH PRECISION ABUNDANCES IN THE 16 Cyg BINARY SYSTEM: A SIGNATURE OF THE ROCKY CORE IN THE GIANT PLANET\*

MARCELO TUCCI MAIA<sup>1</sup>, JORGE MELÉNDEZ<sup>1</sup>, AND IVÁN RAMÍREZ<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomia do IAG/USP, Universidade de São Paulo, Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, 05508-900 São Paulo, SP, Brazil; [marcelotuccimaia@usp.br](mailto:marcelotuccimaia@usp.br)

<sup>2</sup> McDonald Observatory and Department of Astronomy, University of Texas at Austin, TX, USA

Received 2014 April 25; accepted 2014 June 17; published 2014 July 16

### ABSTRACT

We study the stars of the binary system 16 Cygni to determine with high precision their chemical composition. Knowing that the component B has a detected planet of at least 1.5 Jupiter masses, we investigate if there are chemical peculiarities that could be attributed to planet formation around this star. We perform a differential abundance analysis using high resolution ( $R = 81,000$ ) and high S/N ( $\sim 700$ ) CFHT/ESPaDOnS spectra of the 16 Cygni stars and the Sun; the latter was obtained from light reflected of asteroids. We determine differential abundances of the binary components relative to the Sun and between components A and B as well. We achieve a precision of  $\sigma \lesssim 0.005$  dex and a total error  $\sim 0.01$  dex for most elements. The effective temperatures and surface gravities found for 16 Cyg A and B are  $T_{\text{eff}} = 5830 \pm 7$  K,  $\log g = 4.30 \pm 0.02$  dex, and  $T_{\text{eff}} = 5751 \pm 6$  K,  $\log g = 4.35 \pm 0.02$  dex, respectively. The component 16 Cyg A has a metallicity ( $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) higher by  $0.047 \pm 0.005$  dex than 16 Cyg B, as well as a microturbulence velocity higher by  $0.08 \text{ km s}^{-1}$ . All elements show abundance differences between the binary components, but while the volatile difference is about 0.03 dex, the refractories differ by more and show a trend with condensation temperature, which could be interpreted as the signature of the rocky accretion core of the giant planet 16 Cyg Bb. We estimate a mass of about  $1.5\text{--}6 M_{\oplus}$  for this rocky core, in good agreement with estimates of Jupiter's core.

*Key words:* planetary systems – stars: abundances – Sun: abundances

*Online-only material:* color figures

### 1. INTRODUCTION

It is common to assume that stars of multiple stellar systems have the same chemical composition, since they originated from the same natal cloud. However, some studies indicate that in binary systems, there may be small differences in the chemical composition of their components (Gratton et al. 2001; Laws & Gonzalez 2001; Desidera et al. 2004, 2006; Ramírez et al. 2011). One explanation for these anomalies is planet formation (e.g., Laws & Gonzalez 2001; Ramírez et al. 2011).

The binary system 16 Cygni is known for having a detected giant planet orbiting the B component, with a minimum mass of  $1.5 M_{\text{Jup}}$  (Cochram & Hatzes 1997) and a probable true mass of about  $2.4 M_{\text{Jup}}$  (Plávalová & Solovaya 2013). Even though the system has been monitored for small radial velocity variations for over two decades, so far no planets have been detected around the primary, which makes this system ideal to study the formation of giant planets. However, the chemical signatures of planet formation on the host star are expected to be very small, of only a few 0.01 dex (Meléndez et al. 2009; Ramírez et al. 2009; Chambers 2010), hence a high precision is needed to detect these effects.

Although earlier analyses of the 16 Cyg system suggested that 16 Cyg A is about 0.05 dex more metal-rich than 16 Cyg B (e.g., Gonzalez 1998), the difference is so small that it could be due to the relatively large abundance uncertainties of these earlier studies. In a pioneer precise line-by-line differential study of this binary, Laws & Gonzalez (2001) found a difference (A – B) of  $+0.025 \pm 0.009$  dex in the iron abundance of

both components. Seeking for potential additional signatures of giant planet formation, Ramírez et al. (2011) performed a differential abundance determination of 25 elements and discovered significant differences among all chemical elements that were analyzed, with component A being more metal-rich by  $0.04 \pm 0.01$  dex than B. In contrast, in a study published at about the same date, Schuler et al. (2011) found no difference in the chemical composition of these two stars. The intent of this work is to shed more light into this matter using better quality spectra and discuss the possible chemical signature caused by the formation of gas giant planets.

### 2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

Spectra of 16 Cyg A and B were obtained with the Echelle SpectroPolarimetric Device for Observation of Stars (ESPaDOnS) on the 3.6 m Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) at Mauna Kea. The observations took place on 2013 June 6 on Queued Service Observing (QSO) mode. The observations were taken with the fiber only on the object (Spectroscopy, star o), that is the highest resolution ( $R = 81,000$ ) on the instrument. Note that our resolving power is significantly higher than that used in the previous studies of Schuler et al. (2011) and Ramírez et al. (2011),  $R = 45,000$  and  $R = 60,000$ , respectively.

The exposure times were  $3 \times 280$  and  $3 \times 350$  s on 16 Cyg A and B, respectively, with 16 Cyg B observed immediately after 16 Cyg A. We achieved a S/N  $\sim 700$  around 600 nm for each of the binary components. The asteroids Vesta and Ceres were also observed with the same spectrograph setup to acquire the solar spectrum that served as the reference in our differential analysis. A similar S/N ( $\sim 700$ ) was achieved for both asteroids.

\* Based on observations obtained at the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) at the 3.6 m telescope at Mauna Kea.

Our S/N ratios are higher than those obtained by Ramírez et al. (2011), S/N  $\sim$  400, and about the same as that obtained by Schuler et al. (2011) for 16 Cyg A (S/N = 750).

We used the pipeline reduced spectra provided by CFHT, which passed through the usual reduction process including bias subtraction, flat fielding, spectral order extractions, and wavelength calibration. We performed the continuum normalization of the spectra using IRAF.

### 3. ANALYSIS

We used the line-by-line differential method to obtain stellar parameters and chemical abundances, as described in Meléndez et al. (2012) and Monroe et al. (2013). The 2002 version of the LTE code MOOG (Snedden 1973) was used with Kurucz ODFNEW model atmospheres (Castelli & Kurucz 2004).

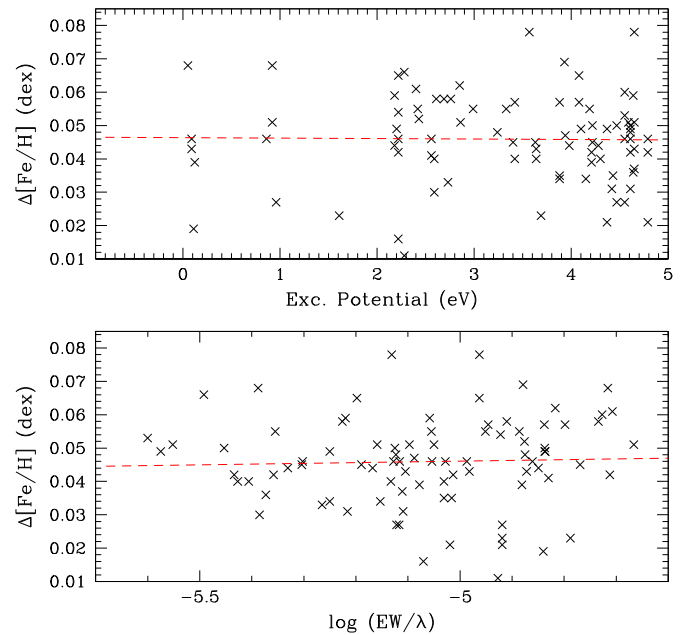
The adopted line list is an updated version of that presented in Meléndez et al. (2012), with several dozen lines added. The equivalent width (EW) measurements were made by hand with the task `splot` in IRAF, using Gaussian profile fits. The local continuum was carefully selected by overplotting the spectra of both binary components and the solar spectrum for each line.

We obtained the abundance of 18 elements: C, O, Na, Mg, Al, Si, S, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, and Zn. All abundances were differentially determined line-by-line using the Sun as standard in a first approach and then using 16 Cyg B as reference to obtain the 16 Cyg A – B ratios. The differential method minimizes errors due to uncertainties in the line transition probabilities and shortcomings of model atmospheres, allowing thus an improved determination of stellar parameters and chemical abundances. The elements V, Mn, Co, and Cu had their abundances corrected for hyperfine structure (HFS). For this calculation the blends driver in MOOG was used adopting the HFS data from Meléndez et al. (2012).

The atmospheric parameters for 16 Cyg A and B were obtained by differential excitation equilibrium (for  $T_{\text{eff}}$ ) and differential ionization equilibrium (for  $\log g$ ), using as reference solar abundances for Fe I and Fe II lines. First, we determined absolute abundances for the Sun using the solar atmospheric parameters of 5777 K for  $T_{\text{eff}}$  and 4.44 for  $\log g$ , and adopting an initial microturbulence velocity of  $v_t = 0.9 \text{ km s}^{-1}$ . Then, we estimated  $v_t$  by the usual method of requiring zero slope in the absolute abundances of Fe I lines versus reduced EW. We obtained a final  $v_t = 0.86 \text{ km s}^{-1}$  for the Sun, and computed our reference solar abundances for each line.

The next step was the determination of stellar parameters for the 16 Cygni stars. Initially, we used model atmospheres with the parameters published in Ramírez et al. (2011):  $T_{\text{eff}} = 5813 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.28$  and  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.10$  for 16 Cyg A, and  $T_{\text{eff}} = 5749 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.33$  and  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.06$  for 16 Cyg B. Then, we iteratively changed the stellar parameters of 16 Cyg A and B until we achieved the differential excitation and ionization equilibrium, and also no trend in the differential Fe I abundances with reduced EW (to obtain  $v_t$ ), changing the metallicity of the models at each iteration until reaching convergence.

Our derived stellar parameters using the Sun as a standard are  $T_{\text{eff}} = 5830 \pm 11 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.30 \pm 0.02$ ,  $v_t = 0.98 \pm 0.02 \text{ km s}^{-1}$  and  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.101 \pm 0.008 \text{ dex}$  for 16 Cyg A, and  $T_{\text{eff}} = 5751 \pm 11 \text{ K}$ ,  $\log g = 4.35 \pm 0.02$ ,  $v_t = 0.90 \pm 0.02 \text{ km s}^{-1}$  and  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.054 \pm 0.008 \text{ dex}$  for 16 Cyg B. These errors take into account the errors in the measurements and the degeneracy of stellar parameters. A similar procedure was repeated but using 16 Cyg B as the reference star instead of the Sun to perform the differential spectroscopic



**Figure 1.** Differential Fe I abundances (16 Cyg A–16 Cyg B) as a function of excitation potential (upper panel) and reduced EW (bottom panel).

(A color version of this figure is available in the online journal.)

equilibrium (Figure 1), and fixing the stellar parameters of the B component to our results from the differential analysis relative to the Sun. The resulting atmospheric parameters for the A component are the same as when the Sun is used as a reference, but with smaller errors for  $T_{\text{eff}}$  ( $\pm 7 \text{ K}$ ) and  $v_t$  ( $\pm 0.01 \text{ km s}^{-1}$ ). The final  $\Delta(\text{Fe})$  difference for 16 Cyg A minus 16 Cyg B is  $0.047 \pm 0.005 \text{ dex}$ , confirming that there is indeed a difference in the metallicity between the two stars of this binary system.

Our stellar parameters are in very good agreement with the ones determined by Ramírez et al. (2011). We obtain somewhat higher both effective temperatures and  $\log g$  by 17 K and 0.02 dex in the case of 16 Cyg A, and by 2 K and 0.03 dex for 16 Cyg B. The relative difference between the components A and B is in even better agreement, with our results showing a  $\Delta T_{\text{eff}}$  higher by 15 K than Ramírez et al. (2011), and the difference in the  $\Delta \log g$  is 0.00 dex. Using the photometric IRFM calibrations of Ramírez & Meléndez (2005) for 13 different optical and infrared colors (Table 1) from the Johnson, Cousins, Vilnius, Geneva, DDO, Tycho and 2MASS systems (Taylor 1986; Mermilliod et al. 1997; Høg et al. 2000; Cutri et al. 2003), with the corresponding  $[\text{Fe}/\text{H}]$  for each binary component, we determined average, median and trimean<sup>3</sup> effective temperatures (Table 1) for the binary pair, resulting in a temperature difference of  $\Delta T_{\text{eff}}^{\text{phot}} (\text{A}-\text{B}) = 58 \pm 10, 78 \pm 10, 73 \pm 10 \text{ K}$ , for the difference of average, median and trimean temperatures. The two robust indicators, median and trimean, are in excellent agreement with our spectroscopic  $\Delta T_{\text{eff}}^{\text{spec}} (\text{A}-\text{B}) = 79 \pm 7 \text{ K}$ , and also in agreement with the results from Ramírez et al. (2011), who found  $\Delta T_{\text{eff}}^{\text{spec}} (\text{A}-\text{B}) = 64 \pm 25 \text{ K}$ . Compared to Schuler et al. (2011), our  $\Delta T_{\text{eff}}$  and  $\Delta \log g$  are higher by +36 K and +0.03 dex, respectively. Note that according to the trigonometric  $\log g$  (Ramírez et al. 2011),  $\Delta \log g$  should be 0.05 dex between the components, that is the value found in our work and by Ramírez et al. (2011), but Schuler et al. (2011)

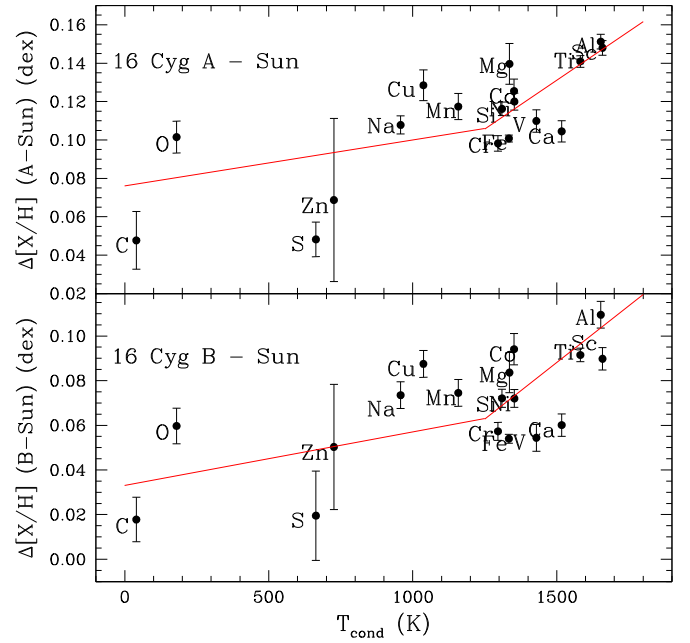
<sup>3</sup> The trimean is a robust estimate of central tendency. We define trimean  $= (Q1 + 2 \times \text{median} + Q3)/4$ , where Q1 and Q3 are the first and third quartiles.

**Table 1**  
Colors of 16 Cyg A and B on Different Photometric Systems, and their Corresponding Mean Effective Temperatures using the Calibrations of Ramírez & Meléndez (2005)

Color	16 Cyg A	16 Cyg B
$(B - V)$	0.644	0.663
$(b - y)$	0.410	0.416
$(Y - V)$	0.569	0.575
$(V - S)$	0.557	0.569
$(B_2 - V_1)$	0.398	0.402
$(B_2 - G)$	0.109	0.117
$(V - R)_C$	0.357	0.363
$(V - I)_C$	0.698	0.706
$(R - I)_C$	0.341	0.343
$C(42-45)$	0.648	0.669
$C(42-48)$	1.671	1.698
$(B_T - V_T)$	0.722	0.732
$(V - K_2)$	1.533	1.577
$T_{\text{eff}}^{\text{average}}$ (K)	5726	5668
$T_{\text{eff}}^{\text{median}}$ (K)	5737	5659
$T_{\text{eff}}^{\text{trimean}}$ (K)	5734	5661
$\sigma$ (K)	29	23
s.e. (K)	8	6

found a lower  $\Delta \log g = 0.02$  dex, although our results are in agreement with Schuler et al. (2011) within their error bars.

Once the stellar parameters of the 16 Cygni stars were set using iron lines, we computed abundances for all remaining elements. In Table 2 we present the final differential abundances of 16 Cyg A relative to 16 Cyg B, and their respective errors, while in Table 3 we present the abundances and errors for 16 Cyg A and B using the Sun as standard. We present both the observational errors and systematic errors due to uncertainties in the stellar parameters, as well as the total error obtained by adding quadratically both errors.



**Figure 2.** Differential abundances of 16 Cyg A–Sun (top panel) and 16 Cyg B–Sun (bottom panel) vs. condensation temperature. The solid lines are the mean trend determined by Meléndez et al. (2009) for 11 solar twins compared to the Sun, after vertical shifts are applied to match the highly refractory elements in 16 Cyg–Sun.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

#### 4. RESULTS AND DISCUSSION

The differential abundances of the 16 Cyg pair relative to the Sun are shown in Figure 2. Both 16 Cyg A and B show abundances that have a clear trend with condensation temperature, as already shown by Ramírez et al. (2011) and Schuler et al. (2011). There is a reasonable agreement with the

**Table 2**  
Differential Abundances of 16 Cyg A–16 Cyg B, and their Errors

Element	LTE	$\Delta T_{\text{eff}}$	$\Delta \log g$	$\Delta v_t$	$\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$	Param <sup>a</sup>	Obs <sup>b</sup>	Total <sup>c</sup>
		+7K	+0.02 dex	+0.01 km s <sup>-1</sup>	+0.01 dex			
	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)	(dex)
C	0.030	-0.004	0.003	0.000	0.000	0.005	0.007	0.008
O	0.042	-0.006	0.002	-0.001	0.002	0.006	0.005	0.008
Na	0.034	0.003	-0.001	0.000	0.000	0.003	0.004	0.005
Mg	0.056	0.004	-0.001	-0.001	0.000	0.004	0.006	0.007
Al	0.042	0.003	-0.001	0.000	0.000	0.003	0.004	0.005
Si	0.044	0.001	0.001	-0.001	0.001	0.002	0.002	0.003
S	0.029	-0.004	0.003	0.000	0.001	0.005	0.016	0.017
Ca	0.045	0.004	-0.001	-0.002	0.000	0.004	0.004	0.006
Sc	0.059	0.005	0.000	-0.001	-0.001	0.005	0.003	0.006
Ti	0.049	0.006	0.000	-0.002	0.000	0.006	0.003	0.006
V	0.055	0.006	0.001	0.000	0.000	0.006	0.003	0.007
Cr	0.040	0.004	-0.001	-0.002	0.000	0.005	0.002	0.005
Mn	0.043	0.005	-0.001	-0.003	0.000	0.005	0.005	0.007
Fe	0.047	0.004	-0.001	-0.002	0.000	0.005	0.001	0.005
Co	0.040	0.004	0.001	0.000	0.000	0.004	0.004	0.006
Ni	0.048	0.003	0.000	-0.002	0.001	0.004	0.003	0.005
Cu	0.041	0.003	0.001	-0.002	0.001	0.004	0.006	0.007
Zn	0.018	0.000	0.001	-0.003	0.002	0.004	0.015	0.015

**Notes.**

<sup>a</sup> Errors due to stellar parameters.

<sup>b</sup> Observational errors.

<sup>c</sup> Quadric sum of the observational and stellar parameter uncertainties.

**Table 3**  
Differential Abundances of 16 Cyg A and B using the Sun as a Standard, and their Errors

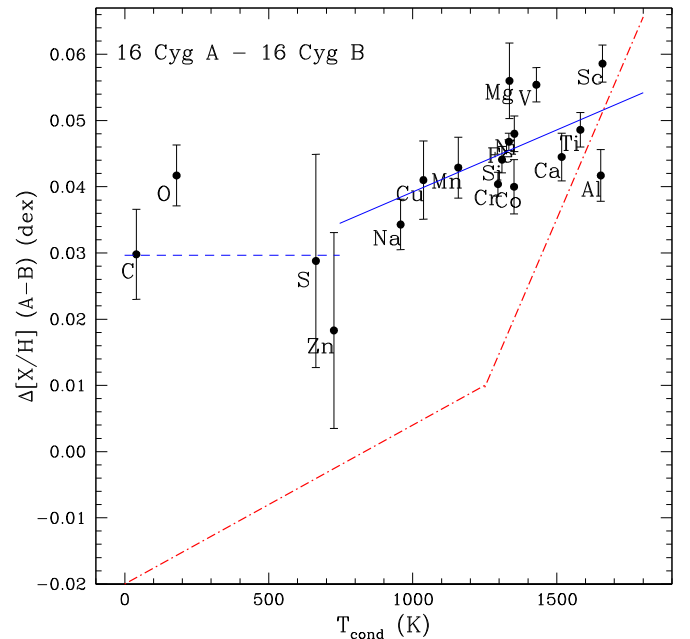
Element	16 Cyg A (dex)	16 Cyg B (dex)	$\Delta T_{\text{eff}}$ +11K (dex)	$\Delta \log g$ +0.02 dex (dex)	$\Delta v_t$ +0.02 km s <sup>-1</sup> (dex)	$\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ +0.01 dex (dex)	Param <sup>a</sup> (dex)	Obs <sup>b</sup> (dex)	Total <sup>c</sup> (dex)
C	0.048	0.018	-0.005	0.003	0.000	0.000	0.006	0.015	0.016
O	0.102	0.060	-0.007	0.002	0.001	0.002	0.008	0.008	0.011
Na	0.108	0.074	0.004	-0.001	0.001	0.000	0.004	0.005	0.006
Mg	0.140	0.084	0.005	-0.001	0.003	0.000	0.006	0.011	0.012
Al	0.151	0.110	0.003	-0.001	0.001	0.000	0.004	0.004	0.005
Si	0.116	0.072	0.002	0.001	0.001	0.001	0.002	0.004	0.004
S	0.048	0.020	-0.005	0.003	0.001	0.001	0.005	0.009	0.011
Ca	0.105	0.060	0.005	-0.001	0.004	0.000	0.007	0.006	0.009
Sc	0.148	0.090	0.007	0.000	0.000	-0.001	0.007	0.004	0.008
Ti	0.141	0.092	0.008	0.000	0.003	0.000	0.008	0.003	0.009
V	0.110	0.054	0.008	0.001	0.018	0.000	0.019	0.006	0.020
Cr	0.098	0.057	0.006	-0.001	0.004	0.000	0.007	0.004	0.008
Mn	0.117	0.075	0.008	-0.001	-0.047	0.000	0.048	0.007	0.048
Fe	0.101	0.054	0.006	-0.001	0.005	0.000	0.007	0.002	0.008
Co	0.126	0.094	0.008	0.001	-0.064	0.000	0.065	0.006	0.065
Ni	0.120	0.072	0.004	0.000	0.004	0.001	0.006	0.004	0.007
Cu	0.129	0.088	0.008	0.001	-0.035	0.001	0.035	0.008	0.036
Zn	0.069	0.050	0.001	0.001	0.006	0.002	0.006	0.043	0.043

**Notes.**<sup>a</sup> Errors due to stellar parameters.<sup>b</sup> Observational errors.<sup>c</sup> Quadric sum of the observational and stellar parameters uncertainties.

mean trend of 11 solar twins relative to the Sun by Meléndez et al. (2009), shown by solid lines in Figure 2, after a vertical shift is applied to match the refractory elements. Interestingly, the same qualitative pattern as in Ramírez et al. (2011) is found for individual volatile elements in both components, with O somewhat higher than C, and Zn somewhat higher than S. Thus, the variations among the volatile elements are likely real.

From Figure 2, it is already noticeable that there are abundance differences between the two 16 Cygni components, with 16 Cyg A being more metal-rich. The differential abundances of 16 Cyg A relative to 16 Cyg B, plotted in Figure 3, shows this more clearly. As already found by Ramírez et al. (2011), all elements seem enhanced in 16 Cyg A, but now this is more evident due to our higher precision. This is contrary to the results obtained by Schuler et al. (2011), who found no chemical difference in the binary pair. The differential analysis of Takeda (2005) also showed both components to have the same iron abundance, but the S/N of his spectra (S/N  $\sim$  100) is too low for a precise analysis.

Ramírez et al. (2011) found a roughly constant difference of about 0.04 dex in the differential abundances (A – B) of volatiles and refractories. However, while in our study the volatile elements show a difference of about 0.03 dex, the refractories show larger differences and a trend with condensation temperature (Figure 3). A similar trend has been reported in a short note added in proof by Laws & Gonzalez (2001), where based on the analysis of 13 elements, a correlation with condensation temperature is found, with a slope of  $1.4 \pm 0.5 \times 10^{-5}$  dex K<sup>-1</sup>, however, no further details are given. Interestingly, the same slope of A minus B ( $1.4 \pm 2.8 \times 10^{-5}$ ) is found by Schuler et al. (2011). In this work, we obtain a slope for the refractories of  $1.88 \pm 0.79 \times 10^{-5}$  dex K<sup>-1</sup>, in reasonable agreement with the results by Laws & Gonzalez (2001) and Schuler et al. (2011). Note that the abundance difference that we find here for 16 Cyg A – B, is very distinct from the mean trend for



**Figure 3.** Differential abundances of 16 Cyg A–16 Cyg B vs. condensation temperature. The dashed line is the average of the volatiles and the solid line the trend of the refractories. The dot-dashed line is the mean trend obtained by Meléndez et al. (2009) for 11 solar twins compared to the Sun, after a vertical shift is applied to match the highly refractory elements in A – B.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

the 11 solar twins of Meléndez et al. (2009), shown by a dot-dashed line in Figure 3 after a shift has been applied to fit highly refractory elements.

The overall deficiency in the abundances of 16 Cyg B (compared to 16 Cyg A), could be attributed to the formation of its giant planet, as the metals missing in 16 Cyg B could



have been taken from the proto-planet disk to form its gaseous giant. More interestingly, for the refractories we seem to detect a trend with condensation temperature, which may represent the detection, for the first time, of a signature of the rocky accretion core of a giant planet. In the core accretion model (e.g., Papaloizou & Terquem 2006), first a rocky core forms through coagulation of planetesimals until it is massive enough for accretion of a gas envelope, to form a giant planet. The higher deficiency of refractories in 16 Cyg B, means that the giant planet 16 CygBb may have an excess of refractories, which could be due to its rocky accretion core. Another important hint is that the break in condensation temperature between volatiles and refractories seem to occur around  $T_{\text{cond}} \sim 500\text{--}700$  K. This means that most likely the rocky core was not formed in the inner disk regions (equivalent to the Earth–Sun distance), but it was formed at a larger distance, where giant planets are more likely to form.

Following Chambers (2010), we estimate the mass of the rocky core by adding a mixture of the composition of the Earth and CM chondrites to the convective zone of 16 Cyg B. Assuming a similar convection zone as in the Sun ( $0.023 M_{\odot}$ ), we can reproduce the trend of the refractories (Figure 3) by adding about  $1.5 M_{\oplus}$  of rocky material with the above composition. Notice that this is the minimum mass of the rocky core because we do not know the exact size of the convection zone at the time the giant planet was formed (see discussion in Ramírez et al. 2011). Assuming a convection zone of about  $0.1 M_{\odot}$  at the time of the formation of the giant planet’s core, the mass of the rocky core would be higher ( $6 M_{\oplus}$ ). Our estimates ( $1.5\text{--}6 M_{\oplus}$ ) are consistent with Jupiter’s core mass of  $\sim 5 \pm 5 M_{\oplus}$  (Guillot 2005).

## 5. CONCLUSIONS

We found significant differences in the chemical abundances of 16 Cyg A relative to 16 Cyg B, for all analyzed elements. The abundance differences range from 0.03 dex for the volatiles up to 0.06 dex for the refractories.

The 16 Cygni system is so far a unique case where high-precision abundance analyses show a sharp distinction in the chemical composition of the binary components. A recent study of the binary pair HAT-P-1, where the secondary hosts a giant planet of  $0.53 M_{\text{Jup}}$  (Bakos et al. 2007) but no planets have been detected so far around the primary, reveals no abundance contrast (Liu et al. 2014). One explanation for the lack of abundance differences between the binary components of HAT-P-1 could be that the mass of the planet is much smaller than the planet in the 16 Cygni system, which has about  $2.4 M_{\text{Jup}}$

(Plávalová & Solovaya 2013). Scaling by the mass of the planets, the observed difference of about 0.04 dex in the chemical abundances of the 16 Cygni pair, would imply in a dissimilarity of only 0.009 dex for the HAT-P-1 binary, which would be challenging to detect. Another recent study of a binary pair, HD 20781/HD 20782, where HD 20782 has a Jupiter-mass planet and HD 20781 hosts two Neptune-mass planets, show zero abundance differences ( $0.04 \pm 0.07$  dex) within the error bars (Mack et al. 2014).

In any case, our findings could be interpreted as due to the formation of the giant planet around 16 Cyg B. Within that scenario, we have detected, for the first time, the signature of the rocky accretion core of the giant planet 16 Cyg Bb, with a mass of  $\sim 1.5\text{--}6 M_{\oplus}$ . Our study opens new windows on the study of the planet–star connection.

M.T.M. acknowledges support by CAPES. J.M. acknowledges support by FAPESP (2012/24392-2) and CNPq (Bolsa de produtividade).

*Facility:* CFHT (ESPaDONs)

## REFERENCES

- Bakos, G. Á., Noyes, R. W., Kovács, G., et al. 2007, *ApJ*, **656**, 552  
 Chambers, J. E. 2010, *ApJ*, **724**, 92  
 Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, arXiv:astro-ph/0405087  
 Cochran, W., Hatzes, A., Butler, P., & Marcy, G. 2009, *ApJL*, **483**, 457  
 Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *yCat*, **2246**, 0  
 Desidera, S., Gratton, R. G., Endl, M., et al. 2004, *A&A*, **420**, 683  
 Desidera, S., Gratton, R. G., Lucatello, S., & Claudi, R. U. 2006, *A&A*, **454**, 581  
 Gonzalez, G. 1998, *A&A*, **334**, 221  
 Gratton, R. G., Bonanno, G., Claudi, R. U., et al. 2001, *A&A*, **377**, 123  
 Guillot, T. 2005, *AREPS*, **33**, 493  
 Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, *A&A*, **355**, L27  
 Laws, C., & Gonzalez, G. 2001, *ApJ*, **553**, 405  
 Liu, F., Asplund, M., Ramirez, I., Yong, D., & Melendez, J. 2014, *MNRAS*, **442**, L51  
 Mack, C. E., III, Schuler, S. C., Stassun, K. G., Pepper, J., & Norris, J. 2014, *ApJ*, **787**, 98  
 Meléndez, J., Asplund, M., Gustafsson, B., & Yong, D. 2009, *ApJL*, **704**, L66  
 Meléndez, J., Bergemann, M., Cohen, J. G., et al. 2012, *A&A*, **543**, A29  
 Mermilliod, J.-C., Mermilliod, M., & Hauck, B. 1997, *A&AS*, **124**, 349  
 Monroe, T. R., Meléndez, J., Ramírez, I., et al. 2013, *ApJL*, **774**, L32  
 Papaloizou, J. C. B., & Terquem, C. 2006, *RPPH*, **69**, 119  
 Plávalová, E., & Solovaya, N. A. 2013, *AJ*, **146**, 108  
 Ramírez, I., & Meléndez, J. 2005, *ApJ*, **626**, 465  
 Ramírez, I., Meléndez, J., & Asplund, M. 2009, *A&A*, **508**, L17  
 Ramírez, I., Meléndez, J., Cornejo, D., Roederer, I. U., & Fish, J. R. 2011, *ApJ*, **740**, 76  
 Schuler, S. C., Cunha, K., Smith, V. V., et al. 2011, *ApJL*, **737**, L32  
 Sneden, C. A. 1973, PhD thesis, Univ. Texas, Austin, TX  
 Takeda, Y. 2005, *PASJ*, **57**, 83  
 Taylor, B. J. 1986, *ApJS*, **60**, 577







## Fingerprinting the formation of giant planets

July 17th 2014

### A team of Brazilian and American astronomers used CFHT observations of the system 16 Cygni to discover evidence of how giant planets like Jupiter form.

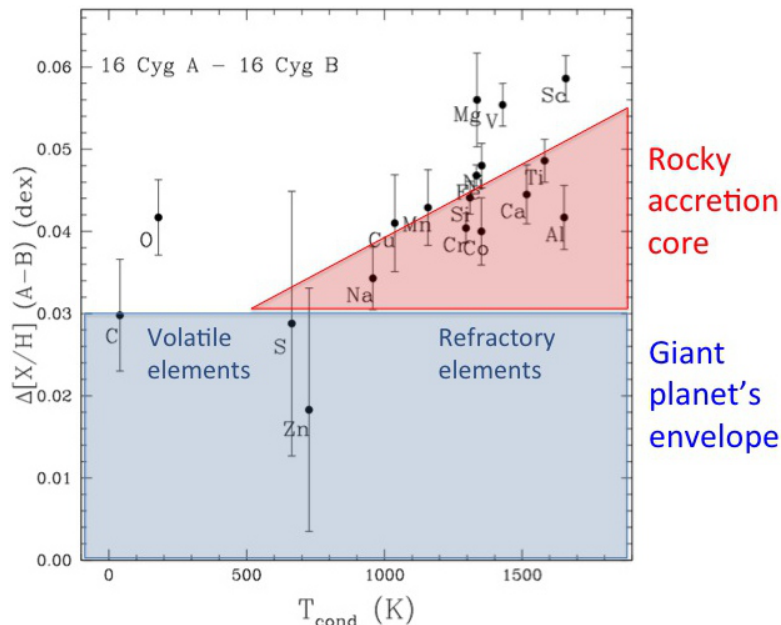
One of the main models to form giant planets is called “core accretion”. In this scenario, a rocky core forms first by aggregation of solid particles until it reaches a few Earth masses when it becomes massive enough to accrete a gaseous envelope. For the first time, astronomers have detected evidence of this rocky core, the first step in the formation of a giant planet like our own Jupiter.

The astronomers used the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) to analyze the starlight of the binary stars 16 Cygni A and 16 Cygni B. The system is a perfect laboratory to study the formation of giant planets because the stars were born together and are therefore very similar, and both resemble the Sun. However, observations during the last decades show that only one of the two stars, 16 Cygni B, hosts a giant planet which is about 2.4 times as massive as Jupiter. By decomposing the light from the two stars into their basic components and looking at the difference between the two stars, the astronomers were able to detect signatures left from the planet formation process on 16 Cygni B.

The fingerprints detected by the astronomers are twofold. First, they found that the star 16 Cygni A is enhanced in all chemical elements relative to 16 Cygni B. This means that 16 Cygni B, the star that hosts a giant planet, is metal deficient. As both stars were born from the same natal cloud, they should have exactly the same chemical composition. However, planets and stars form at about the same time, hence the metals that are missing in 16 Cygni B (relative to 16 Cygni A) were probably removed from its protoplanetary disk to form its giant planet, so that the remaining material that was falling into 16 Cygni B in the final phases of its formation was deficient in those metals.

The second fingerprint is that on top of an overall deficiency of all analyzed elements in 16 Cygni B, this star has a systematic deficiency in the refractory elements such as iron, aluminum, nickel, magnesium, scandium, and silicon. This is a remarkable discovery because the rocky core of a giant planet is expected to be rich in refractory elements. The formation of the rocky core seems to rob refractory material from the proto-planetary disk, so that the star 16 Cygni B ended up with a lower amount of refractories. This deficiency in the refractory elements can be explained by the formation of a rocky core with a mass of about 1.5 – 6 Earth masses, which is similar to the estimate of Jupiter's core.

"Our results show that the formation of giant planets, as well as terrestrial planets like our own Earth, leaves subtle signatures in stellar atmospheres", says Marcelo Tucci Maia (Universidade de São Paulo), the lead author of the paper. "It is fascinating that our differential technique can measure these subtle differences in chemical abundances; we achieve a



Difference in chemical composition between the stars 16 Cyg A and 16 Cyg B, versus the condensation temperature of the elements in the proto-planetary nebula. If the stars had identical chemical compositions then the difference (A-B) would be zero. The star 16 Cyg A is richer in all elements relative to star 16 Cyg B. In other words, star 16 Cyg B, the host star of a giant planet, is deficient in all chemical elements, especially in the refractory elements (those with high condensation temperatures and that form dust grains more easily), suggesting evidence of a rocky core in the giant planet 16 Cyg B. Credits: M. Tucci Maia, J. Meléndez, I. Ramírez.

precision that was unthinkable until now", adds team member Jorge Meléndez (Universidade de São Paulo). Ivan Ramírez (University of Texas) concludes: "16 Cyg is a remarkable system, but certainly not unique. It is special because it is nearby; however, there are many other binary stars with twin components on which this experiment could be performed. This could help us find planet-host stars in binaries in a much more straightforward manner compared to all other planet-finding techniques we have available today."

The team is composed of the PhD student Marcelo Tucci Maia, Prof. Dr. Jorge Meléndez (Universidade de São Paulo) and Dr. Iván Ramírez (University of Texas at Austin). This research will appear in the paper "High precision abundances in the 16 Cyg binary system: a signature of the rocky core in the giant planet", by M. Tucci Maia, J. Meléndez and I. Ramírez, in the [Astrophysical Journal Letters](#).

---

### Contact information:

#### Media contact

Dr. Daniel Devost  
Canada-France-Hawaii Telescope  
(808) 885-3163  
[devost@cfht.hawaii.edu](mailto:devost@cfht.hawaii.edu)

#### Science contacts

Marcelo Tucci Maia  
Universidade do São Paulo  
[marcelotuccimaia@usp.br](mailto:marcelotuccimaia@usp.br)

Prof. Jorge Meléndez  
Universidade de São Paulo  
[jorge.melendez@iag.usp.br](mailto:jorge.melendez@iag.usp.br)

Dr. Ivan Ramírez  
University of Texas  
[ivan@astro.as.utexas.edu](mailto:ivan@astro.as.utexas.edu)

### News

**February 26 2016**  
Hawaii's leading observatories launch Maunakea Scholars Program.



[Read more»](#)

**February 16 2016**  
The 2016B CFHT call for proposals is now open.



[Read more»](#)

**February 08 2016**  
Spectacular tails of ionized gas found in NGC 4569.



[Read more»](#)

### Online Store



2016 Wall Calendar and Posters »



Hawaiian Starlight Film on DVD »

LETTER TO THE EDITOR

# Shallow extra mixing in solar twins inferred from Be abundances<sup>★</sup>

M. Tucci Maia<sup>1</sup>, J. Meléndez<sup>1</sup>, M. Castro<sup>2</sup>, M. Asplund<sup>3</sup>, I. Ramírez<sup>4</sup>,  
T. R. Monroe<sup>1</sup>, J. D. do Nascimento Jr.<sup>2,5</sup>, and D. Yong<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomia do IAG/USP, Universidade de São Paulo, Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, 05508-900 São Paulo, SP, Brazil  
e-mail: marcelotuccimaia@usp.br

<sup>2</sup> Departamento de Física Teórica e Experimental, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59072-970 Natal, RN, Brazil

<sup>3</sup> Research School of Astronomy and Astrophysics, The Australian National University, Cotter Road, Weston, ACT 2611, Australia

<sup>4</sup> McDonald Observatory and Department of Astronomy, University of Texas at Austin, Austin, TX 78712, USA

<sup>5</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts 02138, USA

Received 17 November 2014 / Accepted 10 March 2015

## ABSTRACT

**Context.** Lithium and beryllium are destroyed at different temperatures in stellar interiors. As such, their relative abundances offer excellent probes of the nature and extent of mixing processes within and below the convection zone.

**Aims.** We determine Be abundances for a sample of eight solar twins for which Li abundances have previously been determined. The analyzed solar twins span a very wide range of age, 0.5–8.2 Gyr, which enables us to study secular evolution of Li and Be depletion.

**Methods.** We gathered high-quality UVES/VLT spectra and obtained Be abundances by spectral synthesis of the Be II 313 nm doublet.

**Results.** The derived beryllium abundances exhibit no significant variation with age. The more fragile Li, however, exhibits a monotonically decreasing abundance with increasing age. Therefore, relatively shallow extra mixing below the convection zone is necessary to simultaneously account for the observed Li and Be behavior in the Sun and solar twins.

**Key words.** Sun: abundances – Sun: atmosphere – Sun: evolution – Sun: interior – stars: abundances – stars: interiors

## 1. Introduction

The light elements lithium and beryllium are fragile, meaning that they are destroyed at temperatures of about  $2.5 \times 10^6$  K and  $3.5 \times 10^6$  K, respectively (through  $\alpha$  and proton captures). The observed abundances of Li and Be thus provide constraints for the transport of material in stellar interiors. To decrease the Li and Be abundances, the material has to be transported to deeper and hotter regions within the star before returning to the surface. In the Sun, lithium destruction requires temperatures somewhat hotter than those achieved at the base of the convective zone according to standard models of stellar evolution. The fact that the observed photospheric Li abundance is some 150 times lower than the meteoritic value thus necessitates extra mixing below the convection zone. The mechanism (or mechanisms) for depleting the light elements is still debated. Possible processes leading to extra mixing include rotation (Pinsonneault et al. 1989), internal gravity waves (Charbonnel & Talon 2005), microscopic diffusion and gravitational settling (Michaud et al. 2004), and convective overshooting (Xiong & Deng 2007). Because beryllium destruction requires greater temperatures than Li, its abundance serves to constrain the extent of this extra mixing.

The solar photospheric Be abundance has been a source of contention. Early work suggested that Be was depleted in the solar photosphere compared to meteorites (Chmielewski et al. 1975). In solar-type stars, the Be abundances can only

be estimated through the Be II doublet at 313 nm, a spectral region difficult to analyze because of blends and uncertain atomic data. It has long been debated whether there is a substantial amount of missing UV opacity (e.g., Magain 1987; Kurucz 1992; Allende Prieto & Lambert 2000). Balachandran & Bell (1998) attempted to empirically calibrate the amount of missing continuous UV opacity by enforcing the same O abundances from the OH A-X lines near the Be doublet and the OH vibration-rotation lines in the infrared. They inferred a substantial amount of this missing opacity and also that the solar Be abundance is the same as the meteoritic value within errors, a conclusion which Asplund (2004) also reached using a more sophisticated 3D hydrodynamical model atmosphere. Without properly accounting for this additional continuous opacity, the Be abundance becomes underestimated, which leads to erroneous conclusions whether there even is a solar Be depletion; in fairness, we note, however, that Chmielewski et al. (1975) concluded that the uncertainty in their Be abundance ( $1.15 \pm 0.20$  dex) was too large to advocate any substantial Be depletion. These suspicions about substantial missing UV continuous opacity were subsequently confirmed by Bell et al. (2001) using new calculations by the Iron Project for the bound-free opacity of Fe I. More recently, Takeda et al. (2011) studied a sample of 118 solar analogs and suggested that Be depletion in the Sun could be significant.

There have been several observational studies of Be in solar-type stars (Santos et al. 2004; Boesgaard & Krugler Hollek 2009; Randich 2010; Takeda et al. 2011), but none focused on solar twins, except for the qualitative work by Takeda & Tajitsu (2009) on three solar twins. The importance of solar twins is that as they

<sup>★</sup> Based on observations obtained at the European Southern Observatory (ESO) Very Large Telescope (VLT) at Paranal Observatory, Chile (observing program 083.D-0871).

have nearly solar mass and composition (Meléndez et al. 2014b), their evolution is similar to that of the Sun. Hence, solar twins at different evolutionary stages in the main sequence can be used as proxies of the Sun at different ages. In this work, we obtain Be abundances for solar twins in a broad age range to provide constraints on Be depletion during the main sequence and thus on the extent of any extra mixing below the convection zone.

## 2. Observations and data reduction

Spectra of eight solar twins and the Sun were obtained with the UVES spectrograph on the 8.2 m UT2 Very Large Telescope at ESO Paranal, on 29–30 August 2009. We used the dichroic mode, obtaining simultaneous UV and optical coverage in two setups: i) with standard settings of 346 nm + 580 nm; ii) with the standard 346 nm and a nonstandard setting centered at 830 nm. We achieved a high signal-to-noise ratio (S/N) in the UV because the 346 nm setting (306–387 nm) was covered in both setups. The 580 nm standard setting covered the optical (480–682 nm) region, and our 830 nm setting included the red region (642–1020 nm). The UV setup was used to obtain the Be abundance, the optical setup was used to obtain the stellar parameters and Li abundances.

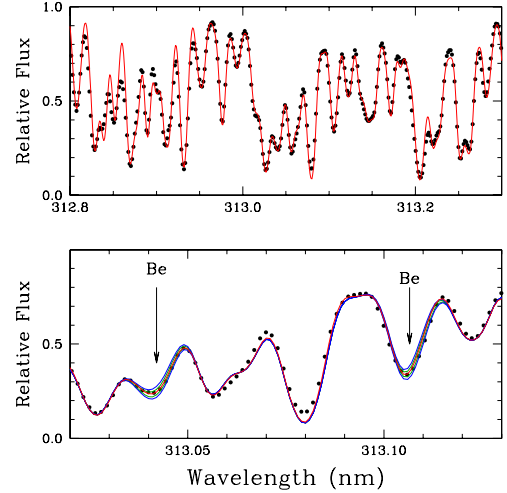
We achieved a resolving power  $R = 65\,000$  at 306–387 nm and  $R = 110\,000$  for 480–1020 nm. The solar spectrum was also obtained through the observation of the asteroid Juno with the same spectrograph setup and served as the solar reference in our differential analysis. The spectral orders were extracted and wavelength calibrated using IRAF, with additional data processing performed with IDL. The reduced spectra have  $S/N \sim 100$  and 1000 near the Be and Li lines, respectively.

There are no spectral regions free from lines in the near UV spectra of solar twins. Hence, we employed a dedicated continuum normalization technique, which is described in Ramírez et al. (2008). We took advantage of the superb continuum normalization of the solar spectrum reported by Kurucz et al. (1984), which is used as a reference. Each order of the UVES spectra was divided by its corresponding piece from the spectrum of Kurucz et al. after matching their spectral resolution, correcting for radial velocity offsets, and rebinning to a common wavelength sampling. In principle, the result should have been a smooth function corresponding to the shape of the continuum (the upper “envelope”) of the UVES spectra. However, because of the finite S/N values and instrumental differences or small defects, this envelope had to be smoothed out using a 100-pixel wide ( $\sim 0.16$  nm) median filter. The UVES data were then divided by this envelope in each order. In essence, this procedure makes the UVES spectra inherit the continuum normalization of the spectrum of Kurucz et al.

## 3. Analysis of the Be abundances

We used the doublet resonance lines of Be II at 313.0420 nm and 313.1065 nm to determine Be abundances; these are the only Be lines available for observation from the ground in solar-type stars. As the lines are in the UV region and blended by different species of atoms and molecules, the abundance determination was carried out by means of spectral synthesis.

Our initial line list was based on the list of Ashwell et al. (2005) and was checked with the list by Primas et al. (1997), which is the list used by Takeda et al. (2011). In some cases we modified the  $\log gf$ -values to achieve a good agreement with the spectrum of the Sun and of a solar analog that is



**Fig. 1.** Comparison between the observed (points) and synthetic (lines) spectra of the solar twin HIP 102152 around the Be II lines. The best fit is the central line, the other lines show changes in the Be abundance by  $\pm 0.05$  and  $\pm 0.10$  dex.

severely depleted in Be (Schirbel et al., in prep.). As the Be-poor solar analog does not show any Be lines, it was of great help to better constrain the lines blending the Be features in the Sun. We emphasize that both the Sun and the Be-depleted solar analog were observed with the same UVES setup as the solar twins and were reduced in the same way, allowing thus a reliable differential abundance analysis between the Sun and the solar twins<sup>1</sup>. In Fig. 1, we show the spectral synthesis for the solar twin HIP 102152. The weaker Be II 313.1 nm line is less blended and offers more reliable abundances. Since the stronger 313.0 nm line is heavily blended by CH and OH lines, abundances were determined for comparison, but not used in the final determination.

For the spectral synthesis we used the *synth* driver of the February 2014 version of the 1D local thermodynamical equilibrium (LTE) code MOOG (Snedden 1973), which includes continuum scattering. We adopted  $A(\text{Be}) = 1.38$  dex as the standard solar Be abundance (Asplund et al. 2009). The model atmospheres were interpolated from the ATLAS9 Kurucz’s grid (Castelli & Kurucz 2004) with the  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  and microturbulence determined by Monroe et al. (2013), Meléndez et al. (2014a), and Monroe et al. (in prep.). Asplund (2005) and Takeda & Tajitsu (2009) concluded that the Be II lines are insensitive to non-LTE effects in the Sun. Considering the similarity in stellar parameters among the solar twins and the differential nature of the analysis, any differential non-LTE corrections would probably be vanishingly small (e.g., Meléndez et al. 2012), hence no corrections were applied.

To determine the macroturbulence line broadening, we first analyzed the line profiles of the Fe I 602.7050 nm, 609.3644 nm, 615.1618 nm, 616.5360 nm, 670.5102 nm and Ni I 676.7772 nm lines in the Sun; the syntheses also included a rotational broadening of  $v \sin i = 1.9 \text{ km s}^{-1}$  (Bruning 1984; Saar & Osten 1997), and the instrumental broadening. The macroturbulent

<sup>1</sup> Our modified  $\log gf$ -values of the Be II lines are 0.6 dex lower than those recommended by Fuhr & Wiese (2010), but we emphasize that our values are only valid for our internal differential analysis. In other words, they are only valid when using our set of reduced UVES spectra, the 2014 version of MOOG, the set of solar abundances of Asplund et al. (2009), and the adopted blends for the Be II region. Moreover, our Be abundances are differential relative to the solar Be abundance of Asplund et al. (2009).



**Table 1.** Be abundances and errors for the eight solar twins and the Sun, together with the inferred macroturbulence,  $v \sin i$ , and ages of the stars.

Star	$V_{\text{macro}}/v \sin i$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	A(Be) (dex)	Param <sup>a</sup> /obs <sup>b</sup> /total <sup>c</sup> (dex)	Age (Gyr)
HD 20630	3.5/4.2	1.44	0.03/0.03/0.04	$0.5^{+0.2}_{-0.2}$
HD 202628	3.7/2.4	1.51	0.01/0.04/0.04	$0.9^{+0.5}_{-0.5}$
HIP 30502	3.5/1.6	1.43	0.01/0.03/0.03	$6.0^{+0.5}_{-0.4}$
HIP 73815	3.6/1.7	1.49	0.01/0.03/0.03	$6.8^{+0.3}_{-0.3}$
HIP 77883	3.4/1.8	1.42	0.01/0.02/0.02	$7.5^{+0.3}_{-0.3}$
HIP 89650	3.8/1.7	1.47	0.01/0.02/0.02	$4.2^{+0.3}_{-0.5}$
18Sco	3.7/2.0	1.52	0.01/0.03/0.03	$2.9^{+1.1}_{-1.0}$
HIP 102152	3.5/1.8	1.41	0.01/0.04/0.04	$8.2^{+0.3}_{-0.5}$
Sun	3.6/1.9	1.38	0.00/0.01/0.01	4.6

**Notes.** (a) Errors due to stellar parameters. (b) Observational errors. (c) Quadric sum of the observational and systematic errors.

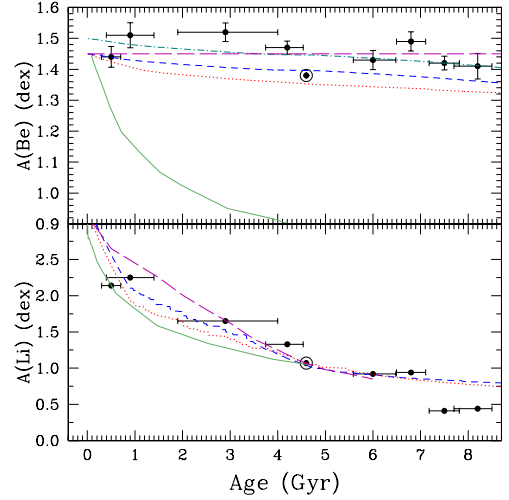
velocity found for the Sun is  $V_{\text{macro},\odot} = 3.6 \text{ km s}^{-1}$ . For the solar twins, we estimate the macroturbulence following Meléndez et al. (2012; average of Eqs. (E.2) and (E.3)):  $V_{\text{macro},\text{star}} = V_{\text{macro},\odot} + (T_{\text{eff}} - 5777)/486$ .

With the macroturbulence fixed,  $v \sin i$  was estimated for the solar twins sample by fitting the profiles of the six lines mentioned above, also including the instrumental broadening. Finally, the best-fitting Be abundances were estimated using a  $\chi^2$ -procedure. The estimated macroturbulence,  $v \sin i$  and Be abundances for the entire sample can be found in Table 1.

We estimated the errors considering both observational and systematic uncertainties. The observational errors are due to uncertainties of the continuum placement and S/N (the synthetic spectra were shifted vertically within the allowed noise of the observed spectrum; the abundance variation due to this shift was adopted as the observational error). For the systematic errors we considered the errors in the stellar parameters. Both observational and systematic errors were added in quadrature.

Thanks to the high internal precision of the atmospheric parameters derived in our solar twin stars, we were able to employ standard isochrone techniques to measure reliable relative ages for these objects. We adopted the ages previously derived by our group (Monroe et al. 2013, 2015; Meléndez et al. 2014a) using the algorithm described in Ramírez et al. (Ramírez et al. 2013, 2014), which computes the age probability distribution function by comparing the location of the star on the  $T_{\text{eff}}, \log g, [\text{Fe}/\text{H}]$  parameter space with the values predicted by theory. For the two youngest stars, we also used other age indicators, as described in Monroe et al. (2015). In short, we adopted a rotational age ( $0.5 \pm 0.2$  Gyr) for HD 20630, which excellently agrees with Ribas et al. (2010), who obtained  $0.6 \pm 0.2$  Gyr using different indicators. For HD 202826 a rotation period is not available to estimate its age, hence we used its chromospheric activity, X-ray luminosity, and isochrones. From the isochrones we derive an average mass for the sample stars of  $1.01 \pm 0.03 M_{\odot}$ , that is, solar within the errors, reinforcing thus the use of solar twins as proxies of the Sun at different ages. The estimated ages are given in Table 1<sup>2</sup>.

<sup>2</sup> Note that our ages are differential and that our errors are only internal. We caution that the ages may turn out to be slightly older or younger depending on the choice of isochrones, making the age range covered by the sample slightly wider or narrower, but the relative ages are reasonably well constrained, as shown for example in Fig. 5 of Meléndez et al. (2014a), where the relative ages between the Sun and the solar twin 18 Sco are consistent for two different sets of isochrones.



**Fig. 2.** Be (top) and Li (bottom) abundances vs. age. For the models of Be depletion, we adopt an initial meteoritic  $A(\text{Be}) = 1.45$  dex, which is based on the value by Lodders (2003; 1.41 dex), plus the 0.04 dex gravitational settling effect over 4.5 Gyr. The models of Li depletion were normalized to the solar Li abundance. The green solid lines are the models by Pinsonneault et al. (1989), the red dotted lines represent the models by do Nascimento et al. (2009), the blue dashed lines are the modified models of do Nascimento et al. (2009; see text), and the purple long-dashed lines are predictions of Be depletion by Xiong & Deng (2007) and Li depletion by Xiong & Deng (2009). The teal dotted-dashed line (top panel) is the same Be depletion model of do Nascimento et al. (2009) shown by the red dotted lines, but with a higher initial  $A(\text{Be}) = 1.50$  dex (rather than  $A(\text{Be}) = 1.45$  dex). The additional 0.05 dex is to compensate for the refractory depletion of Be in the Sun (see text).

#### 4. Discussion

Figure 2 (top panel) shows the measured Be abundances in our solar twins as a function of stellar age. The scatter in the Be content is very small: 0.04 dex. This is significantly less than in previous studies; for example, Takeda et al. (2011) analyzed Be in a large sample of solar analogs and found a dispersion of 0.2 dex. A linear fit to our data using the error bars in both age and Be abundances gives a slope of  $-8.09 \times 10^{-3} \pm 4.17 \times 10^{-3}$  dex/Gyr, which is a shallow trend at best. For comparison, we show in the bottom panel the corresponding non-LTE Li abundances for the same sample stars (Monroe et al. 2015). A fit to the Li data gives a slope of  $-0.23 \pm 0.01$  dex/Gyr. Clearly, there is a steep Li depletion, but the mixing processes responsible for the destruction of lithium must be relatively shallow and cannot transport material to deeper regions where significant Be destruction can occur.

In standard evolution models of the Sun, the depletion of the light elements Be and Li is expected to occur only below the convective zone and thus the surface abundances should remain unchanged, obviously in contrast to the observational evidence in the case of Li. Only for less massive stars do standard stellar models predict significant Be depletion as a result of the deeper convective zone (Santos et al. 2004). Owing to the monotonically increasing Li depletion with age (Monroe et al. 2013), most Li destruction occurs on secular timescales during the main sequence. Since standard models cannot predict this behavior, there must be extra mixing below the convection zone that brings material down to sufficiently large depths and temperatures, and then back into the convection zone. In Fig. 2, four different predictions for Be and Li depletion are compared. The model by Pinsonneault et al. (1989) considers rotationally induced mixing

and depletes Li reasonably well, but depletes far too much Be (green solid line). The model of [do Nascimento et al. \(2009\)](#) includes extra mixing due to diffusion (including gravitational settling) and rotation. It reproduces Li in solar twins well, but Be depletion is somewhat larger than observed (red dotted lines). We have modified this model to calibrate the amount of meridional circulation, achieving a steep and a shallow Li and Be depletion, respectively (blue dashed lines). The new model has meridional circulation with a lower efficiency, hence destroying less Be and Li, and we increased the turbulent diffusion coefficient of the tachocline below the convective zone to destroy more Li (without affecting Be). Finally, the models of [Xiong & Deng \(2007, 2009\)](#) incorporate convective overshoot as well as gravitational settling. They reproduce the Li depletion with age but do not deplete Be (purple long-dashed line), unlike the observations, which seems to suggest a shallow depletion of Be.

The initial (zero-age) Be abundance for the model predictions assumes them to be equal to the meteoritic values. For the meteoritic abundance, [Lodders \(2003\)](#) recommended  $A(\text{Be}) = 1.41 \pm 0.08$  dex, which was subsequently revised to  $A(\text{Be}) = 1.32 \pm 0.03$  dex by [Lodders et al. \(2009\)](#). These are indirect measurements, however, because Be is difficult to measure in carbonaceous chondrites of type CI, which are the least modified meteorites and thus the preferred choice when inferring the primordial solar system abundances. Instead, the meteoritic value was estimated from the relative abundances of refractory elements in CM and CV chondrites in which Be has been measured in a couple of cases. The relatively large uncertainty for Be for being meteorites reflects this indirect procedure.

Since the absolute abundance scales for meteorites are set by enforcing that the photospheric and meteoritic Si abundances are equal ([Asplund 2000](#); [Asplund et al. 2009](#)) and all elements heavier than hydrogen have experienced gravitational settling in the Sun over the past 4.5 Gyr (see discussion in [Asplund et al. 2009](#)), a more appropriate initial Be value for these model predictions would thus be 0.04 dex higher than the abundances recommended by [Lodders \(2003\)](#) and [Lodders et al. \(2009\)](#). Our solar twins data would seem to suggest that the higher meteoritic Be abundance (1.41 dex) is more appropriate. We thus added 0.04 dex to this value, adopting  $A(\text{Be}) = 1.45$  dex as the initial Be abundance in Fig. 2. The Sun may be slightly less abundant in Be by  $\sim 0.05$  dex for its age compared with other similar solar twins (Fig. 2), but a larger number of solar twins would be required to confirm this impression. Perhaps the somewhat lower solar Be abundance could arise simply because the Sun is poor in refractories ([Meléndez et al. 2009](#)); Be has a condensation temperature of  $T_{\text{cond}} = 1452$  K ([Lodders 2003](#)), which means that it is a refractory element. The Sun is probably deficient in refractories as a result of the formation of rocky planets in the solar system ([Meléndez et al. 2009](#)). For its  $T_{\text{cond}}$ , we estimate that Be should be depleted in  $\sim 0.05$  dex in the Sun. Interestingly, if we consider an initial  $A(\text{Be}) = 1.5$  dex owing to the refractory depletion of Be, the modified model by [do Nascimento et al. \(2009\)](#) reproduces the Be abundances of most solar twins well (dotted-dashed line in Fig. 2).

Recently, [Adibekyan et al. \(2014\)](#) suggested that the depletion of refractory elements in the Sun relative to solar twins could be an age effect. If this interpretation is correct, and because Be is a refractory element, we should have found that beryllium in solar twins older than the Sun (4.6 Gyr) is depleted relative to the Sun, because [Adibekyan et al. \(2014\)](#) analyzed their solar analogs relative to the Sun. However, this is not what we observe in Fig. 2. Thus, our results seem to be in conflict with the interpretation by [Adibekyan et al. \(2014\)](#).

## 5. Conclusions

We presented the first detailed study of beryllium abundances in solar twins covering a broad range of ages (0.5–8.2 Gyr). Our analysis revealed that the Be abundance is relatively constant with age, with a scatter of only 0.04 dex and a weak, if any, trend with age. This is in contrast to the large observed depletion of Li with age ([Baumann et al. 2010](#); [Monroe et al. 2013](#); [Meléndez et al. 2014b](#)), showing that the transport mechanisms are deep enough to reach the region where Li is burned, but not deep enough to reach the higher temperatures needed to burn Be. Our Li and Be results provide stringent constraints on stellar models and nonstandard mixing processes beyond treating convection through the mixing length theory.

*Acknowledgements.* We thank Johanna F. Jarvis for sharing her Be line list. M.T.M. thanks for support by CNPq (142437/2014-0). J.M. thanks for support by FAPESP (2012/24392-2). M.A. and D.Y. acknowledge financial support from the Australian Research Council (grant DP120100991).

## References

- Adibekyan, V. Z., González Hernández, J. I., Delgado Mena, E., et al. 2014, *A&A*, **564**, L15
- Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 2000, *AJ*, **119**, 2445
- Asplund, M. 2000, *A&A*, **359**, 755
- Asplund, M. 2004, *A&A*, **417**, 769
- Asplund, M. 2005, *ARA&A*, **43**, 481
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, **47**, 481
- Ashwell, J. F., Jeffries, R. D., Smalley, B., et al. 2005, *MNRAS*, **363**, L81
- Balachandran, S. C., & Bell, R. A. 1998, *Nature*, **392**, 791
- Baumann, P., Ramírez, I., Meléndez, J., Asplund, M., & Lind, K. 2010, *A&A*, **519**, A87
- Bell, R. A., Balachandran, S. C., & Bautista, M. 2001, *ApJ*, **546**, L65
- Boesgaard, A. M., & Krugler Hollek, J. 2009, *ApJ*, **691**, 1412
- Bruning, D. H. 1984, *ApJ*, **281**, 830
- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004 [[arXiv:astro-ph/0405087](#)]
- Charbonnel, C., & Talon, S. 2005, *Science*, **309**, 2189
- Chmielewski, Y., Brault, J. W., & Mueller, E. A. 1975, *A&A*, **42**, 37
- do Nascimento, J. D., Jr., Castro, M., Meléndez, J., et al. 2009, *A&A*, **501**, 687
- Fuhr, J. R., & Wiese, W. L. 2010, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **39**, 013101
- Kurucz, R. L. 1992, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **23**, 181
- Kurucz, R. L., Furenlid, I., Brault, J., & Testerman, L. 1984, National Solar Observatory Atlas, Sunspot (New Mexico: National Solar Observatory)
- Lodders, K. 2003, *ApJ*, **591**, 1220
- Lodders, K., Palme, H., & Gail, H.-P. 2009, *Landolt Börnstein*, **44**
- Magain, P. 1987, *A&A*, **181**, 32
- Meléndez, J., Asplund, M., Gustafsson, B., & Yong, D. 2009, *ApJ*, **704**, L66
- Meléndez, J., Bergemann, M., Cohen, J. G., et al. 2012, *A&A*, **543**, A29
- Meléndez, J., Ramírez, I., Karakas, A. I., et al. 2014a, *ApJ*, **791**, 14
- Meléndez, J., Schirbel, L., Monroe, T. R., et al. 2014b, *A&A*, **567**, L3
- Michaud, G., Richard, O., Richer, J., & Vandenberg, D. A. 2004, *ApJ*, **606**, 452
- Monroe, T. R., Meléndez, J., Ramírez, I., et al. 2013, *ApJ*, **774**, L32
- Pinsonneault, M. H., Kawaler, S. D., Sofia, S., & Demarque, P. 1989, *ApJ*, **338**, 424
- Primas, F., Duncan, D. K., Pinsonneault, M. H., Deliyannis, C. P., & Thorburn, J. A. 1997, *ApJ*, **480**, 784
- Ramírez, I., Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 2008, *A&A*, **492**, 841
- Ramírez, I., Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 2013, *ApJ*, **764**, 78
- Ramírez, I., Meléndez, J., Bean, J., et al. 2014, *A&A*, **572**, A48
- Randich, S. 2010, *IAU Symp.*, **268**, 275
- Ribas, I., Porto de Mello, G. F., Ferreira, L. D., et al. 2010, *ApJ*, **714**, 384
- Saar, S. H., & Osten, R. A. 1997, *MNRAS*, **284**, 803
- Santos, N. C., Israelian, G., Randich, S., García López, R. J., & Rebolo, R. 2004, *A&A*, **425**, 1013
- Snedden, C. A. 1973, Ph.D. Thesis (University of Texas)
- Takeda, Y., & Tajitsu, A. 2009, *PASJ*, **61**, 471
- Takeda, Y., Tajitsu, A., Honda, S., et al. 2011, *PASJ*, **63**, 697
- Xiong, D.-R., & Deng, L.-C. 2007, *Chin. Astron. Astrophys.*, **31**, 244
- Xiong, D. R., & Deng, L. 2009, *MNRAS*, **395**, 2013

# The Solar Twin Planet Search

## III. The [Y/Mg] clock: estimating stellar ages of solar type stars<sup>\*</sup>

M. Tucci Maia<sup>1</sup>, I. Ramírez<sup>2</sup>, J. Meléndez<sup>1</sup>, M. Bedell<sup>3</sup>, J. L. Bean<sup>3</sup>, and M. Asplund<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Universidade de São Paulo, Departamento de Astronomia do IAG/USP, Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, 05508-900 São Paulo, SP, Brazil. e-mail: marcelotuccimaia@usp.br

<sup>2</sup> University of Texas, McDonald Observatory and Department of Astronomy at Austin, USA

<sup>3</sup> University of Chicago, Department of Astronomy and Astrophysics, USA

<sup>4</sup> The Australian National University, Research School of Astronomy and Astrophysics, Cotter Road, Weston, ACT 2611, Australia

Received ... 2015; accepted ...

### ABSTRACT

**Context.** Solar twins are stars with similar stellar (surface) parameters to the Sun which can have a wide range of ages. This gives us the opportunity to analyze the variation of their chemical abundances with age. Nissen (2015) suggested recently that the abundances of the s-process element Y and the  $\alpha$ -element Mg could be used to estimate stellar ages.

**Aims.** To determine with high precision Y, Mg and Fe abundances for a sample of 88 solar twins spanning a broad age range (0.3 – 10.0 Gyr) and investigate their use to estimate ages.

**Methods.** We obtained high-quality MIKE Magellan spectra and determined Y and Mg abundances using equivalent widths and a line-by-line differential method within a 1D LTE framework. Stellar parameters and iron abundances were measured in Paper I of this series for all stars, but a few (3) required a small revision.

**Results.** The [Y/Mg] ratio shows a strong correlation with age. It has a slope of  $-0.042 \pm 0.001$  dex/Gyr and a significance of  $42 \sigma$ . This is in excellent agreement with the relation first proposed by Nissen (2015). We have found some outliers which turned out to be binaries where mass transfer may have enhanced the yttrium abundance. Given a precise measurement of [Y/Mg] with typical error of 0.02 dex in solar twins, our formula can be used to determine a stellar age with  $\sim 0.8$  Gyr precision in the 0 to 10 Gyr range.

**Key words.** Stars: abundance – evolution – Galaxy: evolution

## 1. Introduction

Solar twins are stars that have spectra very similar to the Sun, with stellar (surface) parameters (temperature, surface gravity, metallicity) around the solar values ( $T_{\text{eff}}$  within  $\pm 100$  K,  $\log g$  and [Fe/H] within  $\pm 0.1$  dex, as arbitrarily defined in (Ramírez et al. 2014))<sup>1</sup>. As they have about  $1 M_{\odot}$  and roughly solar chemical composition, they follow a similar evolutionary path as the Sun, from the zero age main sequence to the end of their lives. The highly precise atmospheric parameters that one can derive for these objects allows a reliable determination of their ages using the traditional isochrone method (Ramírez et al. 2014; Nissen 2015). Thus, we can take advantage of this very special group of stars to better understand the nucleosynthesis of s- and r-elements throughout the Galaxy (e.g. Mashonkina & Gehren 2000; Battistini & Bensby 2015).

Another important potential application of the heavy elements is their use for age dating. By investigating the abundances of several elements using high precision differential abundances for a sample of 21 solar twins, Nissen (2015) found a very tight correlation of [Y/Mg] as a function of stellar age. There are also

previous studies at standard precision indicating a correlation between the s-process elements, like Ba and Y, with stellar age (Mashonkina & Gehren 2000; Bensby et al. 2005; D’Orazi et al. 2009). More recently, Maiorca et al. (2011) reinforced the above results using open clusters in a broad age range.

The aim of this work is to analyze the abundances of the heavy element yttrium and the  $\alpha$ -element magnesium in a sample of 88 solar twins with ages covering 0.3 Gyr to 10.0 Gyr, having thus important implications for astronomy, such as for dating exoplanet host stars, studying stellar evolution effects, Galactic chemical evolution and different studies of stellar populations.

## 2. Data and Analysis

### 2.1. Observations and data reduction

The observations for the 88 stars of our sample of solar twins were carried out with the MIKE spectrograph (Bernstein et al. 2003) on the 6.5m Clay Magellan Telescope at Las Campanas Observatory on 5 runs between January 2011 and May 2012. We refer the reader to Ramírez et al. (2014) for a more detailed description of our sample, the observations and data reduction.

The same instrumental setup was employed for all stars, achieving a S/N ratio of at least 400 around 600 nm. The resolving power is  $R = 83000$  in the blue and  $R = 65000$  in the red. The spectra of the Sun, which served as reference for the differential analysis, were obtained through observation of the aster-

<sup>\*</sup> Based on observations obtained at the Clay Magellan Telescopes at Las Campanas Observatory, Chile and at the 3.6m Telescope at the La Silla ESO Observatory, Chile (program ID 188.C-0265).

<sup>1</sup> Notice that some stars in Ramírez et al. (2014) fall slightly outside the solar twin definition. They are also included in this work because they are close enough to the Sun for a high-precision abundance analysis.

oids Iris and Vesta using the same instrumentation setup<sup>2</sup>. The orders were extracted with the CarnegiePython MIKE pipeline<sup>3</sup>, and Doppler correction and continuum normalization was performed with IRAF.

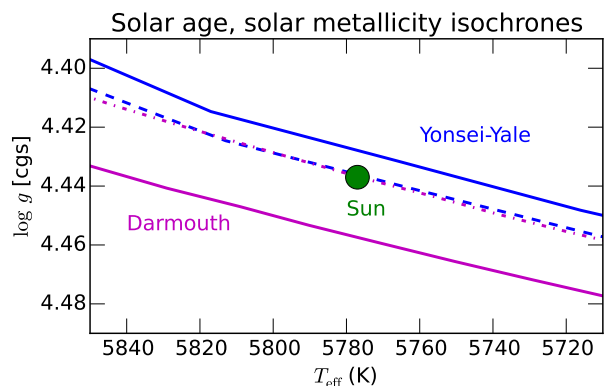
## 2.2. Stellar parameters

Stellar parameters were obtained by Ramírez et al. (2014) through differential excitation and ionization equilibrium using the abundances of FeI and FeII, with the Sun as reference. The abundances were determined using the line-by-line differential method, employing EW that were measured by hand with the task *splot* in IRAF. The Fe abundances and stellar parameters from Ramírez et al. (2014), were determined with the 2014 version of the LTE code MOOG (Snedden 1973), adopting the MARCS grid of 1D-LTE model atmospheres (Gustafsson et al. 2008). The Y and Mg abundances were determined with the Kurucz ODFNEW model atmospheres (Castelli & Kurucz 2004), which were created using the stellar parameters previously obtained by Ramírez et al. (2014)<sup>4</sup>.

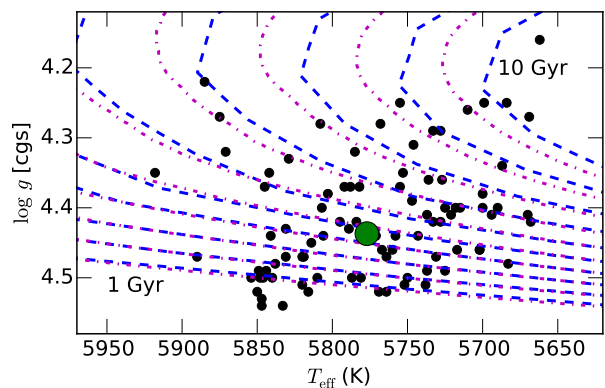
We also employed the recently introduced python  $q^2$  code<sup>5</sup> (Ramírez et al. 2014), which makes the abundance determination and analysis considerably more efficient, by calling MOOG drivers and performing the line-by-line analysis, including corrections by hyperfine structure (HFS) and also computing the associated errors. Both observational and systematic uncertainties were considered. Observational errors are due to uncertainties in the measurements (standard error) while the systematic errors are uncertainties coming from the stellar parameters, as described in Ramírez et al. (2015). Observational and systematic errors were added in quadrature.

The age and mass for the sample were determined using Yonsei-Yale isochrones (Yi et al. 2001), as described in Ramírez et al. (2013, 2014). This method provides good relative ages, due to the high precision of the atmospheric parameters, by comparing the location of the star on the  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  parameter space, with the values predicted by the isochrones, computing mass and age probability distribution functions. As shown below, these ages can also be made accurate (i.e., almost insensitive to the choice of models) by forcing different isochrone sets to reproduce exactly the solar parameters.

Figure 1 shows the location of the Sun in the  $T_{\text{eff}}-\log g$  plane along with 4.6 Gyr Yonsei-Yale (YY) and 4.5 Gyr Darmouth (DM) isochrones (Dotter et al. 2008). These ages are the closest to solar age found in each grid. Solid lines represent the isochrones of solar composition in each case. Clearly, they do not exactly pass through the solar location, but a minor shift of the  $[\text{Fe}/\text{H}]$  of the isochrone sets by  $-0.04$  in the case of YY (dashed line) and  $+0.08$  for DM (dot-dashed line) brings these isochrones to excellent agreement with the solar parameters at the well-known solar age (e.g., Sackmann et al. 1993). We ap-



**Fig. 1.** The 4.6 Gyr Yonsei-Yale (dashed line) and 4.5 Gyr Darmouth (dot-dashed line) isochrones shifted in  $[\text{Fe}/\text{H}]$  by  $-0.04$  dex and  $+0.08$  dex, respectively. Note the agreement after the change.



**Fig. 2.** Distribution of our sample with the 1 to 10 Gyr Yonsei-Yale (dashed lines) and Darmouth (dot-dashed lines) isochrones.

plied these offsets to both isochrone grids before using them to determine stellar parameters.<sup>6</sup>

As shown in Figure 2, our solar twin data set spans a narrow range of  $T_{\text{eff}}$  and  $\log g$ , but that is enough to cover the very wide range of ages from 0 to 10 Gyr. YY (dashed lines) and DM (dot-dashed lines) isochrones are also shown in this plot. These isochrones have  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.04$  for Yonsei-Yale and  $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.08$  for DM, which, as explained above, pass through the solar location at solar age. Note the excellent agreement between these two sets of isochrones for ages younger than 6 Gyr. For older stars, the DM isochrones are shifted to somewhat higher effective temperatures, which implies that the ages inferred from them will be somewhat older compared to those obtained from the Yonsei-Yale set.

<sup>2</sup> In this work we only use the light reflected on Iris as our reference spectrum for the differential analysis.

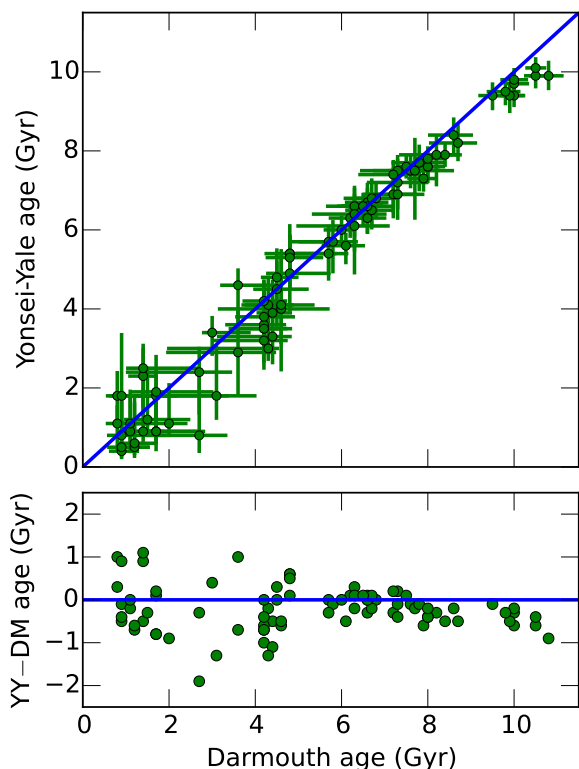
<sup>3</sup> <http://code.obs.carnegiescience.edu/mike>

<sup>4</sup> Notice that Ramírez et al. (2014) obtained the stellar parameters using MARCS model atmospheres. However, the exact grid of model atmospheres is irrelevant for differential abundances (Ramírez et al. 2015; Meléndez et al. 2012).

<sup>5</sup> <https://github.com/astroChasqui/q2>; there is a tutorial available on that site, where the reader can find detailed information on the capabilities of this code.

<sup>6</sup> in R14, the  $-0.04$  dex offset in the YY isochrone  $[\text{Fe}/\text{H}]$  values was applied after selecting the isochrone points to use in the probability density (PD) calculations. This led to a very minor offset ( $-0.1 \pm 0.2$  Gyr) in the ages derived with respect to the more precise case where the isochrone  $[\text{Fe}/\text{H}]$  values are all shifted before selecting the points to use in the PD computation. This minor change makes the ages reported in R14 slightly different from those employed in this work, but these small differences do not affect the results presented in this paper in any significant way.





**Fig. 3.** On the upper panel there is a comparison of ages estimated by Yonsei-Yale and Darmouth isochrones for our solar twin sample. The lower panel shows the differences between the YY and DM isochronal ages.

Indeed, Figure 2.2 compares the YY and DM isochrone ages derived for our solar twin stars. On average, the mean difference of most probable ages (DM–YY) is  $+0.2 \pm 0.5$  Gyr, which would suggest good agreement within the errors. However, there is a clear systematic offset at older ages, albeit small, of  $+0.4 \pm 0.2$  Gyr.

If the [Fe/H] offsets to the isochrones are not applied, the YY and DM isochrones are systematically off by 1 Gyr at solar age and up to 2 Gyr for the oldest stars. On the other hand, when these corrections are applied to the isochrones, the anchor point are the solar parameters, which give us relative accurate ages. Notice that for the pair of old solar twins 16 Cyg our method gives an age of  $7.1^{+0.18}_{-0.35}$  Gyr (from the combined age probability distributions; Ramírez et al. (2011)), in excellent agreement with the seismic ages recently determined for this pair (average of  $7.0 \pm 0.1$  Gyr; van Saders et al. (2016)).

Even though the typical error for both isochronal ages set is  $\sim 0.6$  Gyr, we decided to use the YY grid instead of DM because the former has a more consistent sampling of the isochrones, which makes the age determination less likely to suffer from statistical biases.

The stellar parameters and [Fe/H] abundances for most of our sample stars, were determined in our previous work (Ramírez et al. 2014), except for HIP 108158, HIP 55409, HIP 72043 and HIP 68468. As these stars were outliers in the [Y/Mg]

**Table 1.** Revised parameters for HIP 108158, HIP 55409 and HIP 68468.

Star HIP	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$ (dex)	[Fe/H] (dex)	Mass ( $M_{\odot}$ )	Age (Gyr)
108158	$5688 \pm 6$	$4.29 \pm 0.02$	$0.067 \pm 0.008$	$0.99^{+0.01}_{-0.98}$	$9.0^{+0.4}_{-3.4}$
55409	$5712 \pm 6$	$4.41 \pm 0.02$	$-0.060 \pm 0.006$	$0.96^{+0.97}_{-0.95}$	$6.9^{+0.7}_{-0.7}$
68468	$5857 \pm 8$	$4.32 \pm 0.02$	$0.065 \pm 0.007$	$1.05^{+1.06}_{-1.04}$	$5.9^{+0.4}_{-0.4}$

versus age plot (there are other outliers but they could be explained due to binarity), we decided to verify their parameters by remeasuring the EW of FeI and FeII lines for those stars (the reanalysis of HIP 68468 is presented in Meléndez et al. (2016)). For HIP 72043 we didn't find any difference, meaning that it is a true outlier in the [Y/Mg]-age plane; for the other three stars, their parameters were revised (Table 1).

We also updated the ages for HIP 109110 and HIP 29525, two young solar twins, for which more precise ages determined through rotational periods, are available in Baumann et al. (2010)<sup>7</sup>. According to Barnes (2007) the errors from gyrochronology is 15% in the age of solar analogs, which is significantly better than to what is found in Ramírez et al. (2014), that is about 40-70% for these two young stars (isochrone ages have larger error bars at younger age, as seen in Figure 2.2). Notice also that for those two stars the rotational ages agree better with the [Y/Mg] ages.

### 2.3. Abundance analysis

Yttrium abundances were obtained using the 485.48nm, 520.04nm and 540.27nm YII lines and corrected for HFS adopting the HFS data from Meléndez et al. (2012).

For magnesium we used the 454.11nm, 473.00nm, 571.11nm, 631.87nm and 631.92nm lines, taking extra attention for the latter two lines due to the influence of telluric features in this region, as shown in Fig. 4. Notice that the separation between these telluric lines is  $0.74 \text{ \AA}$  and their line ratio is 1.05.

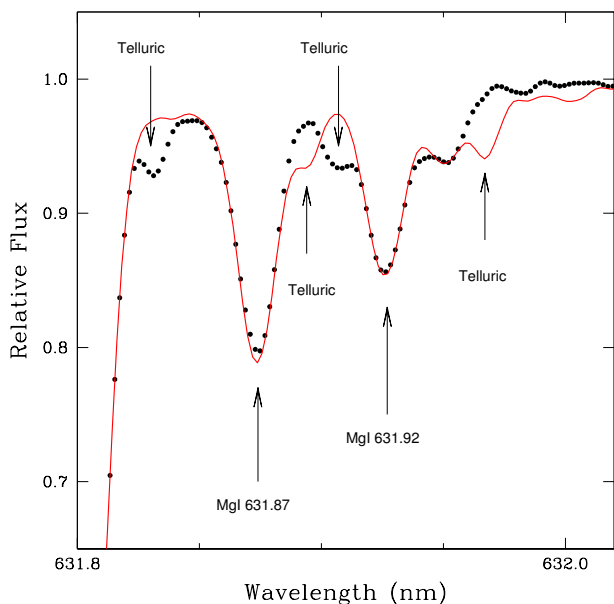
Once the initial set of differential abundances was obtained, we verified the presence of outliers, and when present, the EW of those lines were verified and  $q^2$  was executed again.

## 3. Results and discussions

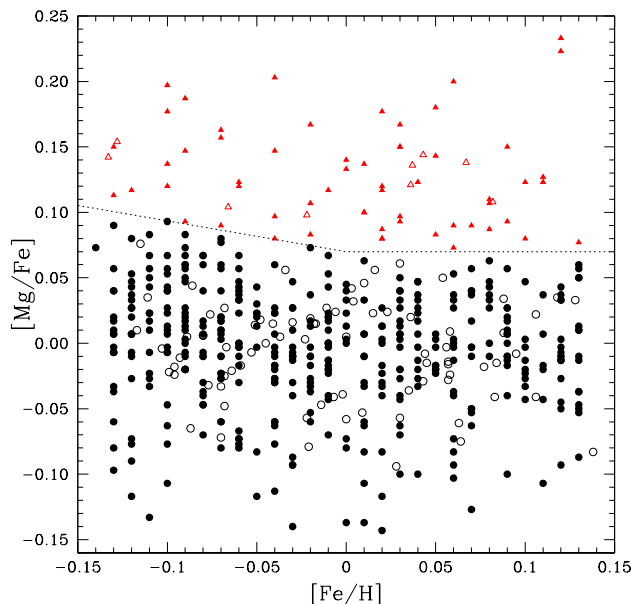
As shown in Fig. 5 there is a clear correlation between both [Y/Fe] and [Mg/Fe], and stellar age, for the sample of 88 stars, confirming the result found by Nissen (2015) based on a smaller sample. The behavior of yttrium is due to the increasing contribution of s-process elements from low and intermediate mass AGB stars, that most efficiently produce Y (Fishlock et al. 2014; Karakas & Lattanzio 2014) and which slowly became more important with time (Travaglio et al. 2004; Nissen 2015).

On the other hand, the correlation of [Mg/Fe] with age is an effect of the increasing number of Type Ia SNe in comparison to the number of Type II SNe as discussed by Kobayashi et al. (2006). This is because Type II SNe produces mainly  $\alpha$ -elements (O, Mg, Si, S, Ca, and Ti), enhancing the interstellar medium with these species in the early Galaxy, while Type Ia SNe produce yields with high Fe/ $\alpha$  ratio. Complementary to

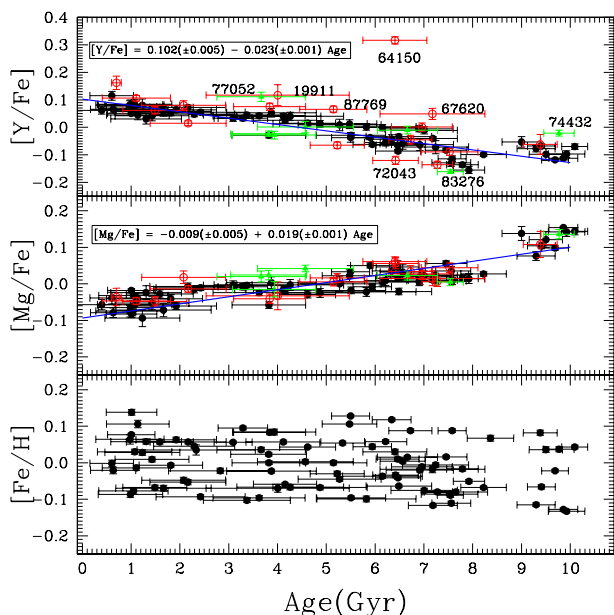
<sup>7</sup> Notice that HIP 109110 is not used in the linear fit because it was identified as a spectroscopic binary. For HIP 29525, even if we adopt the more uncertain isochronal age the linear fit is not changed because of the large error bar in age for this star.



**Fig. 4.** Mg I lines around 631.9 nm and telluric lines in this region for HIP 64713 (black dots) and HIP 89650 (red line). Care must be taken when measuring these Mg I lines.



**Fig. 6.** [Mg/Fe] vs. [Fe/H] plot of the data from Adibekyan et al. (2012) (filled symbols) matching the [Fe/H] range from our work (empty points). The circles represents the thin disk stars and the triangles the h&mmr stars.



**Fig. 5.** [Y/Fe] (upper panel), [Mg/Fe] (middle panel) and [Fe/H] (lower panel) as function of age. The red open circles are spectroscopic binary stars and the green triangles are visual binaries. [Fe/H] vs. age do not show any correlation with age. We also present the linear fit for [Y/Fe] and [Mg/Fe] versus age.

this, we show with the [Fe/H] vs. age plot that there is no age-metallicity correlation for the stars in our data, independently of its population (Fig. 5).

In Fig. 5 there is a gap around 8.5 Gyrs that could be important to distinguish different populations. This gap in the [Mg/Fe] vs. age plot was used to identify 10 stars displaying a high- $\alpha$

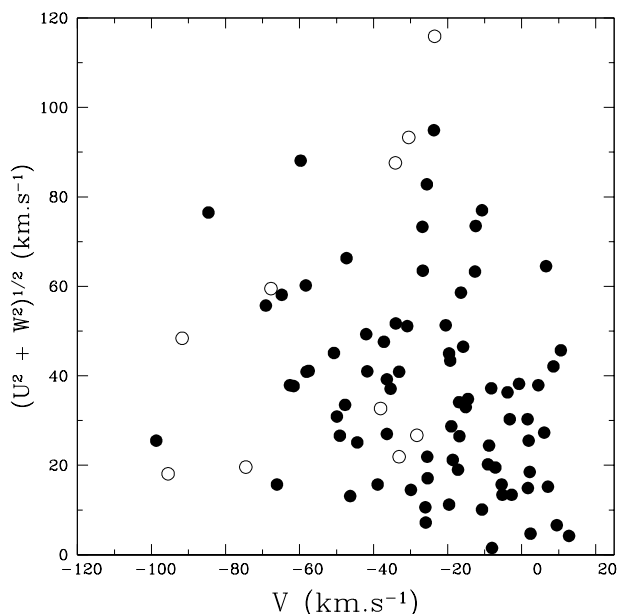
abundance that according to Haywood et al. (2013) may belong to the thick disk population. On the other hand, Adibekyan et al. (2011) classify these high- $\alpha$  metal-rich stars (h&mmr) as been a different population of stars, not belonging to neither the thin nor the thick disks stars and might have migrate from the inner parts of the Galaxy (Adibekyan et al. 2013). However the detailed study of these stars by Haywood et al. (2013) indicates that they may have formed at the end of the thick disk.

Using the Adibekyan et al. (2013) criteria, nine stars from our sample are h&mmr (Fig. 6)<sup>8</sup>. With this method we identify the same h&mmr stars as we did using the [Mg/Fe] vs. age plot (Fig. 5), with exception of HIP 109821. Adopting a binomial distribution (e.g., Bevington 1969, Chapter 3). the occurrence of h&mmr in our sample is 10/88 (11.4 $\pm$ 3.4%) which is consistent with the 3/21 (14.3 $\pm$ 7.6%) from Nissen (2015) and 60/413 (14.5 $\pm$ 1.7%) from Adibekyan et al. (2012), using the same metallicity range of our sample.

We also show the Toomre diagram for the sample (Fig. 7) highlighting the h&mmr stars (open circles). The h&mmr group does not seem to be particularly separated from the rest of the group, and its kinematic properties are in agreement with the findings by (Adibekyan et al. 2011, 2013), as well as Bensby et al. (2014).

The red open circles on the [Y/Fe] and [Mg/Fe] plots (and in Fig. 9) are binaries, pinpointed through radial velocity changes. The majority of the stars from our MIKE sample overlaps with our HARPS Large Program (Ramírez et al. 2014), in which we search for exoplanets in a sample of about 60 solar twins using the HARPS spectrograph (Mayor et al. 2003). Thanks to the radial velocity data of our sample (and previous works), we identified some binary or multiple system stars (red open circles),

<sup>8</sup> Using data from Adibekyan et al. (2012), that matches the range of metallicities of our sample (-0.140 to 0.140 dex). Notice that we use [Mg/Fe] rather than [ $\alpha$ /Fe] (which is the average of Mg, Si and Ti).



**Fig. 7.** Toomre diagram for our sample. The open circles are the high- $\alpha$  metal rich star stars.

marked in our online Table .1. From our visual inspection all spectroscopic binaries seem single-lined. Also, the single-lined nature of the spectra is apparent in the iron abundance analysis; the EWs do not appear to be contaminated in any significant manner.

Also note that in the  $[Y/Fe]$  plot, all outliers are spectroscopic binaries (red open dots). This is probably because their companion transferred Y material to what is now the primary star. Thus,  $[Y/Fe]$  seems to be a good method to identify potential multiple star systems where mass transfer has taken place, but this is possible only when precise ages are available. Notice that the stars HIP 77052, HIP 74432 and HIP 83276, that seem outliers in the  $[Y/Fe]$  plot, are identified as visual binaries (Tokovinin 2014).

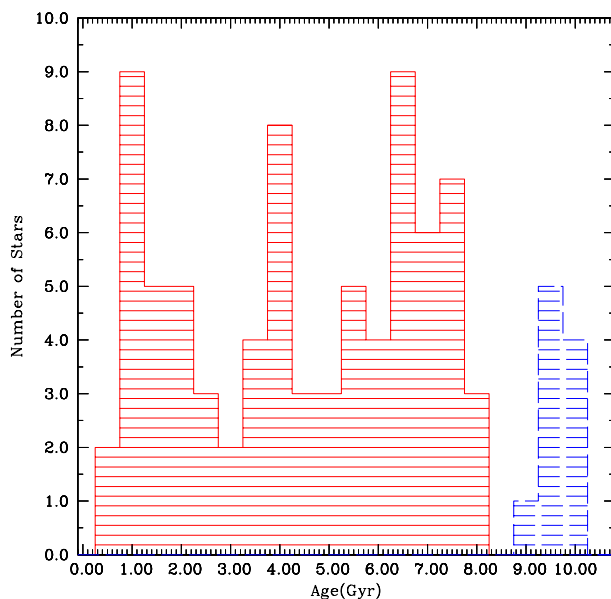
Fig. 8 shows an age histogram of the whole sample. The red solid curve shows the thin disk, while the blue dashed line represents the stars assigned to the  $\alpha$  population. It is possible to distinguish a clear age gap at 8.0 Gyrs, separating the thin disk and the  $\alpha$  stars. The  $\alpha$  population show a star-to-star scatter in age of only 0.3 Gyr, showing that this population formed quickly. Nevertheless, the  $\alpha$  stars cover an  $[Fe/H]$  range similar to that of the younger thin disk stars, which formed during the last 8 Gyr.

In Fig. 9 we present the  $[Y/Mg]$  vs stellar age plot. A linear fit to our data, excluding the spectroscopic and visual binary stars, gives the following relation using the YY ages<sup>9</sup>:

$$[Y/Mg] = 0.188(\pm 0.008) - 0.042(\pm 0.001) \cdot \text{Age} \quad (1)$$

This is practically the same fit found by Nissen (2015), within  $1\sigma$ , but with better precision and a scatter of 0.037 dex.

<sup>9</sup> We have made tests using DM and YY ages with  $[Y/Mg]$  abundances to identify which would have the better fit with age, but we found the same scatter (0.038 dex in  $[Y/Mg]$ ) and the same slope within  $1\sigma$ . As the differences in the age determination are small, they do not affect the final result.



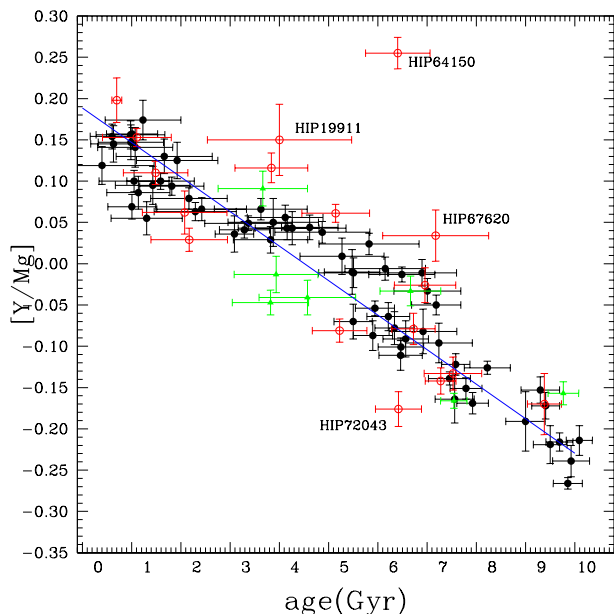
**Fig. 8.** Age histogram for the thin disk (red solid line) and  $\alpha$  stars (blue dashed line).

A remarkable significance level of about  $42\sigma$  is found for the slope and a Spearman coefficient of  $r_S = -0.96$ , with a probability of  $10^{-35}$  of our results arising by pure chance, showing that this behavior cannot occur randomly. Notice that the  $\alpha$  stars were not excluded from the fit, meaning that the  $[Y/Mg]$  relation seems to be also valid for this population. The relation of age (in Gyr) as function of  $[Y/Mg]$  is:

$$\text{Age} = 4.51(\pm 0.09) - 23.92(\pm 0.65) \cdot [Y/Mg] \quad (2)$$

The scatter of this relation is 0.9 Gyr, which is larger than the average error of the isochronal ages (0.6 Gyr). Subtracting these errors we find an intrinsic uncertainty of 0.7 Gyr for the age determination (this value should be added to the error in the age determination from Eq. (1)). For  $[Y/Mg]$  we have a mean error of 0.017 dex, which translates to a typical error in age of 0.4 Gyr. Thus, the total error expected is  $\sim 0.8$  Gyr, for data with quality similar to the one employed in this work.

The age -  $[Y/Mg]$  relation shown in Figure 9 and described by Eqs. 1 and 2 was determined using a sample of solar twins for which highly precise Y and Mg abundances, as well as ages, could be derived. Its origin is explained by nucleosynthesis and the chemical evolution of the solar neighborhood. Thus, we do not expect this relation to be restricted to solar twins. Since nucleosynthetic yields can be metallicity dependent, it is possible that this relation could be different for samples with non-solar  $[Fe/H]$ . We tested this possibility by dividing our sample into "metal-rich" and "metal-poor" groups, finding no significant differences. Thus, it is possible that the metallicity dependency is mild, if at all present. This means that, at least for the metallicity interval of our sample, the  $[Fe/H]$  does not have an impact on the age determination using Eq.2. However, more study is needed to determine if this remains true to metallicities other than solar. The  $[Y/Mg]$  abundance ratio can be measured with precision of about 0.05 dex in non-solar twin. Our Eq. 2 can be used on those stars to determine their ages with a precision of 1.4 Gyr. With less



**Fig. 9.**  $[Y/Mg]$  versus age for the sample for 88 solar twins. The slope is  $-4.21 \times 10^{-2} \pm 1.12 \times 10^{-3}$  with a scatter in age of 0.9 Gyr. The red open circles are spectroscopic binary stars and the green triangles are visual binaries.

precise  $[Y/Mg]$  measurements, for example assuming errors of 0.1 dex, one can still constrain the stellar age to 2.5 Gyr.

#### 4. Conclusions

We confirm the tight relation of  $[Y/Mg]$  vs. age, first found by Nissen (2015). This relation seems to apply even for the thick disk population. Although we used a bigger sample of solar twins the relation found is practically the same as Nissen's, with a slope of  $-0.0412 \pm 0.0011$  dex/Gyr and a scatter in ages of  $\sigma = 0.9$  Gyr.

The mean uncertainty expected for data with precision similar to ours is  $\sim 0.8$  Gyr. This level of precision for the abundances, stellar parameters and age determination as well, could only be achieved through a strict differential analysis of solar twin stars. It is important to notice that our careful work allowed us to find a good correlation of  $[Y/Mg]$  abundances with stellar age. However, extremely high precision abundances are not necessary to have a satisfactory age determination. Even with a  $[Y/Mg]$  ratio with error of 0.05 dex, it is possible to obtain an age with a uncertainty of 1.4 Gyr.

Tests were made to verify if this relation has some dependence with metallicity. For that we divided the group into metal "poor" and metal "rich" stars, but no significant trend with  $[Fe/H]$  was detected, meaning that the ages determination, at least in the  $-0.14 \leq [Fe/H] \leq 0.14$  dex interval, should not be metallicity correlated.

More investigation is needed to verify the applicability of the  $[Y/Mg]$  clock relation to stars with metallicities different from solar. Also, this correlation may be more complex than just a simple linear fit. Nevertheless, regarding solar twins and solar analogs, the  $[Y/Mg]$  ratio is a promising new metric to reliably estimate relative ages, independent of isochrones, and could be used alongside with other age determination methods.

Our work provides important observational constrains to the yields of s-process elements in models of low and intermediate-mass AGB stars (e.g., Maiorca et al. 2012).

*Acknowledgements.* MTM thanks support by CNPq (142437/2014-0). JM thanks for support by FAPESP (2012/24392-2). MA has been supported by the Australian Research Council (grants FL110100012 and DP120100991). MB is supported by the National Science Foundation (NSF) Graduate Research Fellowships Program (grant no. DGE-1144082). JB and MB acknowledge support for this work from the NSF (grant no. AST-1313119). JB is also supported by the Alfred P. Sloan Foundation and the David and Lucile Packard Foundation.

#### References

- Adibekyan, V. Z., Santos, N. C., Sousa, S. G., & Israelian, G. 2011, *A&A*, 535, L11
- Adibekyan, V. Z., Sousa, S. G., Santos, N. C., et al. 2012, *A&A*, 545, A32
- Adibekyan, V. Z., Figueira, P., Santos, N. C., et al. 2013, *A&A*, 554, A44
- Barnes, S. A. 2007, *ApJ*, 669, 1167
- Battistini, C., & Bensby, T. 2015, arXiv:1511.00966
- Baumann, P., Ramírez, I., Meléndez, J., Asplund, M., & Lind, K. 2010, *A&A*, 519, A87
- Bensby, T., Feltzing, S., Lundström, I., & Ilyin, I. 2005, *A&A*, 433, 185
- Bensby, T., Feltzing, S., & Oey, M. S. 2014, *A&A*, 562, A71
- Bevington, P. R. 1969, New York: McGraw-Hill, 1969,
- Bernstein, R., Shectman, S. A., Gunnels, S. M., Mochnecki, S., & Athey, A. E. 2003, *Proc. SPIE*, 4841, 1694
- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, arXiv:astro-ph/0405087
- D'Orazi, V., Randich, S., Flaccomio, E., et al. 2009, *A&A*, 501, 973
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 8
- Fishlock, C. K., Karakas, A. I., Lugaro, M., & Yong, D. 2014, *ApJ*, 797, 44
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *A&A*, 486, 951
- Haywood, M., Di Matteo, P., Lehnert, M. D., Katz, D., & Gómez, A. 2013, *A&A*, 560, A109
- Karakas, A. I., & Lattanzio, J. C. 2014, *PASA*, 31, e030
- Kobayashi, C., Umeda, H., Nomoto, K., Tominaga, N., & Ohkubo, T. 2006, *ApJ*, 653, 1145
- Maiorca, E., Randich, S., Busso, M., Magrini, L., & Palmerini, S. 2011, *ApJ*, 736, 120
- Maiorca, E., Magrini, L., Busso, M., et al. 2012, *ApJ*, 747, 53
- Mashonkina, L., & Gehren, T. 2000, *A&A*, 364, 249& Gail, H.-P. 2009, *Landolt Börnstein*, 44
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Meléndez, J., Bergemann, M., Cohen, J. G., et al. 2012, *A&A*, 543, A29
- Meléndez, J., Bedell, M., Bean, L. J., et al. 2016, submitted to *AA*
- Nissen, P. E. 2015, *A&A*, 579, A52
- Ramírez, I., Meléndez, J., Cornejo, D., Roederer, I. U., & Fish, J. R. 2011, *ApJ*, 740, 76
- Ramírez, I., Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 2013, *ApJ*, 764, 78
- Ramírez, I., Meléndez, J., Bean, J., et al. 2014, *A&A*, 572, A48
- Ramírez, I., Khanal, S., Aleo, P., et al. 2015, *ApJ*, 808, 13
- Sackmann, I.-J., Boothroyd, A. I., & Kraemer, K. E. 1993, *ApJ*, 418, 457
- van Saders, J. L., Ceillier, T., Metcalfe, T. S., et al. 2016, *Nature*, 529, 181
- Snedden, C. A. 1973, Ph.D. Thesis,
- Tokovinin, A. 2014, *AJ*, 147, 86
- Travaglio, C., Gallino, R., Arnone, E., et al. 2004, *ApJ*, 601, 864
- Yi, S., Demarque, P., Kim, Y.-C., et al. 2001, *ApJS*, 136, 417

